

Tesis doctoral presentada en el Departamento de Física  
de la Facultad de Ciencias Exactas  
de la Universidad Nacional de La Plata

por

NORA LOISEAU

ESTRUCTURA Y CINEMATICA DE LA NUBE MENOR DE MAGALLANES  
EN BASE A OBSERVACIONES EN 1420 MHZ

Diciembre - 1984

Director del trabajo:

DR.E.BAJAJA

Asesor Científico por

la UNLP:

DR.A.E.RODRIGUEZ

a mis padres,

con asradecimiento.

## INDICE

I - INTRODUCCION .....	
I.1 - La Nube Menor de Magallanes .....	
a) Galaxias SB(s)m	
b) Sistema Magallánico	
I.2 - Emisión del hidrógeno neutro en galaxias .....	
a) Proceso de emisión	
b) Hidrógeno neutro en galaxias	
I.3 - Emisión en el continuo en 1415 MHz .....	
a) Procesos de emisión en el continuo en radiofrecuencias	
i) Emisión térmica	
ii) Emisión no térmica	
b) Estructura de las galaxias revelada por su emisión en el continuo	
i) Emisión integrada	
ii) Componente térmica- Flujo de fotones en el continuo de Lyman	
iii) Componente no térmica- Campos magnéticos	
II - HIDROGENO NEUTRO EN LA NUBE MENOR DE MAGALLANES .....	
II.1 - Introducción .....	
II.2 - Adquisición y procesamiento de los datos .....	
a) Radiotelescopio para la línea de 21 cm	

b)	Observaciones	
c)	Reducción de los datos	
II.3	- Resultados y discusión .....	
a)	Diagramas de distribución del hidrógeno neutro	
b)	Análisis del movimiento global de la NmM	
c)	Estructura y cinemática de la NmM en base a los datos del HI	
i)	Análisis en componentes de los perfiles	
ii)	Comparación con velocidades y distancias de otros objetos	
iii)	Discusión sobre la estructura y cinemática de la NmM	
II.4	- Conclusiones .....	
III	- EL CONTINUO EN 1415 MHZ EN LA NUBE MENOR DE MAGALLANES ..	
III.1	- Introducción .....	
III.2	- Adquisición y procesamiento de los datos .....	
a)	Radiotelescopio para el continuo en 1415 MHz	
b)	Observaciones	
c)	Reducción de los datos	
d)	Mapas de distribución del continuo en 1415 MHz	
III.3	- Resultados y discusión .....	
a)	Emisión integrada de la NmM en el continuo	
b)	Determinación de índices espectrales	
c)	Distribución espacial de la emisión en el continuo	

- d) Análisis de las componentes térmica y no térmica
  - i) separación de las componentes
  - ii) componente térmica - flujo de fotones del continuo de Lyman
  - iii) componente no térmica - campo magnético

III.4 - Conclusiones .....

IV - CONCLUSIONES .....

REFERENCIAS .....

AGRADECIMIENTOS .....

## CAPITULO I

### INTRODUCCION

## I - INTRODUCCION

En radiofrecuencias de alrededor de 1 GHz, las galaxias emiten en el continuo, en la línea de 21 cm del hidrógeno neutro y en algunas líneas de recombinación poco intensas. La emisión en el continuo en estas frecuencias se origina principalmente en el proceso sincrotrónico que ocurre cuando electrones relativistas son acelerados en los campos magnéticos galácticos. Esta radiación no térmica está linealmente polarizada y su detección permite el estudio de la energía de los electrones relativistas y la intensidad y dirección de los campos magnéticos. En estas frecuencias también comienza a ser importante la radiación en el continuo originada mediante el proceso libre-libre en las regiones de hidrógeno ionizado.

El análisis de los perfiles de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro dió origen al descubrimiento de la estructura espiral de nuestra Galaxia y permite el estudio de la estructura y dinámica de las galaxias más cercanas.

La Nube Menor y la Nube Mayor de Masallanes (NmM y NMM respectivamente) son dos galaxias de tipo tardío muy cercanas, que orbitan alrededor de nuestra Galaxia. La proximidad de estas galaxias hace posible la comparación de posiciones y velocidades de los distintos objetos que la componen con mucho mayor detalle y precisión que en otras galaxias más lejanas, lo que permite estudiar las relaciones y procesos evolutivos de interés astrofísico. Estos estudios son difíciles de hacer en nuestra galaxia porque, al estar el sistema solar dentro del Plano Galáctico, se superponen en cada dirección objetos de muy

diferentes distancias.

Por otra parte las Nubes de Masallanes, que muestran claros indicios de estar ligadas entre si y con nuestra Galaxia, brindan una oportunidad única, por su cercanía, de estudiar los procesos de interacción entre galaxias.

El interés despertado por estas galaxias australes ha sido manifestado e incrementado, en las dos últimas décadas, por el gran número de datos de alta calidad obtenidos con nuevos instrumentos instalados en el Hemisferio Sur. En particular la Nube Menor, con su gran extensión a lo largo de la visual y sus perturbaciones, ha sido el objeto de cuatro tesis doctorales entre 1972 y 1981 (Florsh, 1972, Maurice, 1979, Dubois, 1980 y Azzopardi, 1981), y de un simposio específico "La Structure du Petit Nuage de Masellan", realizado en Strasbourg en 1982. En el año 1983 se realizó en Töbingen un Simposio de la IAU dedicado a la estructura y evolución de ambas Nubes de Masallanes.

A pesar de todos estos trabajos se encuentra que los modelos de interacción de galaxias no están aun suficientemente desarrollados ni los datos son aún suficientes como para comprender la complicada estructura y cinemática de la Nube Menor.

El presente trabajo es un aporte al conocimiento de la estructura y cinemática de la NmM en base a nuevos datos de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro y del continuo en 1415 MHz. Este trabajo ha sido realizado durante los últimos siete años en base a datos que fueron obtenidos con el radiotelescopio del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), y fueron reducidos en parte en el Centro de Computo de la Universidad

Nacional de La Plata, y en parte en el IAR, con la computadora PDP11/34.

En la siguiente sección se describen las características generales de las galaxias del tipo de la NMM, las SB(s)m, y del Sistema Magallánico, del cual la NMM forma parte. En la sección I.2 se describe la información que puede obtenerse, sobre la estructura y cinemática de una galaxia, a través del análisis espectral de la emisión producida por su elemento primordial y mas abundante, el hidrógeno neutro. En la sección I.3 se describen los procesos de emisión en el continuo en radiofrecuencias, en galaxias. Se discute la relación entre la emisión en el continuo en distintas frecuencias y la presencia, en la zona, de objetos como supernovas, regiones HII, etc. Del estudio de la emisión global en el continuo puede deducirse que proceso de emisión predomina, lo cual está relacionado con la composición y evolución de la galaxia.

En el Capítulo II se describe la obtención y reducción de datos de la línea de 21 cm del HI de la Nube Menor de Magallanes. En base a estos datos se calculan algunos parámetros de la galaxia. Se discute la aplicación de distintos modelos de la estructura y cinemática de la Nube, en base a la distribución y velocidades de las componentes de HI, y a la comparación con otros datos actualizados.

En el Capítulo III se describe la obtención y reducción de datos del continuo en 1415 MHz de la Nube Menor. Por primera vez pudieron realizarse observaciones en el continuo en el IAR debido a la gran estabilidad del nuevo receptor. Se desarrolló

un método para determinar el índice espectral global de regiones extendidas, en base a las temperaturas en 1415 MHz del presente trabajo, y a las temperaturas en 408 MHz de Haslam et al. (1982). A partir del conocimiento de los índices espectrales pudieron separarse la componente térmica de la no térmica. La intensidad de la emisión térmica permitió estimar el flujo de fotones ionizantes de las estrellas, y a partir de la intensidad de la emisión no térmica se estimó la intensidad del campo magnético medio de la galaxia. En base a la distribución espacial de la emisión y del índice espectral, se discute la existencia de un halo.

En el Capítulo IV se realiza un balance general de los resultados de este trabajo y se analizan las perspectivas de desarrollo futuro.

## I.1 - LA NUBE MENOR DE MAGALLANES

La estructura de la NmM es muy difícil de analizar debido a la gran inclinación de su plano ecuatorial, y a la distorsión producida por la prominencia denominada Ala (Westerlund y Glaspey, 1971), que se extiende en la dirección de la Nube Mayor. La apariencia óptica de la galaxia se muestra en la figura I.1, donde están indicadas dos condensaciones del Ala denominadas K1 y K2 (de Vaucouleurs y Freeman, 1972). Otras características de la NmM relevantes para el presente trabajo

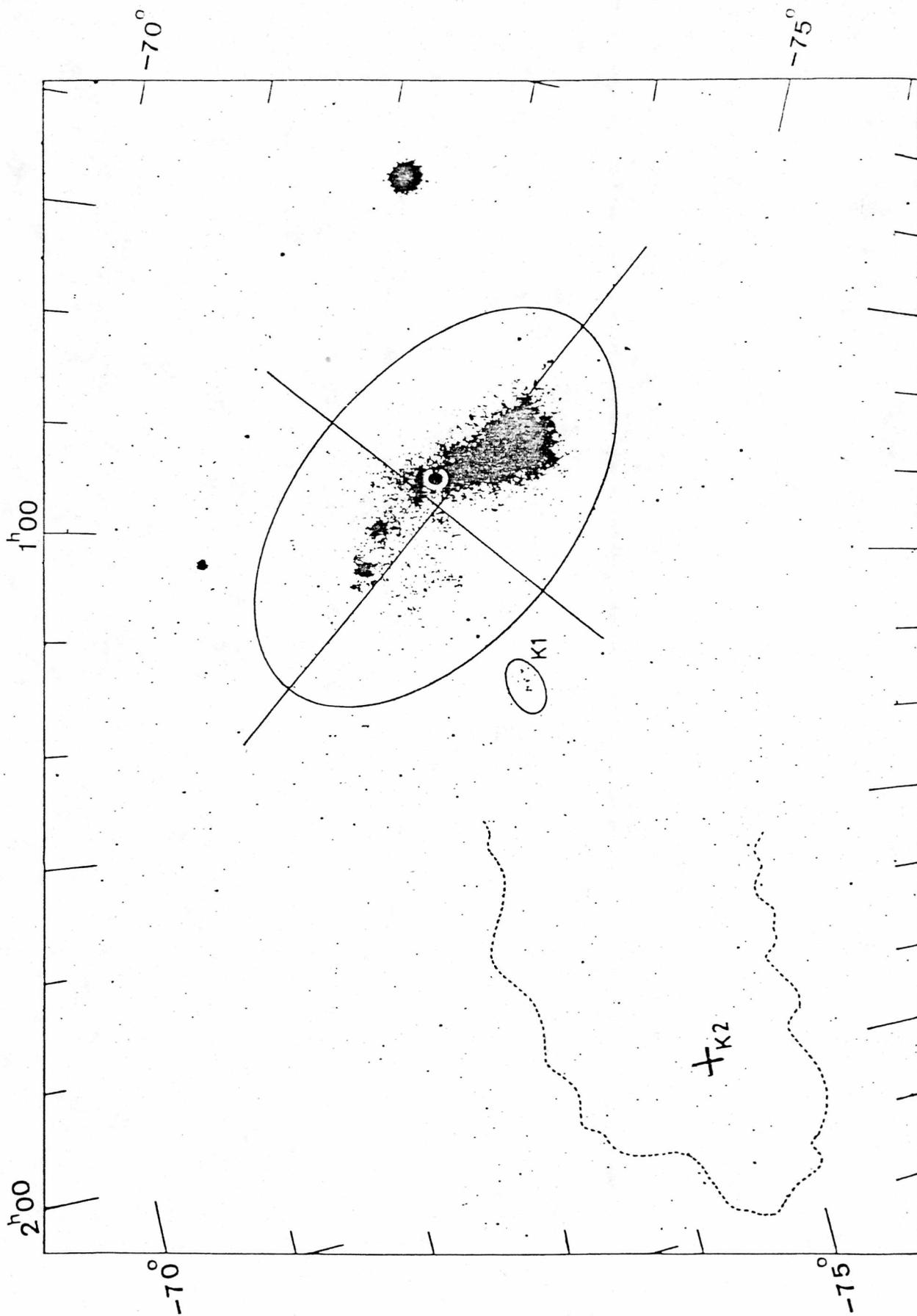


FIG. I.1 - La Nube Menor de Magellanes con sus diferentes zonas. (Maurice, 1979). La elipse que contiene el cuerpo principal esta definida por la mayoría de las estrellas superesistentes. Se indican las regiones K1 y K2 del Ala, el trazo punteado indica el borde del Ala en el óptico, de acuerdo con Westerlund y Glassey (1971). Las coordenadas son de 1975.

son la gran extensión de la galaxia a lo largo de la visual, entre 6 y 15 kpc según distintos autores; y la peculiar distribución de velocidades de los distintos componentes de la Nube, incompatible con movimientos de rotación pura como los que se encuentran en galaxias espirales normales.

Estas características hacen que la clasificación de esta galaxia sea aún muy discutida. En el presente trabajo se adopta la clasificación propuesta por de Vaucouleurs y Freeman (1972). De acuerdo con estos autores la NmM sería una galaxia barrada de tipo espiral tardía, SB(s)m peculiar, cuya peculiaridad está dada por la existencia del Ala.

Se describen en las siguientes secciones las características generales de las galaxias de tipo SB(s)m, y del Sistema Masallánico al cual pertenece la NmM.

### I.1.a - GALAXIAS SB(s)m

La estructura y cinemática de las galaxias espirales barradas tardías (SB(s)m) es aparentemente más complicada que la de las espirales más tempranas, y su estudio aún se encuentra en etapa de desarrollo(\*). Las principales características de estas galaxias fueron descritas por de Vaucouleurs y Freeman (1972) (que serán referidos en adelante como dVF).

En la figura I.2 se muestra una isofota en luz azul de

-----  
(\*). Las expresiones "temprana" y "tardía" tienen el sentido tradicional de secuencia morfológica, no estando relacionadas con una secuencia evolutiva.

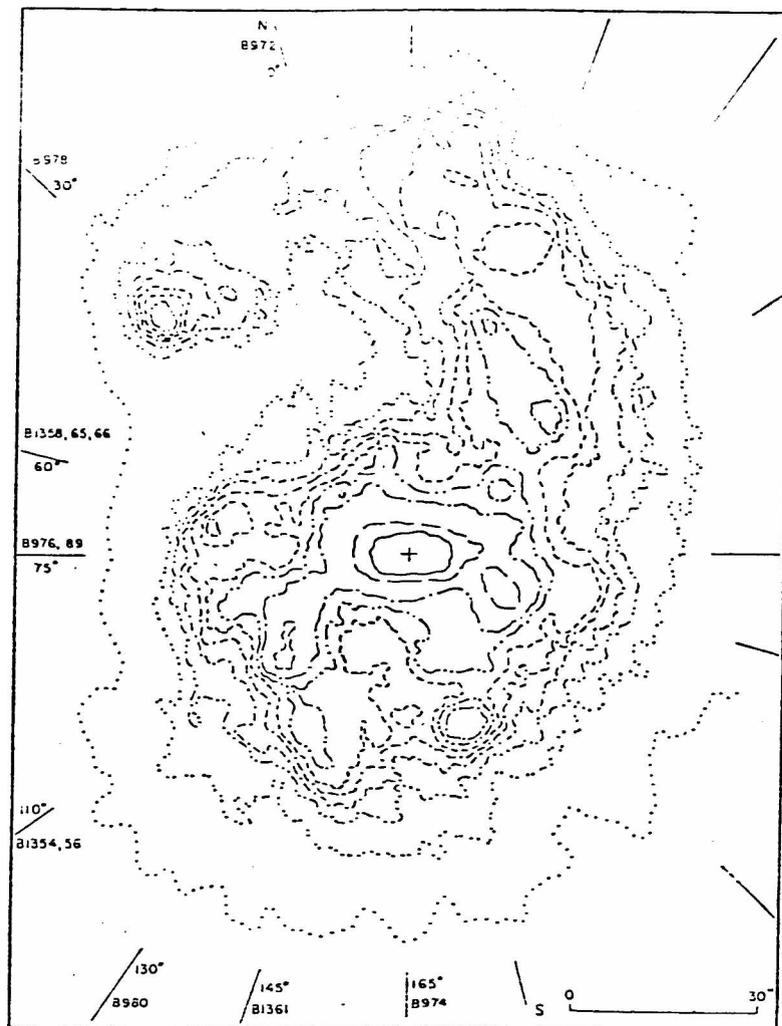


FIG. I.2 - Isofotas en luz azul de NGC 4027 (de Vaucouleurs y Freeman, 1972).

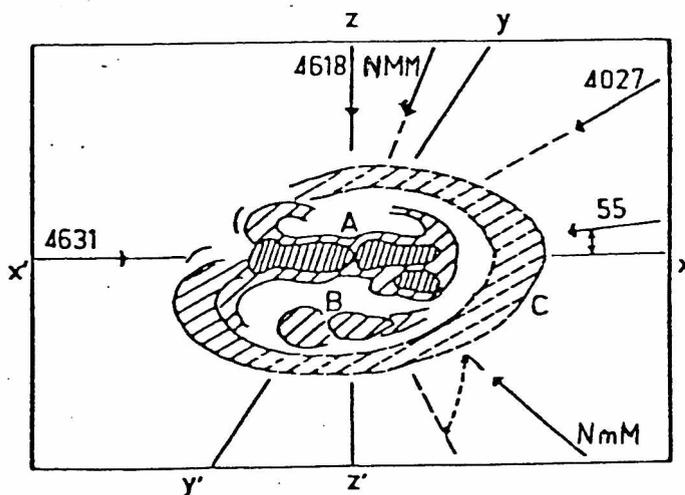


FIG. I.3 - Estructura esquemática de las galaxias tipo SB(s)m. Orientación de las líneas de vista para NGC 55, 4027, 4618, 4631, y las Nubes de Magallanes, de acuerdo con de Vaucouleurs (1961).

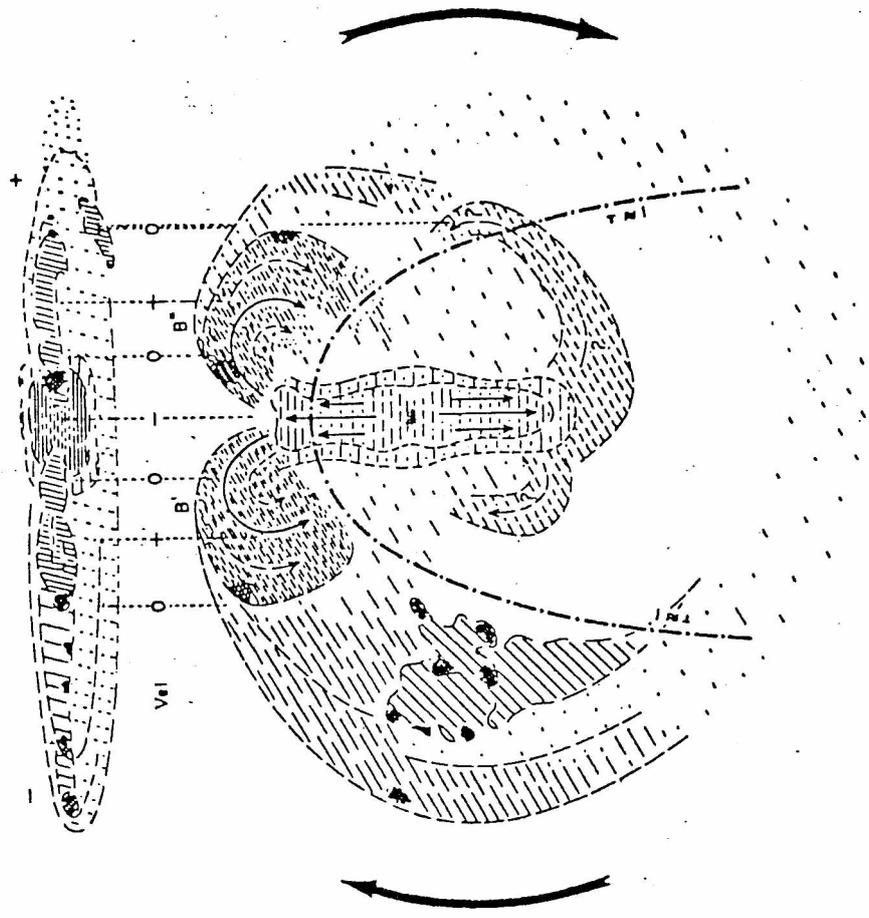


FIG. I.4 - Esquema de la estructura y movimiento probable de las galaxias SB(s)m. Correspondencia con NGC 4631.

NGC 4027, que es una galaxia típica de este tipo, vista de frente. En la figura I.3 se muestra un esquema de la estructura sugerida por de Vaucouleurs (1961) para las galaxias SB(s)m, donde se indica la orientación con que se estarían viendo las galaxias NGC 55, 4027, 4618, 4631 y las Nubes de Masallanes. En la figura I.4 se muestra el diagrama de las velocidades propuesto por de Vaucouleurs y de Vaucouleurs (1963) para NGC 4631, en base a la curva de rotación observada (Fig.II.12). Las principales propiedades estructurales y cinemáticas de las espirales SBm son, de acuerdo con dVF:

- Falta de núcleo
- Una barra pequeña (de 3 kpc de longitud en la NMM)
- Un disco que contribuye con la mayor parte de la luz, cuyo centro no coincide con el centro de la barra, sino que se encuentra desplazado de 0.5 a 1 kpc.
- Estructura espiral fuertemente asimétrica. Poseen dos brazos arrastrados (trailing), uno destacado y otro más pequeño, y dos brazos guía (leading), cortos y anchos. El brazo principal se encuentra del mismo lado de la barra que el centro del disco. En muchos casos un filamento de polvo atraviesa a la barra cerca de su centro.
- Hay evidencias de movimientos del gas a lo largo de la barra, del orden de 50-100 km/s, en varios de los sistemas
- Los campos de velocidad del HI de la NmM y la NMM no son consistentes con movimientos de rotación pura.
- Los centros de simetría de las curvas de rotación están desplazados con respecto a los centros de las barras.

En estas galaxias, así como en las barreadas más tempranas, se observa que los brazos nacen casi

perpendicularmente a la barra.

Feitzinger (1983) investigó 68 galaxias de tipo SB(s)m encontrando las siguientes características:

- En el 70% de los casos se encontraron barras estelares ubicadas asimétricamente con respecto al disco.
- En el 45% de los casos el disco presenta cadenas de regiones HII (filamentos espirales).
- En el 25% de los casos los sistemas SBm tienen una región HII dominante cerca de la periferia, predominantemente cerca de un extremo de la barra.

Las galaxias SBm muchas veces se encuentran formando pares como NGC 4618/25, NGC 4027/4027A y NGC 4631/4656, pero el hecho de que esta estructura asimétrica se encuentra también en galaxias claramente aisladas como NGC 3109 indica que no es consecuencia de la interacción.

El estudio de la dinámica de este tipo de galaxias se encuentra aún en una etapa primitiva. Freeman (ver dVF y Freeman, 1984) propone un potencial asimétrico formado por el de un disco con centro  $C_d$  más el de una barra cuyo centro,  $C_b$ , no coincide con  $C_d$ ; la barra rota con su eje perpendicular a la línea  $C_d-C_b$  (Fig. I.5). Estudiando las órbitas de partículas de prueba en este potencial Christiansen y Jefferys (1976) pudieron reproducir peculiaridades de la curva de rotación de NGC 4027. Colin y Athanasoula (1983) informaron sobre un estudio hidrodinámico preliminar de la respuesta del gas a un potencial de este tipo. Feitzinger et al. (1981) tuvieron en cuenta una distribución de masa de este tipo al aplicar la teoría de auto-propagación de formación de estrellas a la Nube Mayor, pudiendo reproducir algunas características de la misma,

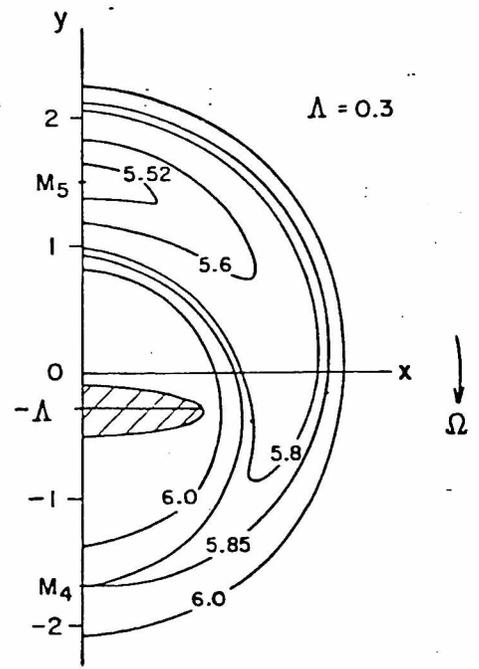
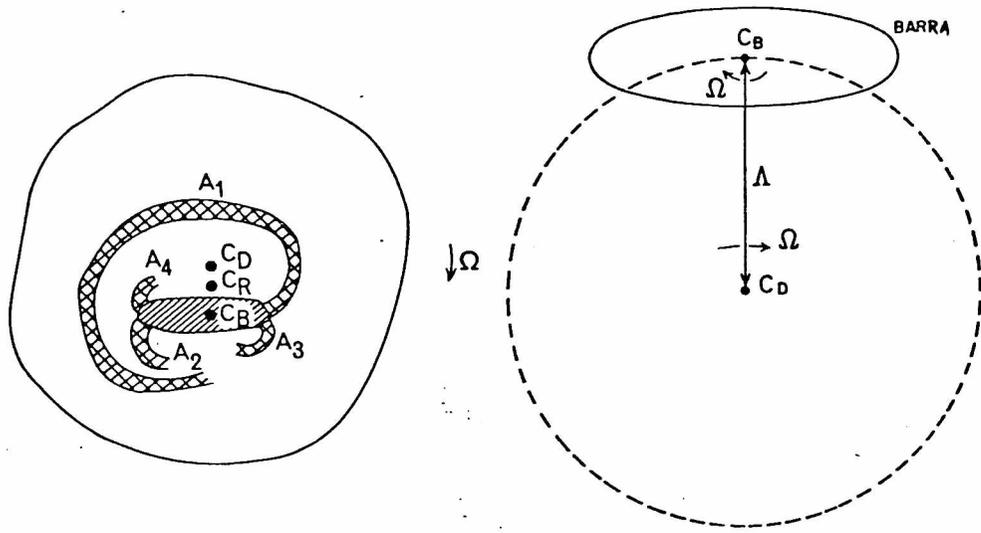


FIG. 1.5 - a) Estructura esquemática de los sistemas SRM. b) Modelo para los sistemas SRM. c) Equipotenciales del campo de fuerzas gravitacionales +centrífugas combinadas, del modelo. (Freeman, 1975).

como los lugares de activa formación de estrellas cerca de las puntas de la barra, los filamentos de regiones HII y algunas perturbaciones del gas como agujeros y cáscaras.

#### I.1.b - Sistema Masallánico

Para estudiar la estructura y dinámica de la NmM es necesario tener en cuenta que esta galaxia forma parte del sistema Masallánico, el cual a su vez está estrechamente ligado a nuestra Galaxia. Este sistema está formado por las Nubes Menor y Mayor de Masallanes, que son dos galaxias de tipo tardío (probablemente SB(s)m), y por dos estructuras de hidrógeno neutro: un puente de hidrógeno entre las dos Nubes, y un filamento estrecho que, partiendo de la Nubes, describe un arco casi perpendicular al plano de nuestra Galaxia. A este filamento se lo denomina Corriente de Masallanes (Fig.I.6).

Las principales características de la Corriente de Masallanes son su forma de filamento de gran longitud, con condensaciones pero sin discontinuidades. La velocidad radial del gas varía sistemáticamente de acuerdo con la expresión:  $V_r = -240 \sin(\theta + 2^\circ)$  km/s, donde  $\theta$  es el ángulo medido desde el origen  $l \sim 298^\circ$ ,  $b \sim -69^\circ$ , hacia el Norte. Los perfiles de la línea de 21 cm en la Corriente tienen distinto ancho y estructura que los de otras nubes de hidrógeno neutro de alta velocidad encontradas fuera del plano de nuestra Galaxia (Fig.I.7).

La mayor parte de los perfiles del puente y la Corriente presentan dos componentes de distinta velocidad.

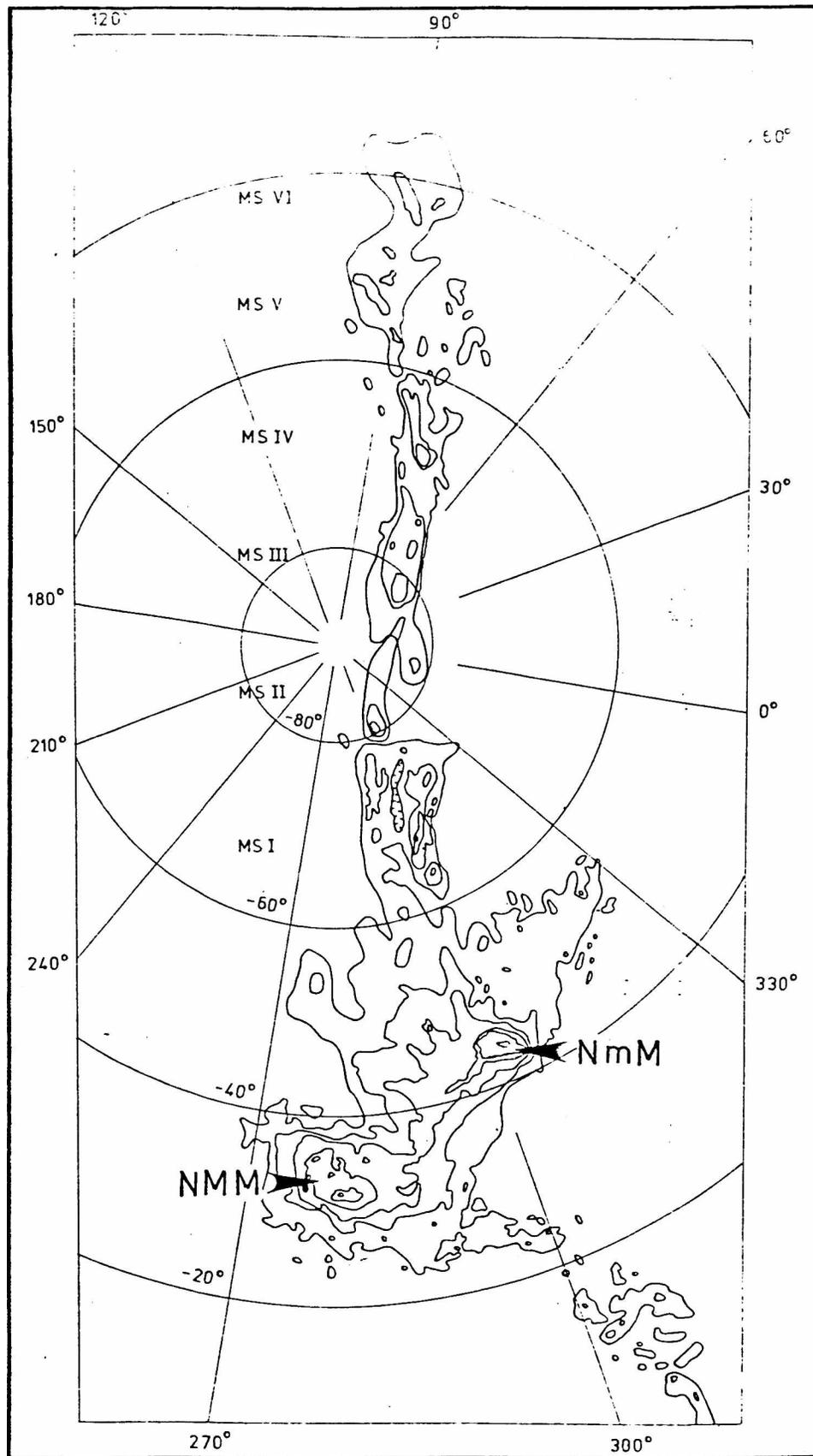


FIG. 1.6 - Contornos de la distribución de hidrógeno neutro en el Sistema Magallánico. Se indican las zonas donde se concentra la emisión en el óptico de las Nubes Menor y Mayor de Magallanes (NmM y NMM respectivamente). El mapa es en coordenadas polares galácticas. (Mathewson y Ford, 1984).

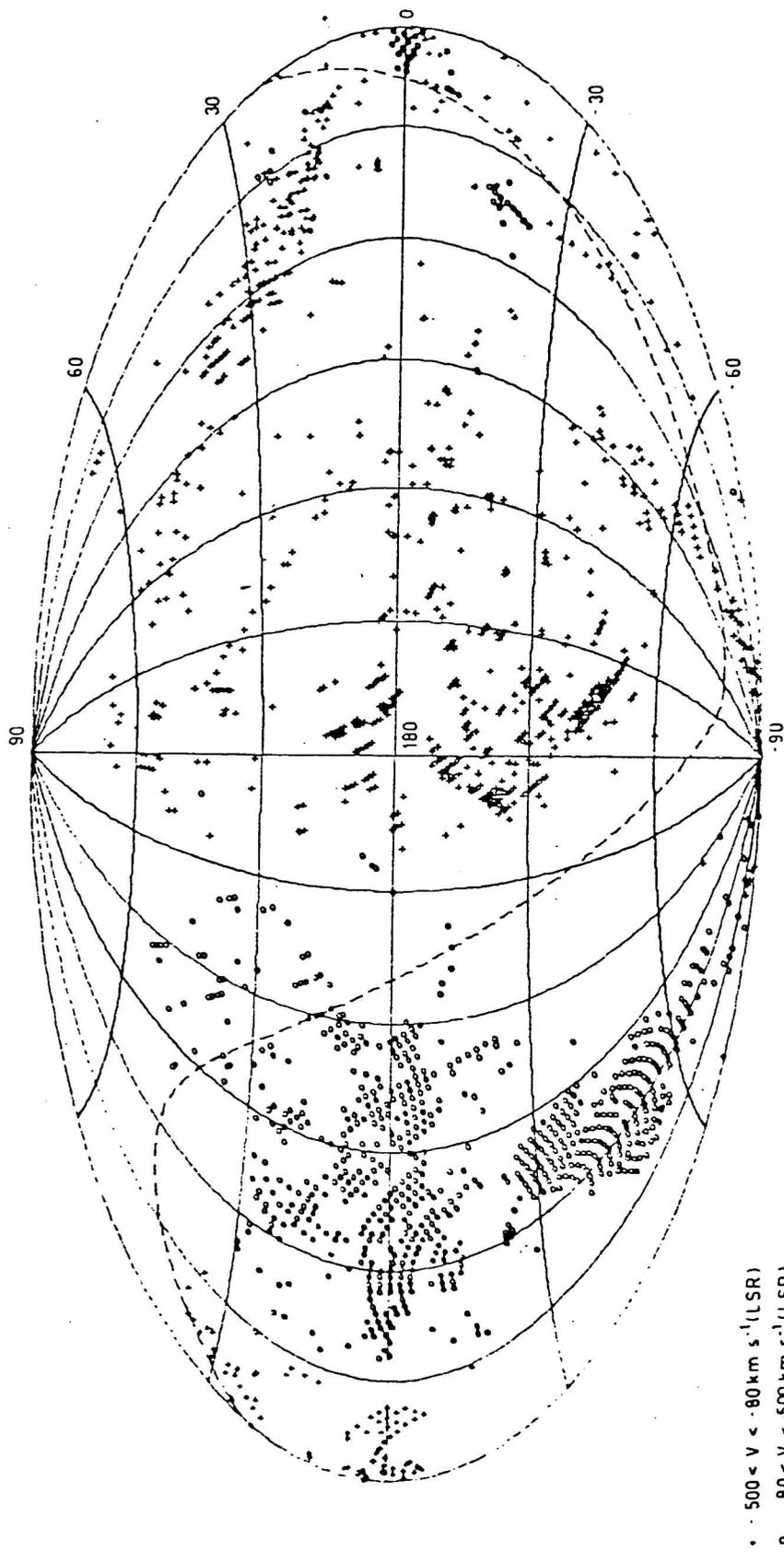


FIG. I.7 - Distribución de nubes de hidrógeno neutro de alta velocidad en todo el cielo en coordenadas galácticas. Se utilizaron los datos de Bajaja et al. (1984), para el Hemisferio Sur Celeste (al sur de la línea punteada), y datos de otros catálogos para el Hemisferio Norte (ver Bajaja et al., 1984). El filamento que atraviesa el Polo Sur Galáctico es la Corriente de Masallanes.

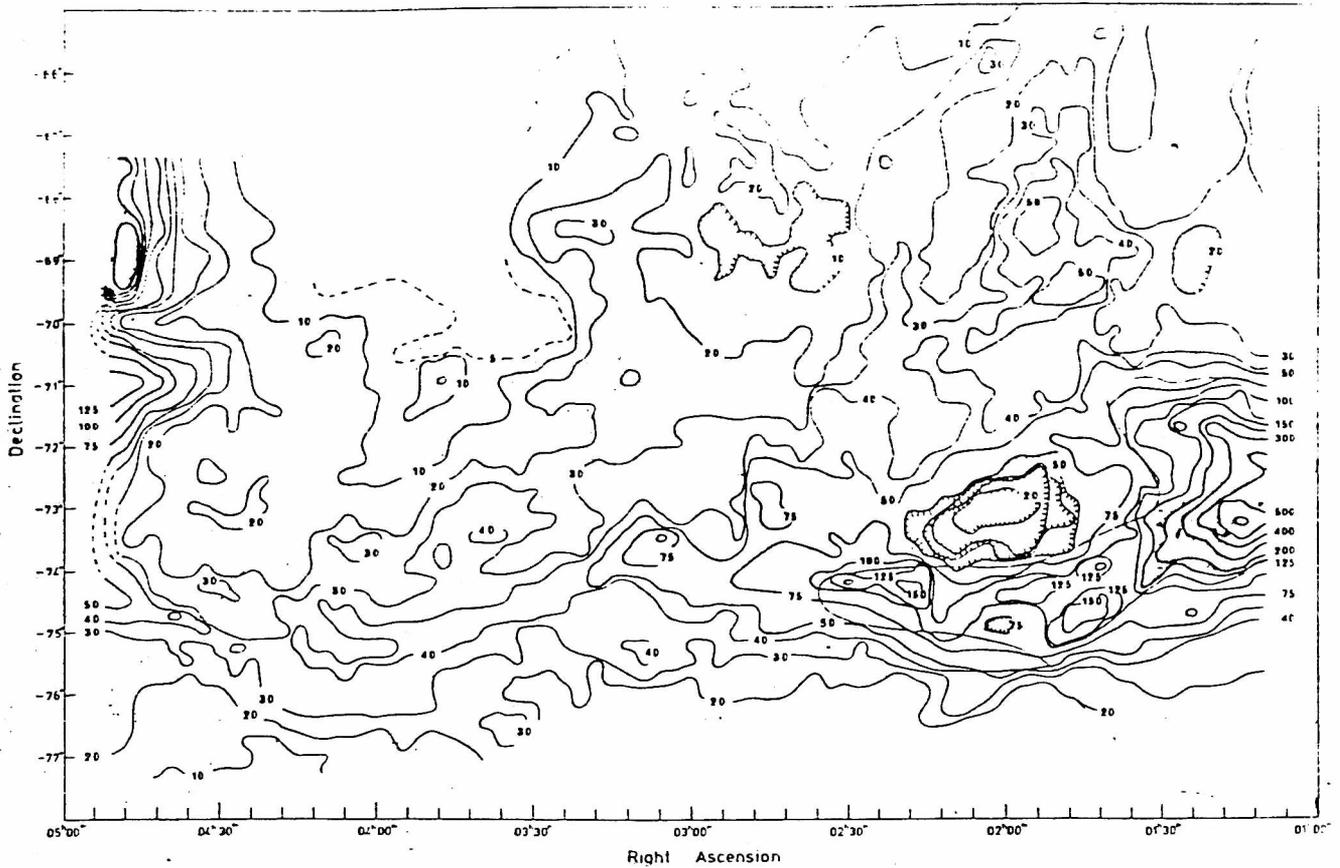


FIG. I.8 - Contornos de densidad superficial de HI de la región entre la Nube Menor y la Nube Mayor. Los niveles están en unidades de  $10^{14}$  átomos/cm<sup>2</sup>. Las coordenadas son de 1975. (Mathewson et al., 1979).

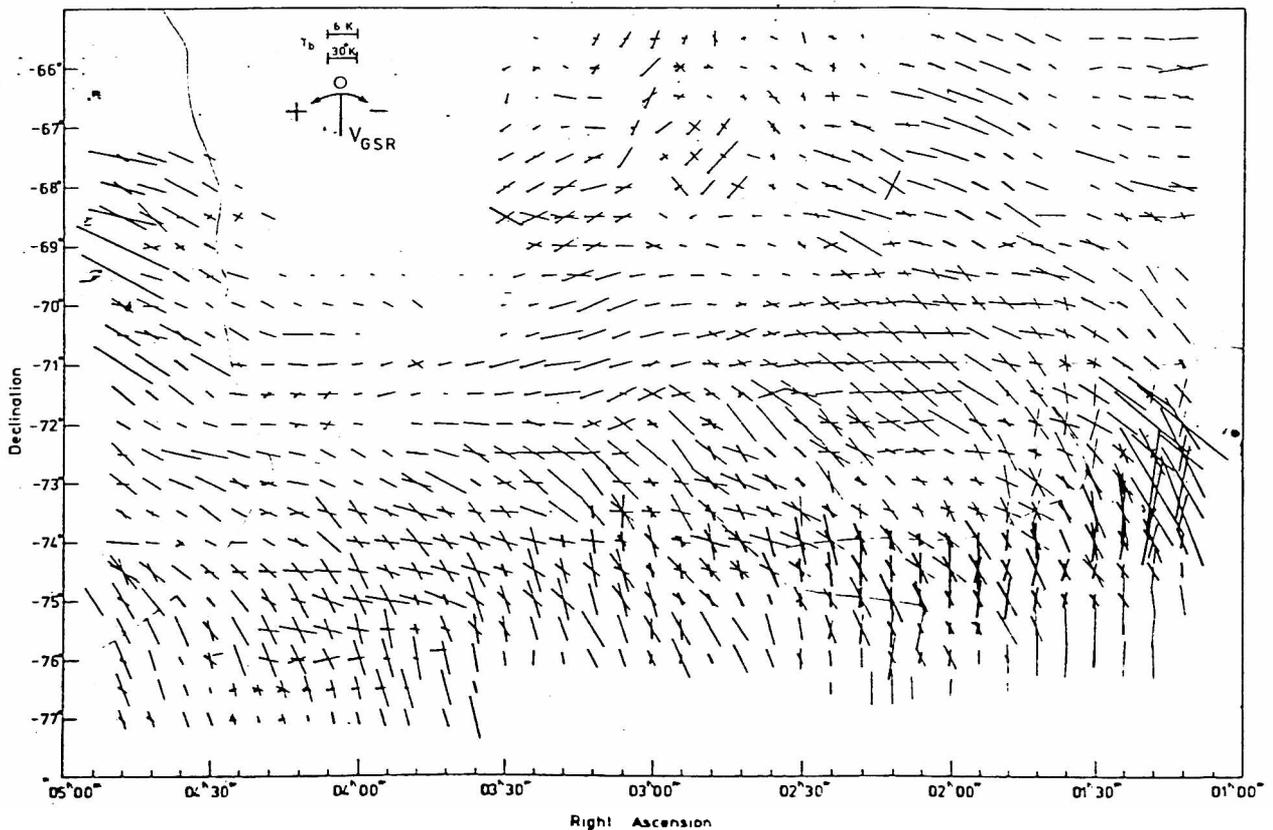


FIG. I.9 - Campo de velocidades de la región entre las Nubes de Magallanes. El ángulo de las líneas con la vertical representa la velocidad radial  $V_{GSR}$  (km/s). La longitud de las líneas representa la temperatura de brillo  $T_b$  (K) de los picos. (Mathewson et al., 1979).

La estructura y las velocidades del gas del puente, reveladas por nuevas observaciones de la región realizadas por Mathewson et al. (1979), muestran que este gas está principalmente conectado con la NMM y sólo en muy baja proporción con la NML (Figs. I.8 y I.9).

Las observaciones realizadas hasta el presente del hidrógeno neutro, que es el principal o el único elemento de las distintas partes de sistema magallánico, han sido descritas por Mathewson y Ford (1984).

La única componente de la velocidad del gas que puede medirse, a través del efecto Doppler, es la radial, por lo que son necesarios otros indicadores para saber en que dirección y con que velocidad se mueven las Nubes en su órbita alrededor de nuestra Galaxia. Hacia el Este de la Nube Mayor y hacia el Oeste de la Nube Menor se encuentran gradientes muy empinados del HI (Fig. I.6), a los que se interpreta como indicadores de la dirección de avance transversal de las galaxias en su movimiento a través del halo de nuestra Galaxia.

Diversos modelos de las órbitas de las Nubes, y de sus interacciones entre sí y con nuestra Galaxia, han sido propuestos desde que los primeros modelos de interacciones de mareas entre galaxias predijeron la formación de un puente y una cola como consecuencia de la interacción (ver Toomre y Toomre, 1972). Estos modelos cobraron interés con el descubrimiento de la Corriente de Magallanes (Mathewson et al., 1974).

Los modelos propuestos hasta el presente, que han sido resumidos por Fujimoto y Murai (1984), son de tres tipos: de interacción de mareas, hidrodinámicos y primordiales. Los que

mejor ajustan las observaciones son el modelo hidrodinámico de Mathewson et al. (1977) y el modelo de interacción de mareas de Murai y Fujimoto (1980). Según ambos modelos las Nubes se estarían acercando en este momento al plano de nuestra Galaxia. El primero propone que el sistema NmM-NMM no ha sufrido disrupción y que la Corriente se originaría continuamente por condensaciones en la estela que producen las Nubes en su órbita a través del halo de nuestra Galaxia.

Murai y Fujimoto (1980) consideraron que las Nubes de Masallanes están ligadas gravitacionalmente entre si y con nuestra Galaxia, y simularon mediante partículas de prueba el efecto producido, con distintas orbitas. La inclinación de las posibles órbitas está definida por el arco formado por la Corriente de Masallanes, casi perpendicular al plano de la Galaxia. A diferencia de modelos anteriores del mismo tipo estos autores consideraron además la presencia de un halo masivo en nuestra Galaxia; de esta manera pudieron reproducir la distribución espacial y en velocidades del hidrógeno de la Corriente (Fig.I.10). Estos autores encuentran que la distancia entre las Nubes varía con el tiempo, habiéndose producido el último acercamiento hace  $2 \cdot 10^8$  años. De acuerdo con este modelo las partículas que forman el puente y la Corriente provienen de la NmM. Además del hidrógeno neutro, el campo magnético panmasallánico descrito por Schmidt (1976), y el hidrógeno ionizado revelado por la detección de emisión  $H_{\alpha}$  en la zona del puente (Johnson et al., 1982), serían residuo de la disrupción sufrida por la NmM en su acercamiento a la NMM.

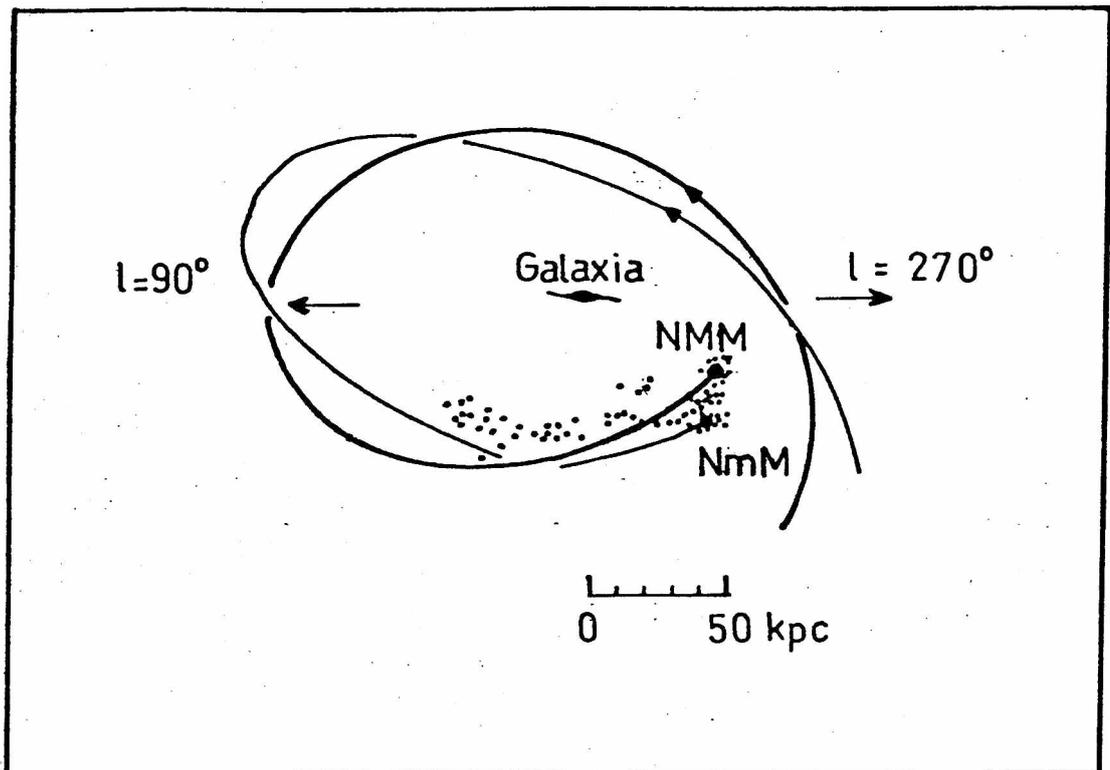


FIG. I.10 - Evolución dinámica de una distribución de partículas alrededor de la Nmm y la NMM, según el modelo de Murai y Fujimoto (1980). El origen de las órbitas está ubicado hace  $2 \times 10^9$  años, el último encuentro entre las dos galaxias en  $t=2 \times 10^8$  años. Se indica el alabeo del plano de nuestra Galaxia.

## I.2 - EMISION DEL HIDROGENO NEUTRO EN GALAXIAS

### I.2.a - PROCESO DE EMISION

El hidrógeno neutro en estado atómico (HI) es el elemento primordial y más abundante del universo, del 5 al 10% de la masa de las galaxias está constituida por hidrógeno atómico interestelar. Este elemento puede ser detectado debido a que el estado fundamental ( $1^2 S_{1/2}$ ) puede sufrir una transición hiperfina dando lugar a emisión o absorción en radiofrecuencias (21.1 cm). Esta transición ocurre cuando los momentos magnéticos del electrón y el protón cambian de paralelo a antiparalelo (emisión) o viceversa (absorción). La frecuencia correspondiente a la diferencia de energía entre estos dos niveles es de  $1420405751.768 \pm 0.001$  Hz. Aunque la probabilidad de una transición espontánea entre estos niveles es muy baja,  $A_{10} = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ , el estado excitado es poblado por colisiones que ocurren a razón de una cada 400 años, lo cual, combinado con el hecho de que un enorme número de átomos está presente a lo largo de la visual en una galaxia (del orden de  $10^{20}, 10^{21}$  átomos  $\text{cm}^{-2}$ ), hace factible la detección de la línea. Esta transición fue detectada por primera vez en el año 1951.

Las ecuaciones básicas necesarias para el estudio de esta radiación han sido descritas en detalle por ejemplo por Kerr (1968).

Si existe equilibrio termodinámico la temperatura de la

resión emisora está dada por la ley de Raileigh-Jeans (en radiofrecuencias  $h\nu \ll kT$ ):

$$T_b = \frac{I_\nu c^2}{2k \nu^2}$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad específica a la frecuencia  $\nu$  y  $k$  es la constante de Boltzman. Si no hay equilibrio termodinámico, mediante esta expresión se define la denominada temperatura de brillo de la resión.

En el medio interestelar puede considerarse que las poblaciones relativas de los dos niveles están regidas por colisiones, luego la temperatura de spin,  $T_s$ , es igual a la temperatura cinética. Si la temperatura de spin es constante a lo largo de la visual la ecuación del transporte de la radiación puede expresarse de la forma:

$$T_b(\nu) = T_s (1 - e^{-\tau(\nu)})$$

donde  $\tau(\nu)$  es la profundidad óptica integrada a lo largo de la visual. Para el caso de un medio ópticamente fino ( $\tau(\nu) \ll 1$ ) esta expresión se reduce a:  $T_b \sim \tau T_s$ .

La cantidad observable es la temperatura de brillo de una resión, a partir de este dato puede obtenerse el número de átomos de hidrógeno neutro en una sección de  $1 \text{ cm}^2$  a lo largo de la visual, en un intervalo de velocidades de  $1 \text{ km/s}$ , mediante la expresión (Roberts, 1975):

$$N_H = 1.823 \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_s \tau(\nu) d\nu$$

En el caso más general de un medio ópticamente fino se obtiene:

$$N_H = 1.823 \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_b d\nu$$

La masa del hidrógeno neutro de una fuente ópticamente fina puede calcularse integrando el  $N_{\nu}$  sobre el área de la fuente y multiplicando por la masa del átomo de hidrógeno. La masa de HI, expresada en unidades de masas solares, está dada por la siguiente expresión:

$$\frac{M_{H_2}}{M_{\odot}} = 1.236 \cdot 10^{-9} D^2 \iiint_{\nu, \text{conv.}} T_b \, dx \, dy \, dv_r$$

donde  $D$  es la distancia. La integral está realizada sobre todas las velocidades radiales y sobre la convolución de la fuente con el haz de la antena. Las unidades para  $x$  e  $y$  son min. de arco, y para  $v_r$ , km/s.

El ancho natural de la línea de 21 cm es despreciable frente al ensanchamiento Doppler debido a movimientos térmicos o turbulentos dentro de la región. Los datos astrofísicamente relevantes son la intensidad, el corrimiento en frecuencia y el ancho de la línea de 21 cm.

## I.2.b - HIDROGENO NEUTRO EN GALAXIAS

Del estudio de los perfiles de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro, se obtienen las velocidades y densidades de las distintas estructuras de gas de las galaxias, lo cual lleva al conocimiento de la estructura, dinámica y evolución de las mismas. Otra ventaja de los datos de 21 cm con respecto a los datos ópticos es que la radiación en esta frecuencia no sufre absorción por parte del polvo interestelar.

La revisión de las propiedades del HI en galaxias y la información que puede obtenerse a partir del perfil de la línea ha sido el tema de numerosos trabajos y simposios entre los que pueden citarse los trabajos de Roberts (1975), Burbidge y Burbidge (1975), Balkowski (1973) y el Simposio n° 100 de la UAI realizado en el año 1982.

Del análisis de los perfiles del HI de una galaxia los resultados globales más importantes que pueden derivarse son:

i) Contenido de hidrógeno neutro de una galaxia: se encuentra que está relacionado con el tipo morfológico. El contenido de HI con respecto a la masa total aumenta hacia tipos más tardíos, indicando que estas galaxias serían poco evolucionadas, habiendo convertido poca cantidad de gas en estrellas.

ii) Distribución del hidrógeno neutro: los tamaños relativos del disco, del núcleo y del halo dependen del tipo morfológico. En las galaxias espirales el HI es menos abundante hacia el centro, tiene mayor extensión que los demás componentes y, en conjunto con los demás objetos de población I es el que define la estructura de brazos espirales. Distorsiones en la distribución del HI y la presencia de nubes o filamentos de HI intersaláctico son indicios de interacciones de marea entre algunas galaxias cuyas separaciones son del orden de las decenas de kiloparsecs.

iii) Campo de velocidades y curva de rotación: el campo de velocidades observado permite determinar la inclinación de la galaxia. Corrigiendo por inclinación se obtiene la curva de

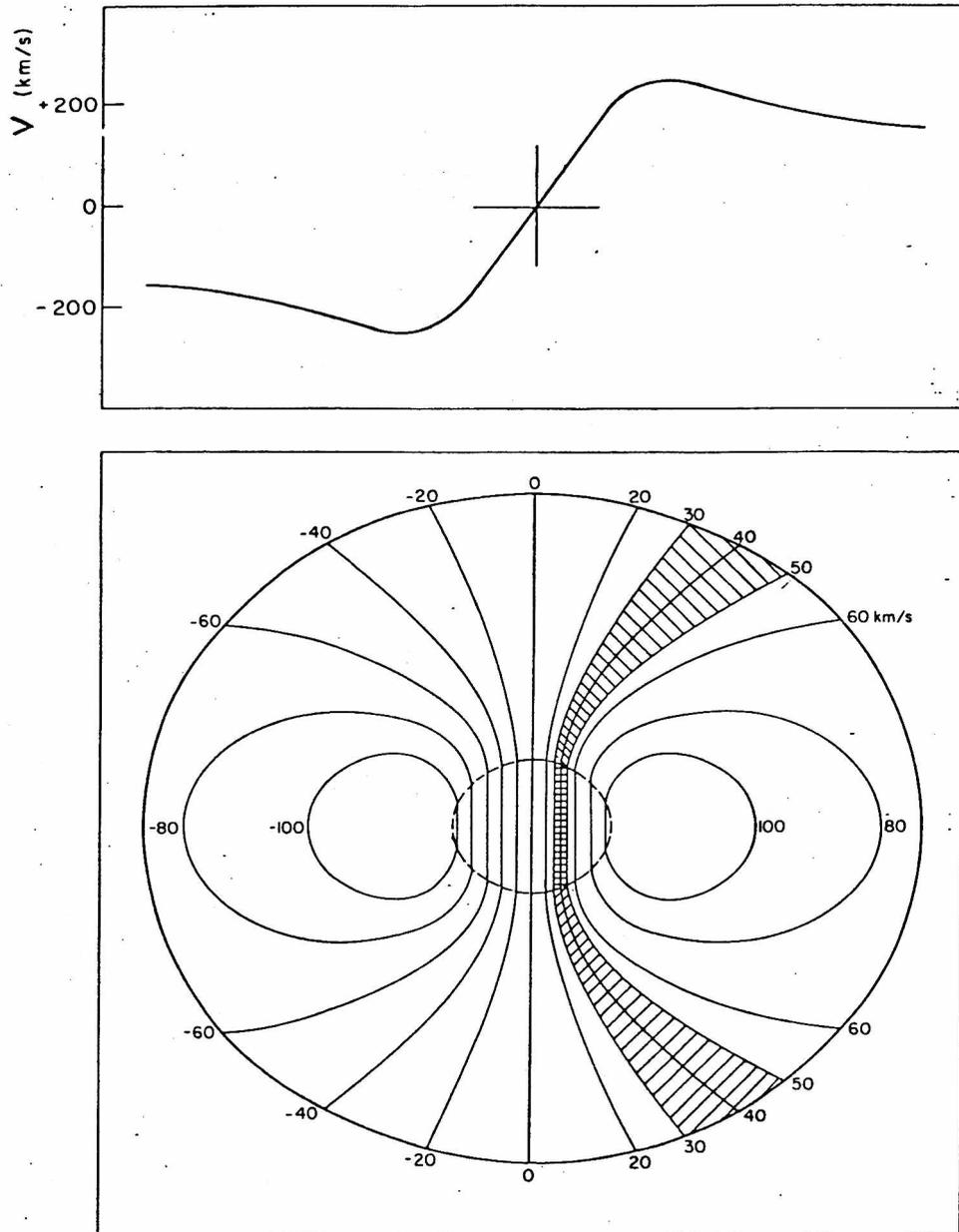


FIG. I.11 - arriba) Curva de rotación derivada del mapa de velocidades radiales mostrado abajo. La velocidad indicada con 0 es la velocidad sistemática de la galaxia. abajo) Contornos de velocidad radial constante de una galaxia modelo, inclinada  $30^\circ$ , con el eje mayor horizontal (A.P.= $90^\circ$ ). El sector marcado con líneas punteadas indica la zona de rotación de cuerpo rígido. (Roberts, 1975)

rotación (velocidad versus radio). A partir de esta curva puede conocerse, mediante modelos (Fig.I.11), la distribución de masa de la galaxia.

La velocidad de rotación está relacionada con el tipo morfológico (Brosche, 1971), lo que indicaría que es un factor de gran importancia en la evolución de la galaxia.

La curva de rotación permite también determinar con precisión la velocidad sistemática de la galaxia, la cual es sobre todo importante para el estudio de grupos de galaxias. Además, a partir de la velocidad sistemática, dentro de la incerteza con que se conoce la velocidad de expansión del universo, puede obtenerse una indicación de su distancia. La relación encontrada por Tully y Fisher (1977) entre la velocidad de rotación y la magnitud absoluta de las galaxias provee otro método de estimar la distancia.

iv) Masa total: en base al ajuste de las curvas de rotación observadas se han propuesto diversos modelos de la distribución de masa en las galaxias (ver por ejemplo Burbidge y Burbidge, 1975). Mediante estos modelos puede calcularse la masa total.

v) Relación masa de HI - luminosidad: se encuentra que este cociente independiente de la distancia aumenta con el tipo morfológico, indicando que el tiempo de conversión de hidrógeno en estrellas es mayor para galaxias de tipo tardío, por lo que en estas galaxias el proceso de formación de estrellas sería menos eficaz que en las más tempranas.

### I.3 - EMISION EN EL CONTINUO EN 1415 MHZ

#### I.3.a - PROCESOS DE EMISION EN EL CONTINUO EN RADIOFRECUENCIAS

La emisión en el continuo del medio interestelar se produce fundamentalmente por el mecanismo libre-libre (emisión térmica) y por el mecanismo sincrotrónico (emisión no térmica).

El hidrógeno del material interestelar está casi totalmente ionizado en zonas alrededor de estrellas jóvenes por los fotones ultravioletas que estas emiten. Estas son las denominadas regiones HII. Dentro de este plasma, cuya temperatura electrónica típica es de 10000 K, la emisión es principalmente térmica, producida por la interacción entre partículas cargadas no ligadas (mecanismo libre-libre).

La emisión sincrotrónica se produce cuando electrones acelerados por supernovas u otros mecanismos, hasta alcanzar velocidades relativistas, interactúan con los campos magnéticos de las galaxias. La emisión sincrotrónica se encuentra asociada con los núcleos y con los brazos espirales de las galaxias, donde se destacan algunos objetos particulares como los remanentes de supernova. Recientemente también se ha podido detectar emisión sincrotrónica tenue y homogénea asociada con halos alrededor de algunas galaxias.

#### i) Emisión térmica

La ecuación de transporte para la intensidad específica recibida en el continuo en radio ( $h\nu \ll kT$ ), de una región HII

es:

$$I_{\nu}(x) = I(0) e^{-\tau_c} + \frac{2kT_e}{c^2} (1 - e^{-\tau_c}) \quad (I-1)$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica,  $\tau_c$  es la profundidad óptica para el continuo e  $I(0)$  es la intensidad específica del fondo. Se asume que la nebulosa es homogénea en densidad y temperatura y que la emisión delante de la nebulosa es nula. Una fórmula aproximada para  $\tau_c$  fue encontrada por Altenhoff et al. (1960):

$$\tau_c = 8.235 \cdot 10^{-2} \left( \frac{T_e}{K} \right)^{-1.35} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \frac{E}{\text{pc cm}^{-6}} a(T_e, \nu) \quad (I-2)$$

donde  $E = \int n_e^2 dl$  es la medida de emisión, y  $a(T_e, \nu)$  es un factor cercano a la unidad, tabulado por Mezger y Henderson (1967), que mejora la aproximación.

Muchas fuentes tienen dimensiones angulares menores que el haz de la antena, por lo que se acostumbra medir su densidad de flujo espectral, que es una cantidad independiente del tamaño del haz. Esta es, por definición,

$$S_{\nu} = \int_{\text{fuente}} I_{\nu} d\Omega \quad (I-3)$$

donde  $\Omega$  es el ángulo sólido subtendido por la fuente.

En función de la densidad de flujo, la ecuación de transporte queda:

$$S_{\nu}(x) = S(0) e^{-\tau_c} + S_{\nu} (1 - e^{-\tau_c}) \quad (I-4)$$

Si se puede restar el fondo o se conoce que es despreciable, se puede analizar el comportamiento de la densidad de flujo con la frecuencia. En base al espectro  $S(\nu)$  pueden determinarse la temperatura y la densidad electrónicas de la región.

Para bajas frecuencias  $\tau_c \gg 1$ , luego, de (I.2) e (I.4):

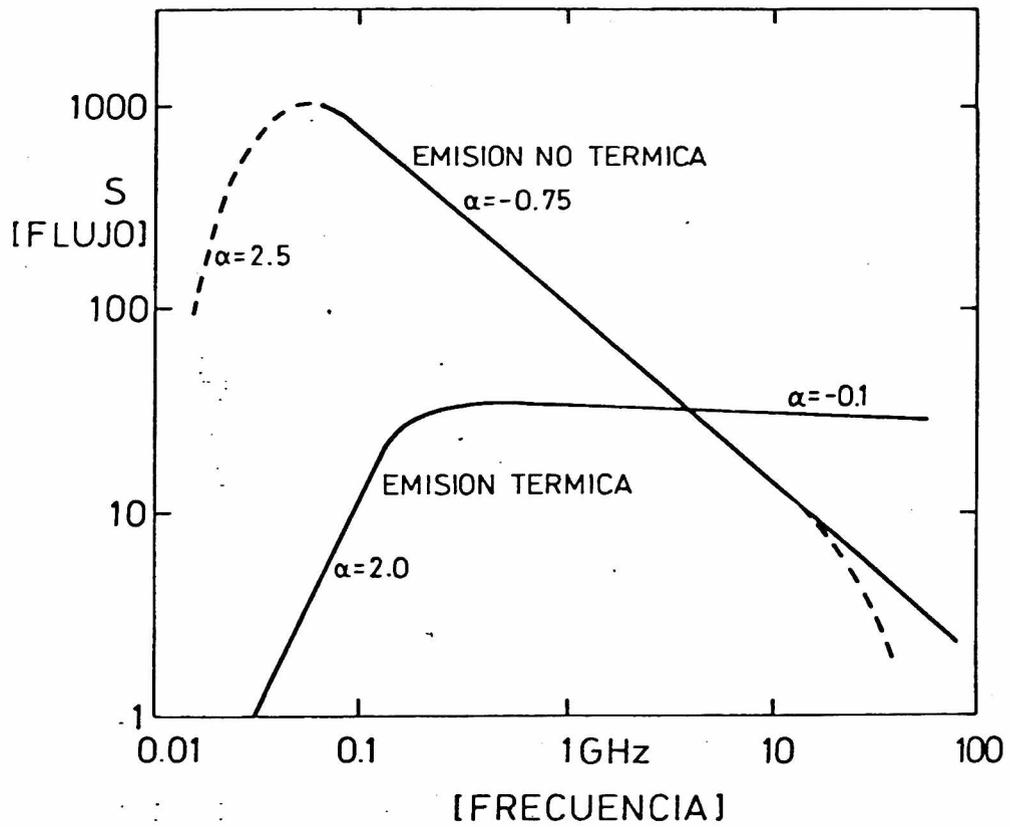


FIG. I.12 - Espectros de las emisiones térmica y no térmica en radiofrecuencias.  $\alpha$  es el índice espectral definido por la expresión  $S \sim \nu^\alpha$ .

$$S_{\nu}(x) \sim S_{\nu} = \frac{2k\nu^2}{c^2} \int_{\Omega} T_{fuente} d\Omega \quad (I-5)$$

por lo tanto  $S_{\nu} \propto \nu^2$ .

Para altas frecuencias  $\tau_c \ll 1$ , luego  $S_{\nu}(x) \sim S_{\nu} \tau_c$ . Dado que  $S_{\nu} \propto \nu^2$  y  $\tau_c \propto \nu^{-2.1}$ ,  $S_{\nu}(x) \propto \nu^{-0.1}$ .

En el rango intermedio entre estas dos frecuencias se encuentra la frecuencia de cambio, definida como la frecuencia a la cual  $\tau_c = 1$ , que suele utilizarse para describir un espectro térmico.

En la figura I.12 se muestra un espectro térmico típico de una resión HII.

## ii) Emisión no térmica

Cuando una partícula cargada se mueve con velocidad relativista en un campo magnético describe una espiral cuyo eje es paralelo al campo magnético, la aceleración varía manteniéndose perpendicular a las líneas del campo.

La radiación emitida por una partícula cargada relativista está fuertemente concentrada en la dirección del vector velocidad, en un haz de ancho a potencia mitad  $\Delta\theta \sim \sqrt{1-v^2/c^2} = \gamma^{-1}$  (Jackson, 1966). Un observador en el plano de la órbita del electrón detectará el pulso durante un intervalo de tiempo  $\Delta t \sim 1/\omega_0$ , donde  $\omega_0 = eB/m_0 c$ , siendo B el campo magnético y  $m_0$  la masa en reposo de la partícula. El espectro en frecuencias de un impulso de esta duración tendrá entonces componentes apreciables alrededor de la frecuencia  $\omega_m$ :

$$\omega_m \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \omega_0 \gamma^2 = \frac{e B}{m_0 c} \gamma^2 = \frac{e B}{m_0 c} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (I-6)$$

donde  $\mathcal{E}$  es la energía total de la partícula ( $\mathcal{E} \gg m_0 c^2$ ).

Cuando estos cálculos se efectúan rigurosamente se encuentra que la potencia espectral radiada por un electrón relativista en movimiento circular está dada por (Schwinger, 1949):

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3} e^2}{m c^2} B \left[ \frac{\omega}{\omega_m} \int_{\frac{\omega}{\omega_m}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \right] \quad (I-7)$$

donde  $K_{5/3}$  es una función de Bessel modificada. El espectro observado es una función casi continua de  $\omega/\omega_m$ , con máximo en  $\omega = 0.5\omega_m$  (Shklovskii, 1960).

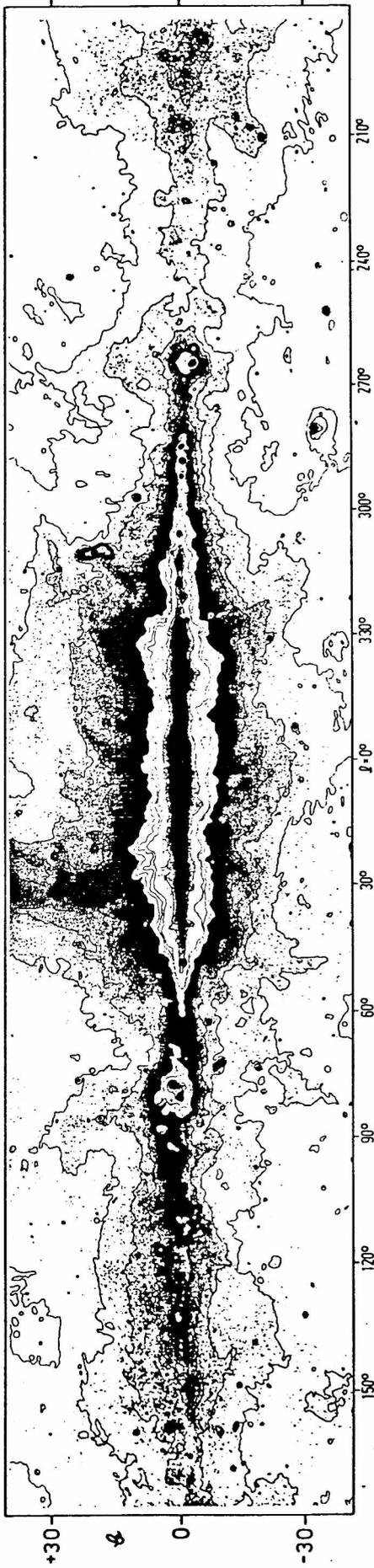
Esta radiación está fuertemente polarizada perpendicularmente al campo magnético.

Para un conjunto de partículas el espectro de la radiación será función del espectro de energía de las partículas. Actualmente se acepta la propuesta de Kippenheuer (1950) de que la componente electrónica de los rayos cósmicos es la responsable de la emisión no térmica galáctica, por lo que el espectro de la radiación sincrotrónica depende del espectro energético de dicha componente. Este espectro de energías puede aproximarse por  $N(\epsilon) = N_0 \epsilon^{-\gamma} d\epsilon$ , donde  $N_0$  es el número de electrones de los rayos cósmicos por intervalo de energía. Se obtiene que la intensidad emitida por un conjunto de  $e^-$  en un medio homogéneo e isotrópico, con un campo magnético uniforme,  $B$ , en una extensión  $l$ , es (Verschuur y Kellermann, 1974):

$$I(\nu) = c_5(\gamma) N_0 l B_l^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{\nu}{2c_1} \right)^{-(\gamma-1)/2} \quad (I-8)$$

donde  $c_1$  y  $c_5$  son constantes ( $6.3 \cdot 10^{18}$  y  $9.1 \cdot 10^{-24}$ , respectivamente, en unidades cgs, si se asume  $\gamma = 2.6$ )

# 408 MHz RADIO CONTINUUM



# GALACTIC GAMMA - RAY EMISSION

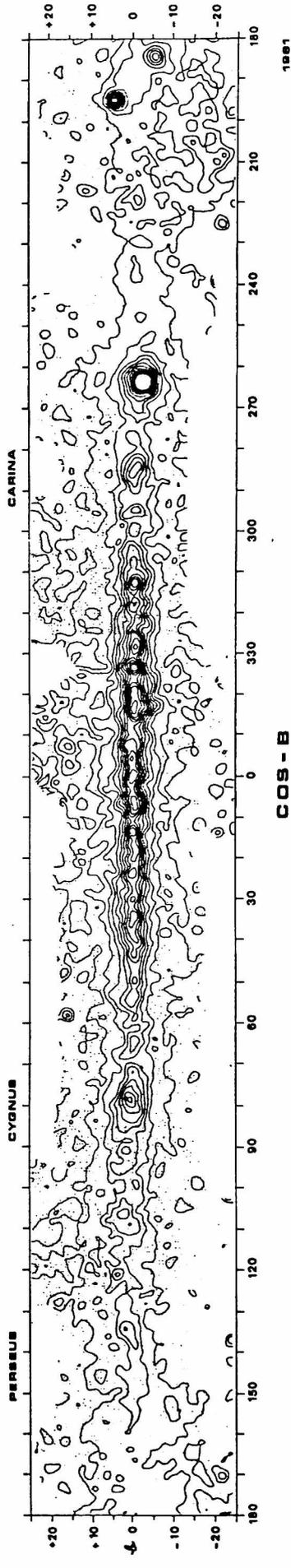


FIG. I.13 - Correlación entre las distribuciones espaciales de la emisión en el continuo en 408 MHz y de la emisión de rayos gamma, en el plano de nuestra Galaxia (Haslam et al., 1981).

$$\text{Luego: } S_\nu \propto N_0 E_1^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2} \quad (\text{I-9})$$

Se define índice espectral en radio al exponente  $\alpha$  de la expresión  $S \propto \nu^\alpha$ . Puede verse que el índice espectral en radio está relacionado con el índice  $\gamma$  del espectro de energía de los rayos cósmicos,  $\alpha = -(\gamma-1)/2$ . En nuestra Galaxia esta relación ha podido ser comprobada ya que un índice no térmico medio medido en radio es  $\alpha \sim -0.8$ , mientras que para los rayos cósmicos se obtiene  $\gamma \sim 2.6$  (Harwit, 1973). Por otra parte se ha encontrado una correlación espacial entre la distribución del continuo en 408 MHz, que es principalmente no térmico, y la de los rayos  $\gamma$  (Haslam et al., 1981). Esta correlación puede verse en la figura I.13. Según los autores esto indicaría que los rayos  $\gamma$  con energías del orden de 100 MeV se originarían principalmente en el medio interestelar vía bremsstrahlung de electrones de los rayos cósmicos y decaimiento  $\pi^0$ , y no sería tan importante la contribución de fuentes discretas.

Existe también el proceso de absorción sincrotrónica. Se piensa que ocurre en algunas radiofuentes que, en bajas frecuencias, son opacas a su propia radiación. El flujo a estas frecuencias no puede exceder al de un cuerpo negro:

$$I(\nu) d\Omega = \frac{2kT}{c^2} \nu^2 d\Omega \quad (\text{I-10})$$

cuya temperatura está determinada por la energía de los electrones,  $kT \sim \xi$ . De la ecuación (I-6), con  $\nu \sim \frac{\omega_m}{2\pi}$ , se tiene:

$$I(\nu) d\Omega = \left( \frac{8\pi}{eB} m_0^3 c \right)^{1/2} \nu^{2.5} d\Omega \quad (\text{I-11})$$

Luego, si hay absorción, el índice espectral para bajas frecuencias es 2.5. En la figura I.12 se ha representado un espectro no térmico típico.

### I.3.b - ESTRUCTURA DE LAS GALAXIAS REVELADA POR SU EMISION EN EL CONTINUO

Recientes relevamientos con altas sensibilidad y resolución angular de conjuntos de galaxias (Hummel, 1981, Klein y Emerson, 1981, Gioia et al., 1982, Klein et al., 1983, Klein et al., 1984a, etc.), han comenzado a revelar las propiedades de su emisión en el continuo, principalmente de las galaxias espirales e irregulares.

#### i) Emisión integrada

La emisión integrada en el continuo en radio de las galaxias, en frecuencias menores que  $\sim 10\text{GHz}$ , es principalmente no térmica (sincrotrónica), dependiendo su intensidad de la densidad de electrones relativistas, de la intensidad del campo magnético y, en menor medida, del tamaño de la galaxia.

Para galaxias espirales brillantes Gioia et al. (1982) encuentran que el espectro entre 0.4 y 10.7 GHz sigue una ley potencial con un índice  $\alpha = -0.74 \pm 0.12$ . El hecho de que este índice tiene tan poca dispersión entre distintas galaxias, y

su similitud con el índice encontrado para radiosgalaxias (Moffet, 1975), indicaría que siempre actúa el mismo mecanismo en la producción de los electrones relativistas.

Para algunas galaxias irregulares azules, muy luminosas, Klein et al. (1982) encuentran que su espectro es más térmico que el de las espirales ( $\alpha \sim -0.4$ ). Puede interpretarse que se encuentran en una etapa de su evolución en la que todavía no sucedieron suficientes explosiones de supernovas, que son las principales fuentes de electrones relativistas, o que los campos magnéticos de estas galaxias enanas no son suficientemente intensos o bien ordenados.

Si se conocen las densidades de flujo de una galaxia en varias frecuencias, teóricamente es posible separar la contribución térmica de la no térmica. Un estudio estadístico, suponiendo un índice no térmico  $\alpha_{nt} = -0.8$ , permitió a Gioia et al. (1982) encontrar que la fracción térmica en 10.7GHz es  $f_t < 40\%$ , y que, por lo tanto, la fracción térmica en 1.4 GHz es:  $f_t < 14\%$ .

## ii) Componente térmica - Flujo de fotones en el continuo de Lyman

Una vez conocida la fracción térmica del continuo en radio es posible estimar el flujo de fotones del continuo de Lyman,  $L_c$ , que tuvieron que emitir las estrellas de la región para haber producido esa ionización. De esta forma se puede estimar el n° de estrellas brillantes de la región, la tasa de formación de estrellas, etc.

Del flujo térmico, que es el asociado con las regiones ionizadas, se obtiene el flujo de fotones del continuo de Lyman absorbido por la región, por medio de la expresión (Lequeux, 1979):

$$\frac{L'_c}{\text{fot. s}^{-1}} = 7.54 \cdot 10^{46} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{-0.45} \frac{S_\nu}{J_\nu} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \quad (\text{I-12})$$

donde  $\nu$  es la frecuencia de la observación,  $T_e$  la temperatura electrónica,  $S_\nu$  la densidad de flujo y  $D$  la distancia.

El flujo de fotones emitidos por las estrellas ionizantes  $L_c$  se deriva de  $L'_c$  estimando el número de fotones que son absorbidos por helio o por granos de polvo de la región, y el número de fotones que escapan de la nebulosa sin producir ionizaciones.

El flujo de fotones del continuo de Lyman también puede derivarse ópticamente de la intensidad de la línea  $H_\alpha$ , teniendo en cuenta que la intensidad en el óptico está afectada por la absorción interestelar.

De acuerdo con el teorema de Zanstra (1927), el número  $N_0$  de fotones emitidos por una estrella, con frecuencias mayores que  $\nu_0$  ( $\nu_0$ , límite de la Serie de Lyman), es la suma del  $n^\circ$  de fotones en la serie de Balmer y en los continuos de Lyman y Balmer, emitidos por la nebulosa que la rodea:

$$N_0 = N(B) + N(B_c) + N(L_c).$$

El  $n^\circ$  de fotones  $N(L_c)$  emitido por la nebulosa es muy pequeño, luego:  $N_0 \sim N(B) + N(B_c)$ .

De acuerdo con Burgess (1958), para regiones HII normales, el número de los fotones de toda la serie de Balmer es 2.2 veces el número de fotones en  $H_\alpha$ . Es decir que de la

intensidad de la línea  $H_\alpha$  emitida por una nebulosa puede estimarse el n° de fotones  $L_c$  emitidos por las estrellas ionizantes, corrigiendo por la absorción interna de la nebulosa y por la absorción interestelar en esa dirección. La relación, teniendo en cuenta una leve dependencia con la temperatura, es (Lequeux, 1979):

$$\frac{L_c}{\text{fot.s}^{-1}} = 8.6 \cdot 10^{55} \frac{I(H_\alpha)}{\text{erg. cm}^{-2} \text{s}^{-1}} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{-0.09} \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \quad (I-13)$$

donde  $I(H_\alpha)$  es la intensidad observada en  $H_\alpha$ .

iii) Componente no térmica - Campos magnéticos en las galaxias

A través del flujo no térmico y de mediciones de la polarización en las partes óptica y de radio del espectro se han podido determinar la intensidad y orientación de campos magnéticos en nuestra y otras galaxias. La polarización del medio interestelar se detecta ópticamente en la dirección de estrellas, como un vector  $\vec{E}$  paralelo al campo  $\vec{B}$  del medio, debido a que los granos de polvo, de forma alargada, se orientan perpendicularmente al campo  $\vec{B}$  y absorben o dispersan la componente perpendicular a  $\vec{B}$  de la luz de la estrella. Una observación de la radiación sincrotrónica de la misma zona, muestra la componente del campo magnético perpendicular a la línea de la visual. La distribución de los vectores de polarización en las galaxias, corregidos por rotación de Faraday, revela la dirección de los brazos espirales. La figura I.14 muestra la polarización observada en radio en 2700

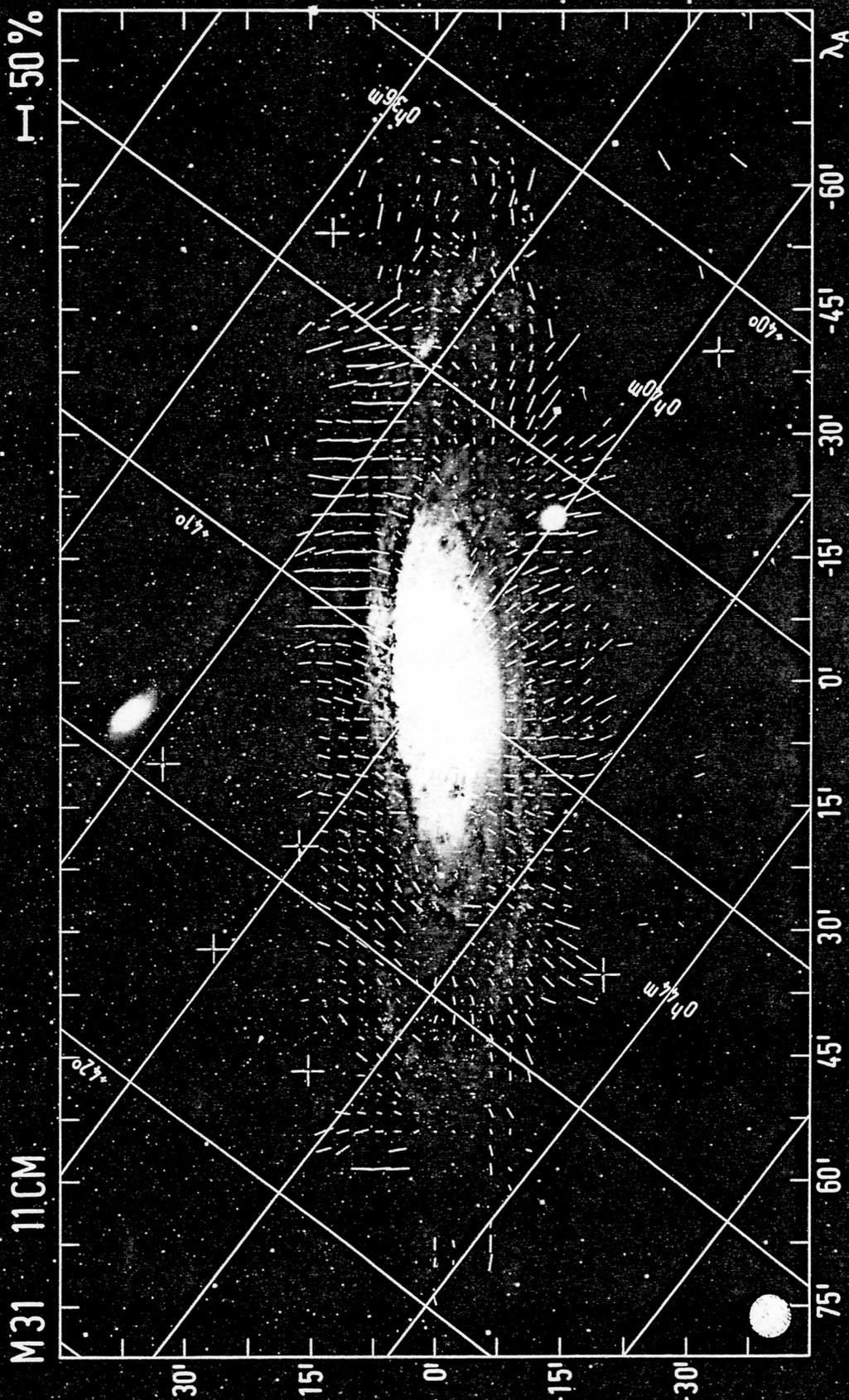


FIG. I.14 - Vectores de polarización de M31 superpuestos a una imagen óptica de la galaxia. La longitud de cada vector es proporcional al grado de polarización de la emisión no térmica convolucionada con un haz Gaussiano de AHFM= 5'. Los ángulos de posición están corregidos por rotación de Faraday local. (Beck, 1982).

MHz en la galaxia M31 (Beck et al., 1980).

Las partículas cargadas del gas ionizado están ligadas (congeladas) al campo magnético. Esta interrelación podría ser destruida por colisiones, pero esto no ocurre en general en el medio interestelar donde las densidades son muy bajas. El origen de los campos magnéticos de las galaxias, que son del orden de los  $10^{-6}$  Gauss, es aun desconocido (ver, por ejemplo, Vallée, 1983). Si no están relacionados con la inyección de materia en el universo - ya sea primordialmente o continuamente - tienen que ser generados con posterioridad en las estrellas o en el medio interestelar. Los campos podrían generarse por corrientes que actúen diferencialmente sobre electrones y protones (por ej., Layzer et al., 1979), o por efecto dínamo (Parker, 1970).

Es conocida la influencia de los campos magnéticos en la formación de estrellas, por ejemplo, en la teoría estocástica de formación de estrellas (Seiden y Gerola, 1982), las líneas de campo dan una dirección preferencial a la propagación de la formación de estrellas. Relacionada con este hecho esta la importancia de los campos magnéticos en la formación de la estructura espiral y la evolución de las galaxias. Beck (1983) encuentra una correlación entre los campos magnéticos y la clase de luminosidad, la cual está relacionada con la definición de los brazos espirales.

iv) Componentes espaciales: núcleo - disco - halo

El continuo en radio de nuestra Galaxia y las galaxias

espirales o irregulares estudiadas hasta el presente presenta tres componentes: una región central o núcleo, un disco delgado no homogéneo, y un disco grueso (o halo) más homogéneo.

La emisividad en radio del disco delgado no está relacionada con la de la región central, depende en cambio del tipo de la galaxia, siendo máxima para tipos intermedios (Sb - Sc) (Hummel, 1981). El cociente entre las emisividades en radio de los dos discos parece estar relacionado con las características del campo magnético de la galaxia.

El índice espectral, principalmente no térmico, presenta variaciones espaciales. El disco delgado tiene estructuras discretas, térmicas y no térmicas, asociadas con regiones HII, remanentes de supernova, púlsares, etc. Se encuentra en galaxias externas que el espectro de regiones activas de formación de estrellas es no térmico, esto puede explicarse si, de acuerdo con los modelos corrientes, en las regiones donde se están formando estrellas las más masivas explotan como supernovas relativamente pronto ( $\sim 10^6$  a  $10^7$  años).

La componente de disco grueso o halo puede ser detectada en las galaxias muy inclinadas, y puede ser diferenciada de la componente de disco delgado por la variación del índice espectral,  $\alpha$ , a lo largo del eje menor de la galaxia. Típicamente  $\alpha$  toma valores desde aproximadamente -0.6, cerca del plano, hasta -1.0 a -1.5 en los bordes (Klein et al., 1984).

Hasta el presente sólo ha podido detectarse esta emisión de disco grueso en las galaxias vistas de canto NGC 891, NGC 253 y NGC 4631 (Ekers y Sancisi, 1977, Allen et al., 1978, Beck

# 408 MHz

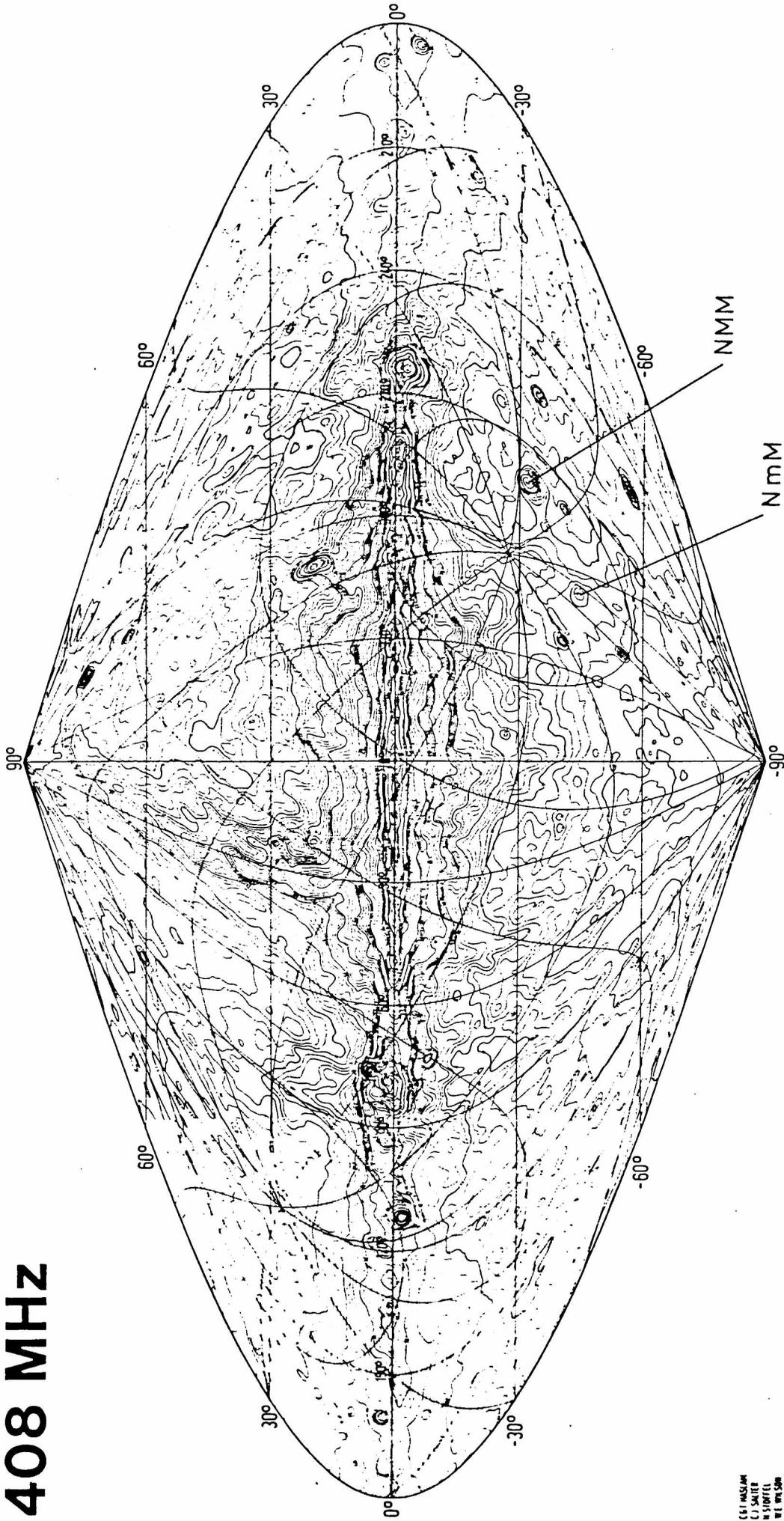


FIG. I.15 - Mapa de contornos de la emisión en 408 MHz en todo el cielo, en coordenadas galácticas. Los niveles van desde 20 K en las zonas más "frías" hasta ~ 2000 K en el Centro Galáctico. (Haslam et al., 1982).

© HASLAM  
© SAUER  
© STOFFEL  
© WILSON

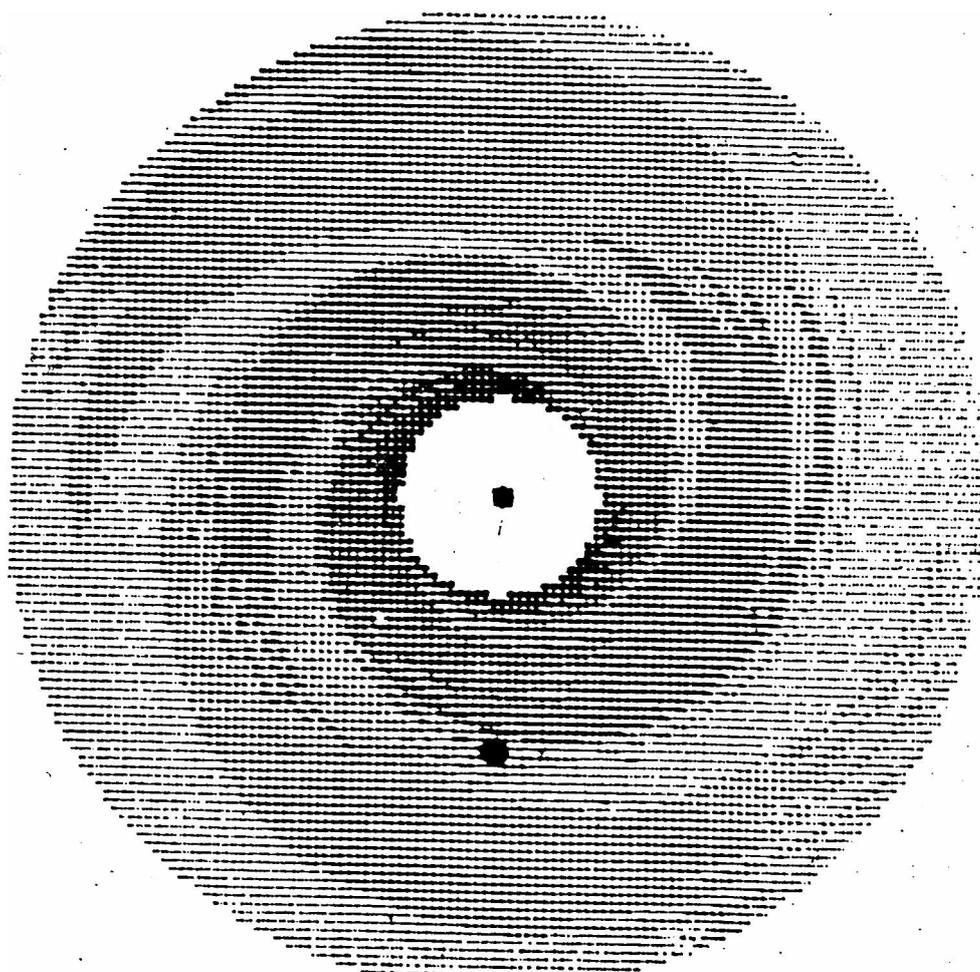
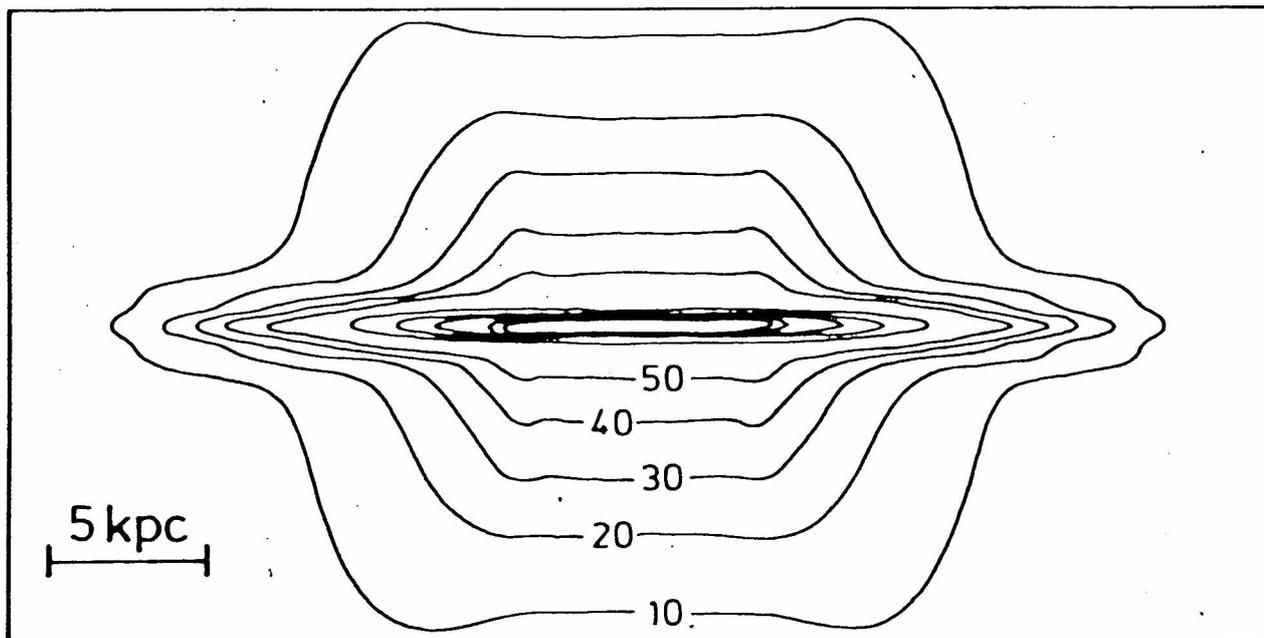


FIG. I.16 - Despliegue de la distribución de la emisión en el continuo en 408 MHz de nuestra Galaxia (Phillips et al., 1981a,b). Este despliegue fue realizado mediante el ajuste de un modelo consistente en un disco delgado, con estructura espiral, y un disco grueso, a los datos de Haslam et al. (1982). Arriba se muestra una vista de canto de nuestra Galaxia, y abajo, una vista del Plano, en escala de grises, donde se indican las posiciones del Sol y del Centro Galáctico.

et al., 1979, Klein et al., 1984). Salvo en NGC 4631 la emisividad del halo es un pequeño porcentaje de la emisividad del disco delgado.

En nuestra Galaxia se detecta un disco grueso de 12 a 17 Kpc de altura en 100 MHz y de 5 Kpc en 408 MHz, con el consiguiente aumento del índice espectral (en valor absoluto), hacia los bordes de la Galaxia (Webster, 1978).

La distribución del continuo en 408 MHz en nuestra Galaxia (Fig.I.15) fue desplegada ajustando los datos mediante un modelo que tiene en cuenta un disco delgado con estructura espiral y un disco grueso (Phillips et al., 1981a,b) (Fig.I.16). Estos autores encontraron que los resultados del modelo son coherentes con la estructura espiral de nuestra Galaxia delineada por objetos de población I, y la distribución de la emisividad es compatible con un campo magnético medio de  $\sim 5 \mu\text{G}$ .

De estos datos se concluye que existen electrones relativistas, con densidad bastante elevada, en regiones mucho más amplias que los discos masivos. Esto es consistente con la detección de rayos  $\gamma$  de alta energía en latitudes galácticas altas o moderadas (Fitchel, Simpson y Thompson, 1978).

Aparte de los datos en el continuo en radio existen datos en la línea de 21 cm, en el óptico y en el ultravioleta, sobre esta componente de halo. La primera evidencia provino de observaciones de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro, mostrando que las velocidades de rotación de galaxias no decaen con el radio en la forma en que sería de esperar si la distribución de masa coincidiera con la de brillo óptico (Rosstad y Shostak, 1972). La existencia de halos masivos

sería también necesaria para mantener ligados los cúmulos de galaxias, ya que la masa detectada hasta el presente no es suficiente para superar su energía cinética interna, y para que el universo sea cerrado (Ostriker, Peebles y Yahil, 1974). Hasta el presente han podido ser detectados halos en el óptico en las galaxias NGC253, NGC4565 y NGC4594 mediante métodos fotométricos (es., Spinrad et al., 1978) o fotográficos (es., Beck et al., 1981). Recientemente fue detectado un halo prominente en la galaxia M104 (Fis.I.17) mediante digitalización de una placa fotográfica (Beck et al., 1984). Las medidas de color y polarización de los halos observados en el óptico aun no son suficientes para determinar si estos son de la misma naturaleza que los halos detectados en radio. Si fueran más prominentes en el rojo y no polarizados podrían provenir de estrellas muy evolucionadas, masivas y poco luminosas. Es probable que haya distintos tipos de halo para distintos tipos de galaxias.

Una evidencia de la existencia de una corona de gas caliente alrededor de nuestra Galaxia y de las Nubes de Magallanes fue dada por el descubrimiento de líneas de alta ionización en el ultravioleta, detectadas con el satélite IUE (de Boer y Savase, 1980). De Boer (1984) analiza la posibilidad de un halo caliente ( $\sim 10^5$  K) y tenue ( $n_e \sim 10^{-4}$  cm<sup>-3</sup>) en las Nubes de Magallanes, en base a la posibilidad de que su energía sea provista por supernovas. Comparando el número de supernovas por año y por unidad de masa de nuestra Galaxia con el de las Nubes, concluye que estas tienen mayor probabilidad de formar un halo de gas caliente.

El aumento, en valor absoluto, del índice espectral con

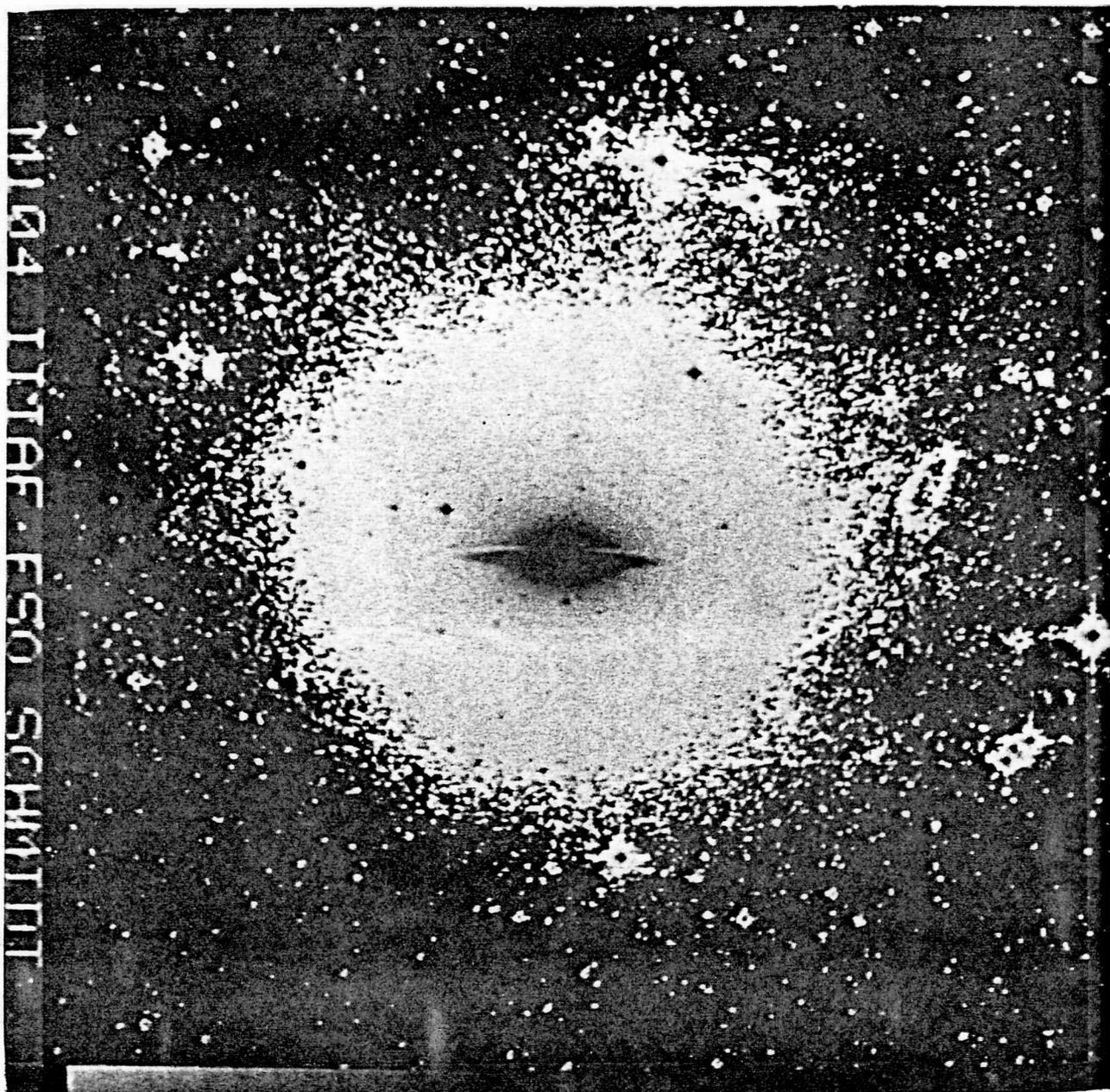


FIG. I.17 - Halo óptico de la galaxia M104, detectado mediante la digitalización una placa IIIa-F tomada con el telescopio Schmidt del ESO. El Norte esta arriba, el Este a la izquierda y el campo mostrado tiene aproximadamente 34' de lado. (Beck et al., 1984).

la altura sobre el plano puede deberse ya sea a una disminución del campo magnético, o a una disminución de la energía de los electrones relativistas (Allen et al., 1978), o a una disminución de su densidad, que puede ocurrir por distintos procesos (Schlickeiser, 1982).

La fuente de energía de los frentes de choque debe encontrarse principalmente en la población de los brazos espirales (p.ej. supernovas de tipo II), debido a la correlación existente entre el cociente entre las luminosidades en radio y en óptico y el color de las galaxias (Klein, 1982)(Fig.I.18); asimismo como entre el flujo total en radio y el flujo en  $H_{\alpha}$  (Kennicutt, 1983). Esta última correlación es mucho más clara que entre flujo total en radio y magnitud visual absoluta.

Los datos existentes hasta el presente no permiten discernir cual es el mecanismo por el cual se aceleran  $e^{-}$  hasta el halo, a varios kiloparsecs de su probable lugar de origen en el disco.

Holman et al. (1979) proponen que los electrones de los rayos cósmicos pueden propagarse desde su lugar de formación con velocidades de hasta 1000 Km/s (mayores que la velocidad de Alfvén), por lo que dentro de su vida media, de  $\sim 2 \cdot 10^7$  años (García Muñoz et al., 1977), podrían recorrer distancias de varias veces la separación entre los brazos espirales.

Otra posibilidad es que en la emisión sincrotrónica intervengan no solo los electrones relativistas ejectados por las supernovas sino también los protones (Felten, 1968). Si los protones colisionan con el medio interestelar pueden sufrir una serie de decaimientos que finalizan con la producción de

un electrón y un positrón. Luego la emisión sincrotrónica observada en galaxias no reproduciría la distribución de fuentes primarias de energía, como los remanentes de supernova, sino la distribución homogénea del gas interestelar tenue y caliente. La existencia de este proceso estaría también indicada por la correlación que se encuentra entre las distribuciones de rayos  $\gamma$  y de la emisión en 408 MHz (Haslam et al., 1981).

Lerche y Schlickeiser (1981) proponen un modelo con un viento galáctico por el cual  $e^-$  relativistas y campos magnéticos son levantados del disco al halo produciendo allí radiación sincrotrónica. Este modelo se basa en la recientemente reconocida violenta naturaleza del medio interestelar. Observaciones de rayos X livianos y líneas O IV en absorción indican que hasta un 80% del medio interestelar consiste en un gas tenue ( $n_e \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ) y caliente ( $T \sim 10^5 \text{ K}$ ) (McKee y Ostriker, 1977), mantenido por explosiones de supernovas y vientos estelares. La presión de este gas es mayor que la de los otros componentes del medio conduciendo a una eyección de gas caliente hacia el halo. Debido al acoplamiento entre el plasma caliente y el campo magnético éste también es eyectado del disco, forzando a su vez a los rayos cósmicos a seguir la corriente hacia el halo. Mediante este modelo Lerche y Schlickeiser (1981) realizaron predicciones de hechos observables. Por ejemplo, una diferencia entre la existencia (halo dinámico) o no (halo estático) de un viento galáctico, es que en el caso de halo dinámico existe una frecuencia a partir de la cual se produce un cambio  $\Delta\alpha=0.5$  en el índice espectral (Fig.I.19). Esta quebradura

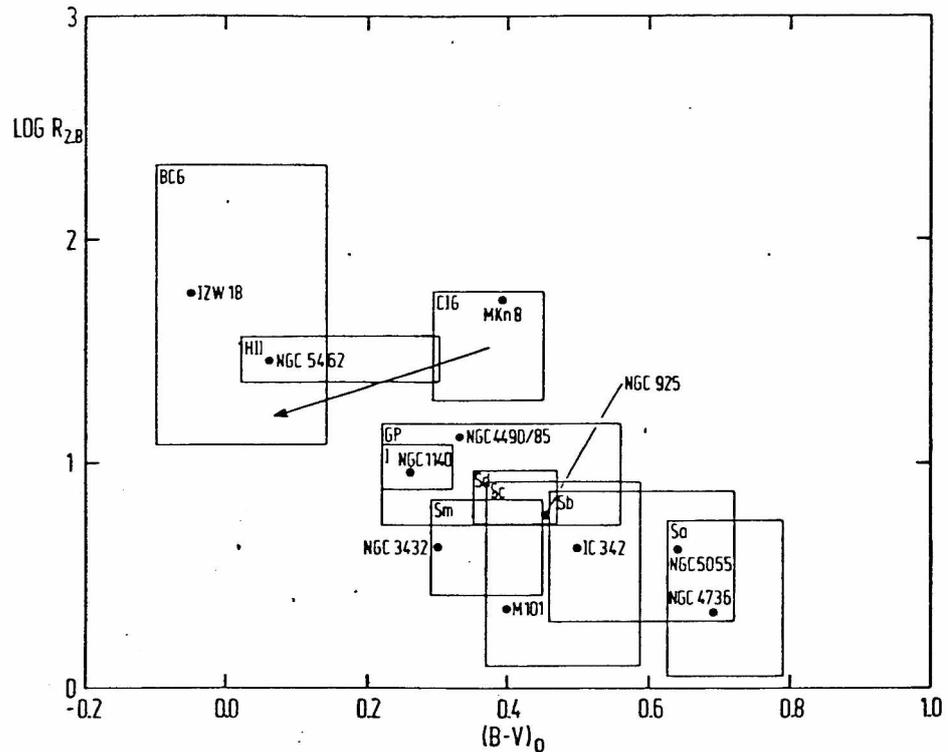


FIG. I.18. - Gráfico del cociente entre las luminosidades en radio y en óptico,  $R_{2.8}$ , versus el color intrínseco B-V, para distintos tipos de galaxias. Los rectángulos indican los apartamientos r.m.s. de cada subgrupo. Están indicados con puntos algunos objetos conocidos de cada subgrupo. (Klein, 1982).

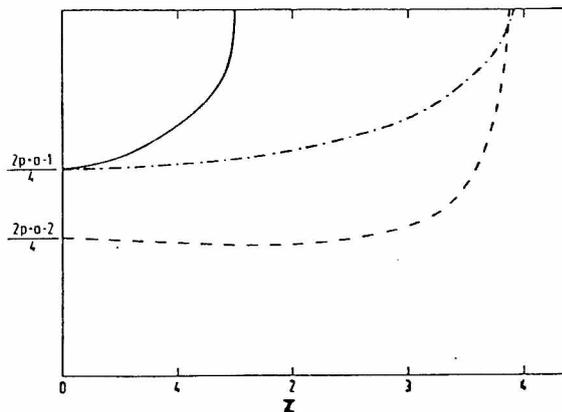


FIG. I.19 - Gráfico de la variación del índice espectral  $\alpha$  de la radiación sincrotrónica, con la altura sobre el Plano Galáctico. La línea llena representa los modelos de halo estático o dinámico para altas frecuencias, la línea de segmentos, el modelo de halo estático para bajas frecuencias, y la línea de segmentos y puntos, el modelo de halo dinámico para bajas frecuencias.  $p$  es el índice espectral de los electrones inyectados en  $z=0$ , y  $a$  es la potencia en la dependencia del coeficiente de difusión con la energía de los electrones. (Lerche y Schlickeiser, 1981).

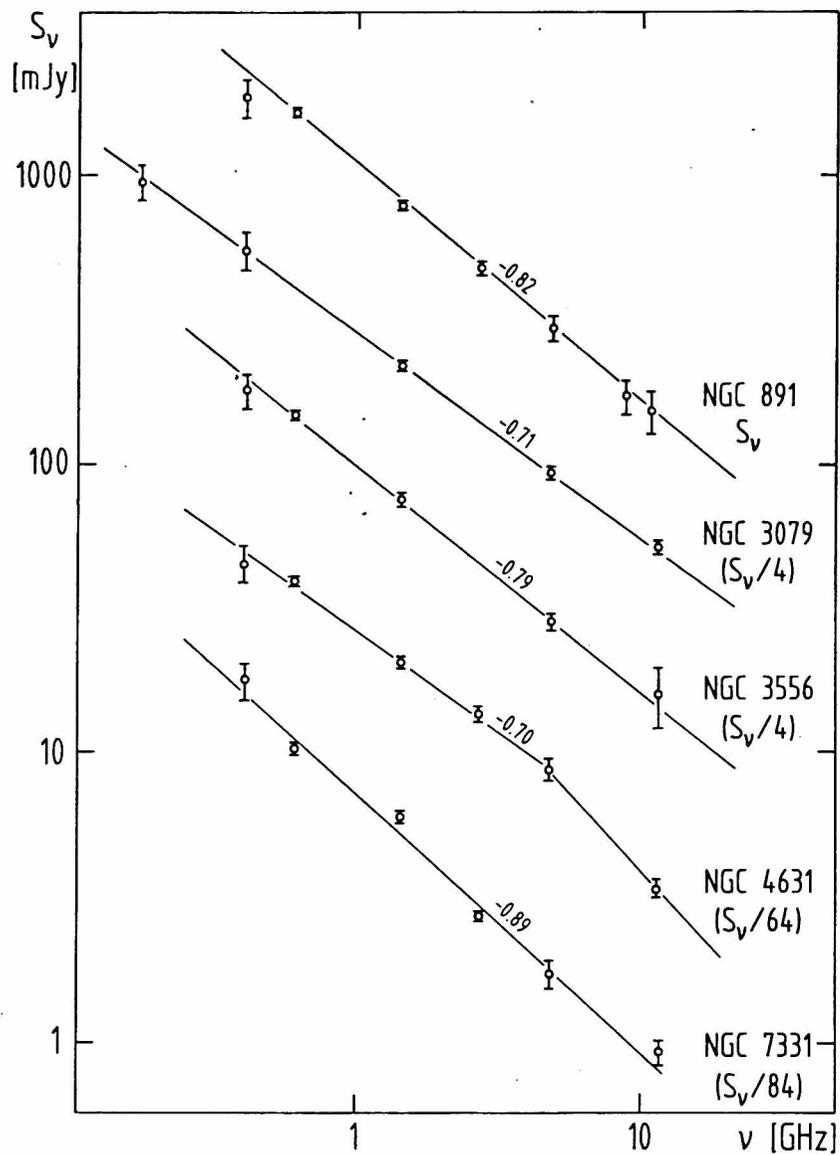


FIG. I.20 - Espectro integrado en el continuo en radio de algunas galaxias vistas de canto. Para mayor claridad los espectros se muestran equiespaciados. Se indica el factor de escala necesario para obtener las densidades de flujo verdaderas para cada galaxia. (Kleir et al., 1984).

parece haber sido observada en NGC 4631 y no en otras galaxias (Fig.I.20) (Klein et al., 1984), por lo que hasta el presente sólo en NGC 4631 hay indicios de un viento galáctico.

## CAPITULO II

HIDROGENO NEUTRO EN LA NUBE MENOR DE MAGALLANES

## II.1 - INTRODUCCION

Estudios de los diferentes objetos que componen la Nube Menor de Magallanes han demostrado que tiene una gran extensión a lo largo de la visual y que su estructura no es simple. Se encuentra que a lo largo de la visual los objetos se distribuyen en dos o mas grupos de distinta velocidad radial, en la mayor parte del area de la galaxia. Esta separación en grupos de distinta velocidad ha sido encontrada en estrellas supersigantes, regiones HII, nebulosas planetarias, y en la línea de 21 cm.

La cantidad y precisión de los datos actuales aún no es suficiente como para comprender la estructura de esta galaxia. Diversos modelos han sido propuestos para explicarla, en la sección II.3.4 se discuten algunos modelos como el de de Vaucouleurs y Freeman (1972), quienes clasifican a la NmM como una galaxia de tipo SB(s)m, el de Mathewson y Ford (1984), quienes proponen que se trata de una galaxia fragmentándose en dos partes, etc.

El análisis de los perfiles de la línea de 21 cm es particularmente necesario en el caso de la NmM, en que la galaxia esta muy inclinada, y no es posible conocer su estructura a traves de su proyección en el plano del cielo.

La primera detección de la línea de 21 cm en las Nubes de Magallanes fue comunicada por Kerr, Hindman y Robinson (1954), quienes encontraron una cantidad sorprendentemente elevada de hidrógeno neutro asociado con estas galaxias, particularmente con la Nube Menor.

Las primeras observaciones detalladas de la línea en la

NmM fueron realizadas por Hindman y Balnaves (1967), quienes observaron la zona  $0^\circ \leq \alpha \leq 23^\circ$ ,  $-76^\circ \leq \delta \leq -70^\circ$  con el reflector de 64 m de Parkes, Australia, con una resolución en velocidades de 8 km/s. El ruido medio en los perfiles obtenidos en este relevamiento fue  $T_{r.m.s.} = 1.1$  K. Los datos fueron publicados en forma de isofotas por Hindman y Balnaves (1967) y analizados por Hindman (1967).

Con el fin de contribuir al conocimiento de la estructura a lo largo de la visual de la NmM y de su conexión con el puente y la Corriente de Masallanes se realizó en el IAR, en el año 1976, un nuevo relevamiento de la línea de 21 cm. Este relevamiento fue realizado con mayor resolución en velocidad, mayor sensibilidad, y cubriendo una mayor extensión hacia el Este, que el realizado por Hindman y Balnaves (1967). Posteriormente Mathewson et al. (1979) observaron la zona del puente entre las Nubes, con alta sensibilidad y resolución espacial, utilizando la antena de 64 m de Parkes. Los resultados de estas observaciones aun no han sido publicados en detalle. La zona de la Nube Menor fue también reobservada con el radiotelescopio de Parkes, con mayor resolución espacial (15') y mayor sensibilidad ( $T_{r.m.s.} = 98$ K), pero con menor resolución en velocidad (8.2 km/s) (McGee y Newton, 1982).

Los datos obtenidos en el IAR fueron publicados por Bajaja y Loiseau (1982) en forma de isofotas, en distintos tipos de cortes de la galaxia en el espacio  $(X, Y, V_r)$ . El análisis de estos cortes es fundamental para el conocimiento de la estructura y cinemática de la galaxia. Parte de este material fue empleado en algunos estudios sobre la NmM (Loiseau y Bajaja, 1982, Bajaja y Loiseau, 1982, Mathewson y Ford,

1984).

## II.2 - ADQUISICION Y PROCESAMIENTO DE LOS DATOS

### II.2.a - Radiotelescopio para la línea de 21 cm del hidrógeno neutro

Las observaciones de la línea de 21 cm en la NMM fueron realizadas en el IAR, durante el año 1976, con la antena I y el receptor con que contaba el IAR en ese momento. Se describen a continuación las tres partes de las que constaba el radiotelescopio: antena, receptor y sistema de adquisición de datos. Más detalles del receptor y la antena I fueron descritos por Filloy (1981).

#### i) Antena

La antena I es una antena parabólica de 30 m de diámetro, con montura ecuatorial. Tiene posibilidades de movimiento lento y rápido en las direcciones Norte-Sur, entre  $-90^\circ$  y  $-9^\circ$  en declinación, y Este-Oeste, entre  $-2^h$  y  $+2^h$  de ángulo horario. La velocidad del movimiento lento al Oeste está calibrada de manera de permitir el seguimiento de fuentes.

El lóbulo principal de la antena podía aproximarse por una Gaussiana bidimensional cuyo ancho a potencia mitad, AHPM, era de  $0.51$  en el plano E y de  $0.49$  en el plano H. El ángulo sólido del haz era entonces (fórmula 6-172, Krauss, 1966):  $\Omega' = 1.133 \text{ AHPM}_E \text{ AHPM}_H = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ ster.}$

El primer lóbulo lateral se encontraba 20dB por debajo

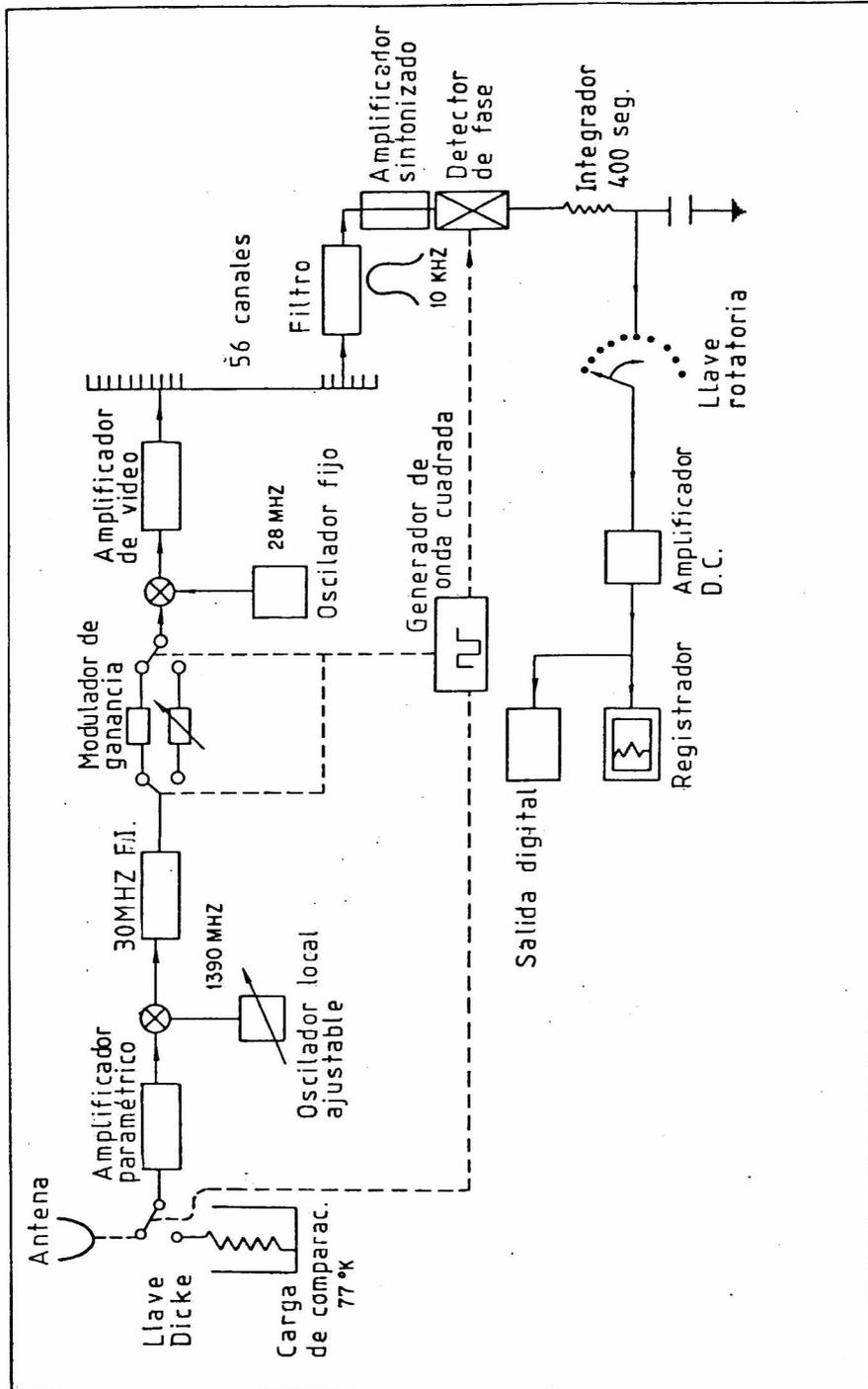


FIG. II.1 - Diagrama en bloques del receptor para la línea de 21 cm.

del principal. Las "temperaturas de antena" eran relativas a una fuente de ruido constante de  $\sim 10\text{K}$ . Debido a que la temperatura de la fuente de ruido no se conocía con precisión, la relación entre la "temperatura de antena" y la temperatura de brillo se obtuvo calibrando con observaciones del Polo Sur Celeste (PSC), para el cual se adoptó  $T_b = 34.4\text{K}$ . En base a estos datos se estimó la eficiencia de haz en 0.72 y la eficiencia de antena en 0.62.

## ii) Receptor

En la figura II.1 se muestra el diagrama en bloques del receptor con que contaba el IAR antes del año 1979. El alimentador, ubicado en el foco primario de la antena, era un dipolo orientado en la dirección N-S. El cabezal del receptor estaba formado por un amplificador paramétrico, una llave Dicke que conmutaba constantemente la señal del cielo con la de una resistencia de carga a temperatura ambiente, y un modulador de ganancia que permitía balancear los niveles de estas dos señales. En el primer mezclador la frecuencia de la señal del cielo era bajada a 30 MHz, mediante la mezcla con la señal de un oscilador ajustable. En la sala de control la señal era mezclada con la de un oscilador de frecuencia fija en 28 MHz. La temperatura del sistema sobre un punto frío era de 250K.

El espectrómetro consistía en un banco de 56 filtros de 10 kHz (2 km/s) de ancho, espaciados entre sí en 18.9 kHz (4 km/s), por lo que para tener un cubrimiento completo del espectro era necesario hacer dos mediciones con el oscilador local desplazado en 9.9 kHz (2 km/s). Los datos de cada canal eran tomados en forma sucesiva por una llave rotatoria que

completaba el ciclo en 73 ses.

### iii) Sistema de adquisición de datos

A la salida de la llave rotatoria, luego de un conversor analógico/digital, los datos eran registrados en tarjetas perforadas y reducidos en la computadora IBM/360 de la Universidad de La Plata.

## II.2.b - OBSERVACIONES

Fue observada durante el año 1976 la zona  $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ ,  $-76^\circ \leq \delta \leq -70^\circ$ , mediante barridos en declinación constante (en tránsito), cada  $0.25^\circ$  en declinación. El tiempo de integración fue de .90 ses en cada punto. Este tiempo representa un desplazamiento de  $0.37^\circ$  en ascensión recta, lo cual implica que, por ejemplo, en  $\delta = -73^\circ$ , se obtuvieron 4.6 puntos por AHPM.

Para cada declinación fueron hechos dos barridos con frecuencias del oscilador local separadas en 47.4 kHz (10 km/s). Los perfiles de los dos barridos podían entonces intercalarse para obtener perfiles completos de 104 puntos espaciados en 2 km/s. Aproximadamente 5000 perfiles fueron observados de esta manera.

El PSC fue observado por lo menos cada 4 horas con fines de calibración.

Las velocidades, referidas al sistema local de referencia

(LSR), cubrían el rango  $-50 \text{ km/s} \leq V_{\text{LSR}} \leq 250 \text{ km/s}$ .

### II.2.c - REDUCCION DE LOS DATOS

Los datos fueron reducidos siguiendo las etapas que se describen a continuación:

#### i) Correcciones y ajuste de línea de base:

Se corrigieron diferencias de ganancias entre los canales y se ajustó una línea de base recta definida por al menos 5 canales libres de hidrógeno a cada lado del perfil.

Fue necesario analizar individualmente los aproximadamente 5000 perfiles obtenidos, ya que pequeños errores sistemáticos en la frecuencia o en el ángulo horario se hacen importantes en las observaciones de la NmM debido a los elevados gradientes de temperatura que presenta. Los errores sistemáticos pudieron ser corregidos comparando las dos series de barridos, con distinta frecuencia, que se hicieron para cada declinación. En los casos dudosos se realizaron observaciones adicionales.

#### ii) Calibración:

La escala de temperaturas se obtuvo a partir de la fuente calibradora (PSC), para la cual se adoptó una temperatura de brillo de 34.4K. Con esta escala la temperatura de brillo del punto standard S9 de la UAI resulta de 80K. Esta escala de

temperaturas está en buen acuerdo (mejor que el 2%) con la escala utilizada por Kerr et al. (1976), quienes comparan el PSC con el punto standard S8 de la UAI, el cual no puede ser alcanzado por la antena del IAR.

iii) Reconstrucción de los perfiles:

Durante la observación en tránsito, al tardar la llave rotatoria 73 seg en recoser sucesivamente la información de todos los canales, dentro de cada perfil hay información de distintos puntos del cielo. Para reconstruir un perfil para cada punto se interpolaron para cada canal los datos de los puntos contiguos, mediante un polinomio de tercer grado.

iv) Interpolación a coordenadas rectangulares standard X,Y:

Los perfiles de la red rectangular en coordenadas ecuatoriales  $\alpha, \delta$  fueron interpolados a una red rectangular en coordenadas del cielo X,Y con el fin de poder construir mapas de contornos del HI que pudieran ser comparados con placas fotográficas, mapas de  $H_{\alpha}$ , etc. El sistema de coordenadas standard o de placa fue recomendado por Wesselink (1959) como especialmente adecuado para la identificación de objetos en las Nubes de Magallanes.

La transformación de coordenadas ecuatoriales  $\alpha, \delta$  a coordenadas standard X,Y surge de proyectar un sector esférico centrado en las coordenadas "de centro de placa"  $\alpha_0, \delta_0$ , sobre un plano perpendicular a la esfera en dicho centro. Las fórmulas de transformación son (Smart, 1931):

$$Q = \arcsin \left[ \frac{\sin(\delta - \delta_0)}{\cos(\alpha - \alpha_0)} \right]$$

$$X = \cos Q \tan(\alpha - \alpha_0) / \cos(Q - \delta_0)$$

$$Y = \tan(Q - \delta_0)$$

Para la NmM se adoptó un centro de coordenadas  $\alpha(1950)=15^\circ$ ,  $\delta(1950)=-73^\circ$ . Los datos fueron interpolados a una red rectangular de coordenadas standard de espaciado  $\Delta X = 0^\circ.113$  y  $\Delta Y = 0^\circ.114$ .

Como se mencionó anteriormente los gradientes de temperatura son muy pronunciados en la NmM por lo que es importante realizar una interpolación adecuada. La interpolación realizada se basó en el método descrito por Bracewell y Roberts (1954) y Bracewell (1956), por el cual puede obtenerse la temperatura en cualquier punto del cielo manteniendo la máxima información contenida en los datos. Para esto, de acuerdo con el teorema fundamental del muestreo, los datos deben haber sido tomados por lo menos cada  $\varphi_c/2$ , donde  $s_c=1/\varphi_c$  es la frecuencia espacial de corte del diagrama de antena. Para la antena I del IAR se tenía  $\varphi_c=1.12 \times 0^\circ.5=0^\circ.56$ , de modo que la condición del teorema fue cumplida con exceso. Las componentes de frecuencia espacial mayor que la de corte son "invisibles". Salvo estas componentes la temperatura en cada punto puede encontrarse mediante la convolución de la muestra de datos con la función M:

$$T_a = M * \text{II} T_a$$

donde:

$$M(x-n\tau, y-m\tau) = \frac{s_c J_1 \{2\pi s_c [(x-n\tau)^2 + (y-m\tau)^2]^{1/2}\}}{[(x-n\tau)^2 + (y-m\tau)^2]}$$

$J_1$  es la función de Bessel de primer orden.

$$\text{II} (x, y) = \sum_{n, m=-\infty}^{\infty} \delta(x-n\tau, y-m\tau)$$

luego:  $\text{II} T_a$  es el conjunto de datos, obtenidos en una grilla de espaciado  $\tau$ .

La transformada de Fourier de la función M es la función escalón, nula para  $u^2+v^2 > s_c^2$ , y su rol es aislar, en el

producto  $\tilde{T}_a(u,v) * \text{III}(zu,zv)$ , a la transformada de la temperatura de antena,  $\tilde{T}_a(u,v)$ . En la práctica en vez de M suele utilizarse una Gaussiana bidimensional de dispersión  $\sigma_1$ , cuya transformada, de dispersión  $1/\sigma_1$ , cumple el mismo rol que la transformada de M.

En el presente caso se convolucionaron los datos observados con una Gaussiana de dispersión  $\sigma_2 = 0.19$ , el cual es un valor de compromiso entre dispersiones mayores, que alisarían demasiado a los datos, y dispersiones menores, cuya inversa sería demasiado grande como para que  $\tilde{T}_a$  quede suficientemente bien aislada.

Se pudieron obtener de esta manera las temperaturas en la grilla rectangular en coordenadas X,Y. La resolución espacial quedó reducida a  $\Delta\text{HPM}' = 2.355 (\sigma_A^2 + \sigma_2^2)^{1/2} = 0.67$ .

El ruido rms en cada canal resultó de aproximadamente 0.7K.

#### v) Transformación de velocidades:

Las velocidades fueron referidas al sistema local de referencia (LSR), y luego fueron corregidas por la rotación del LSR con respecto al centro de nuestra Galaxia, utilizando la relación:

$$V_{GSR} = V_{LSR} + 225 \sin(l) \cos(b)$$

donde l,b son las coordenadas galácticas del punto.

## II.3 - RESULTADOS Y DISCUSION

### II.3.a - Mapas de la distribución del hidrógeno neutro

Los perfiles reducidos, en la red de coordenadas X,Y, fueron utilizados para producir mapas de contornos de la distribución espacial y en velocidades del HI. En las figuras II.2 a II.4 se muestran algunos de estos mapas donde las velocidades están referidas al GSR y el intervalo entre contornos es de 3K de temperatura de brillo.

En las figuras II.2.(a-c) se muestran mapas de contornos de temperatura de brillo constante, en coordenadas X,Y, a velocidades  $V_{GSR}$  constante, cada 8 km/s.

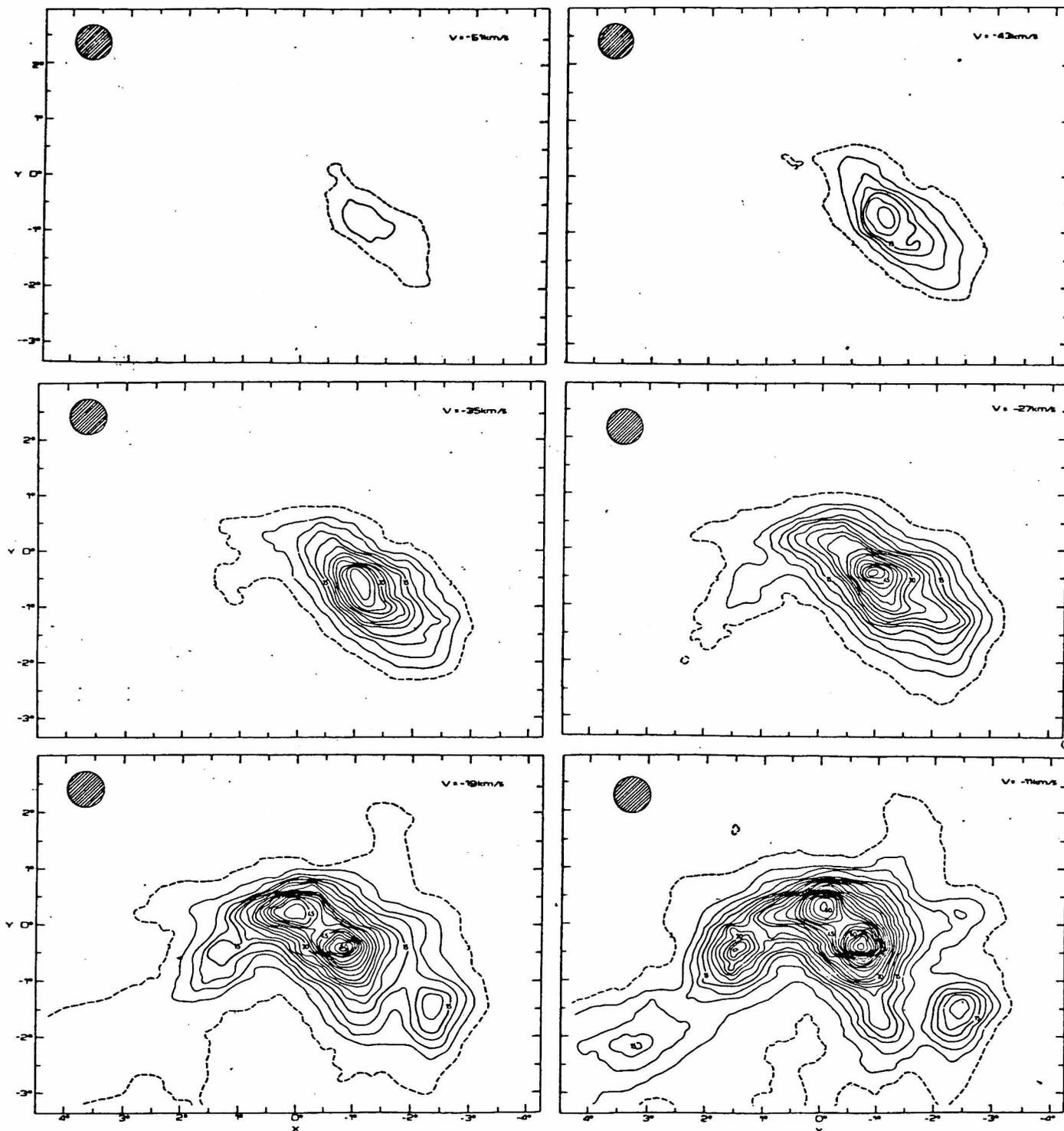
En las figuras II.3(a,b) se muestran mapas de contornos de  $V_{GSR}$  versus X, cada 0.6 en Y.

En las figuras II.4(a-c) se muestran mapas de contornos de  $V_{GSR}$  versus Y, cada 0.6 en X.

Integrando los perfiles de cada punto se obtuvo la distribución de la densidad total del HI a lo largo de la visual. En la figura II.5 está representada esta distribución en unidades de átomos  $\text{cm}^{-2}$ . El número de átomos de hidrógeno neutro en una columna ópticamente delgada de  $1 \text{ cm}^2$  de sección, para cada punto de la grilla, se encontró mediante la expresión (sección I.2):

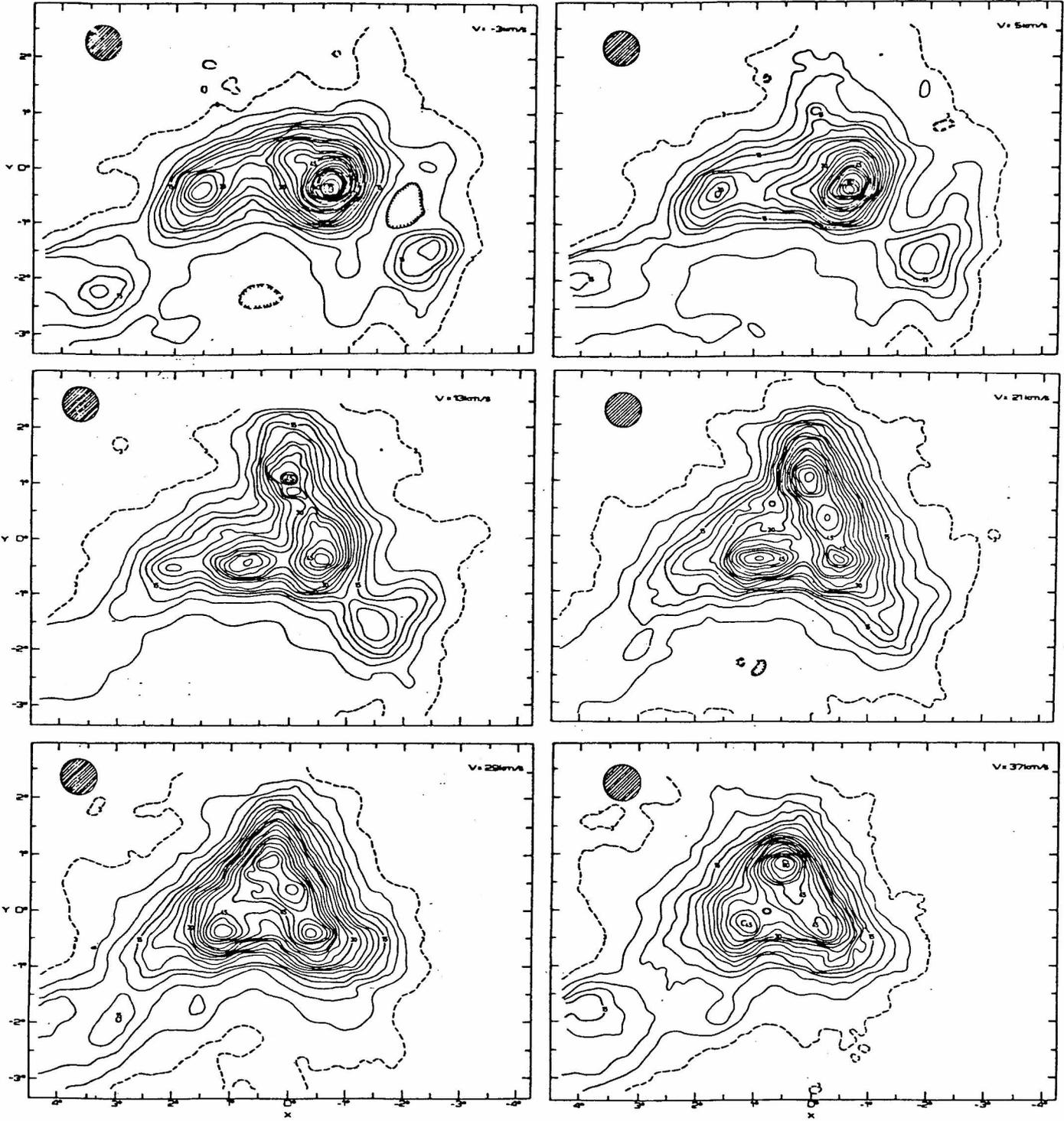
$$N_H(X,Y) = 1.823 \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_b(X,Y,v_r) dv_r$$

donde la integral, que es el área bajo cada perfil, fue estimada sumando las temperaturas de cada canal, y

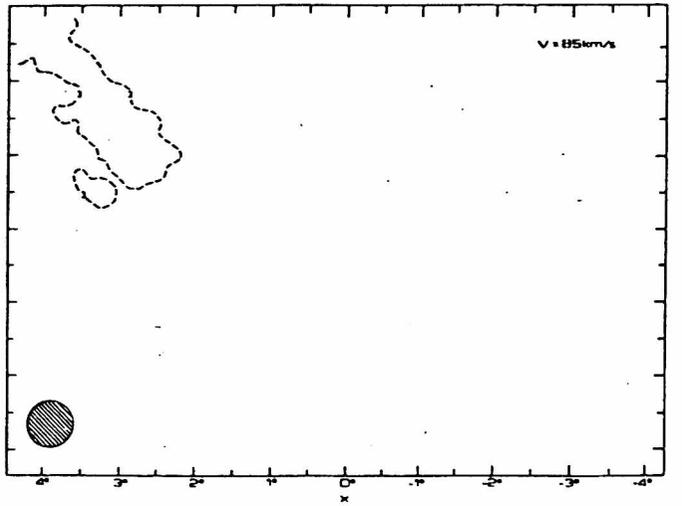
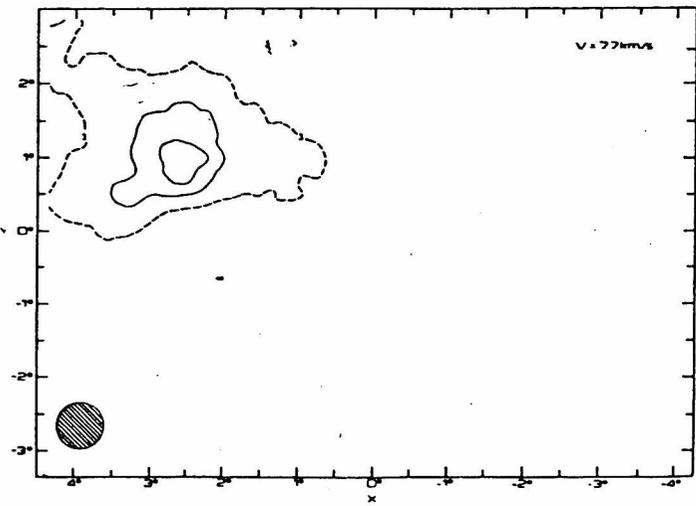
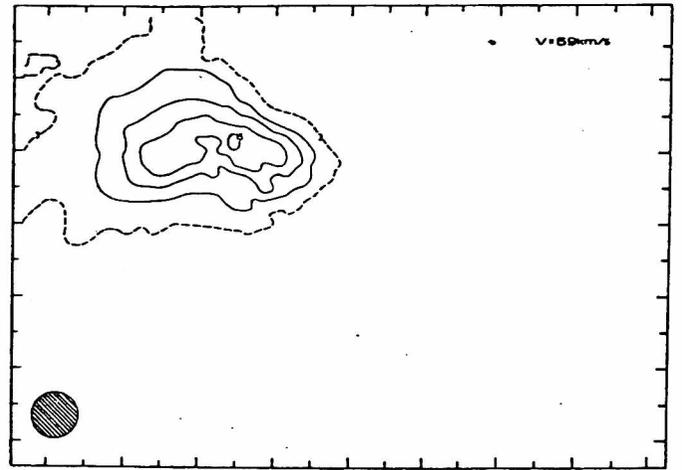
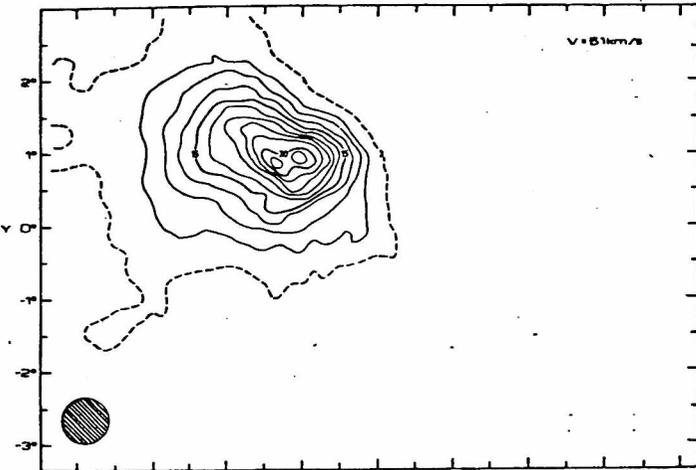
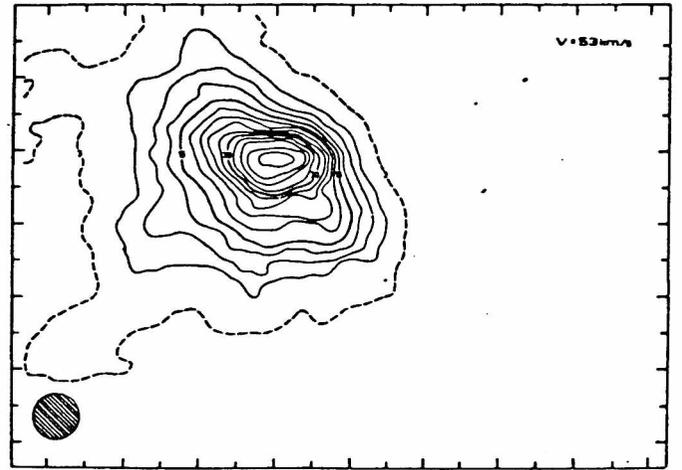
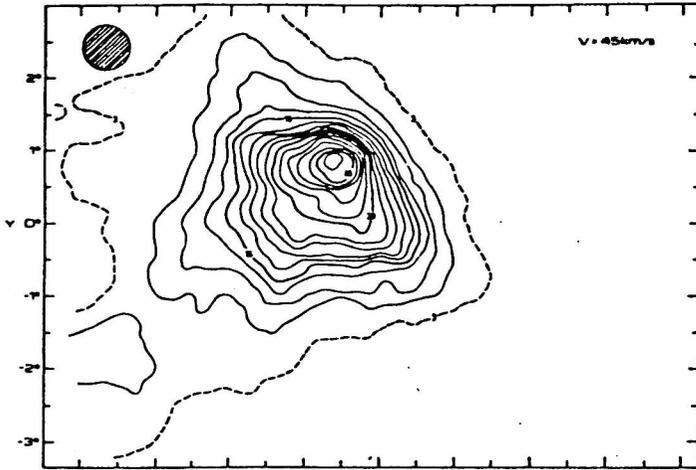


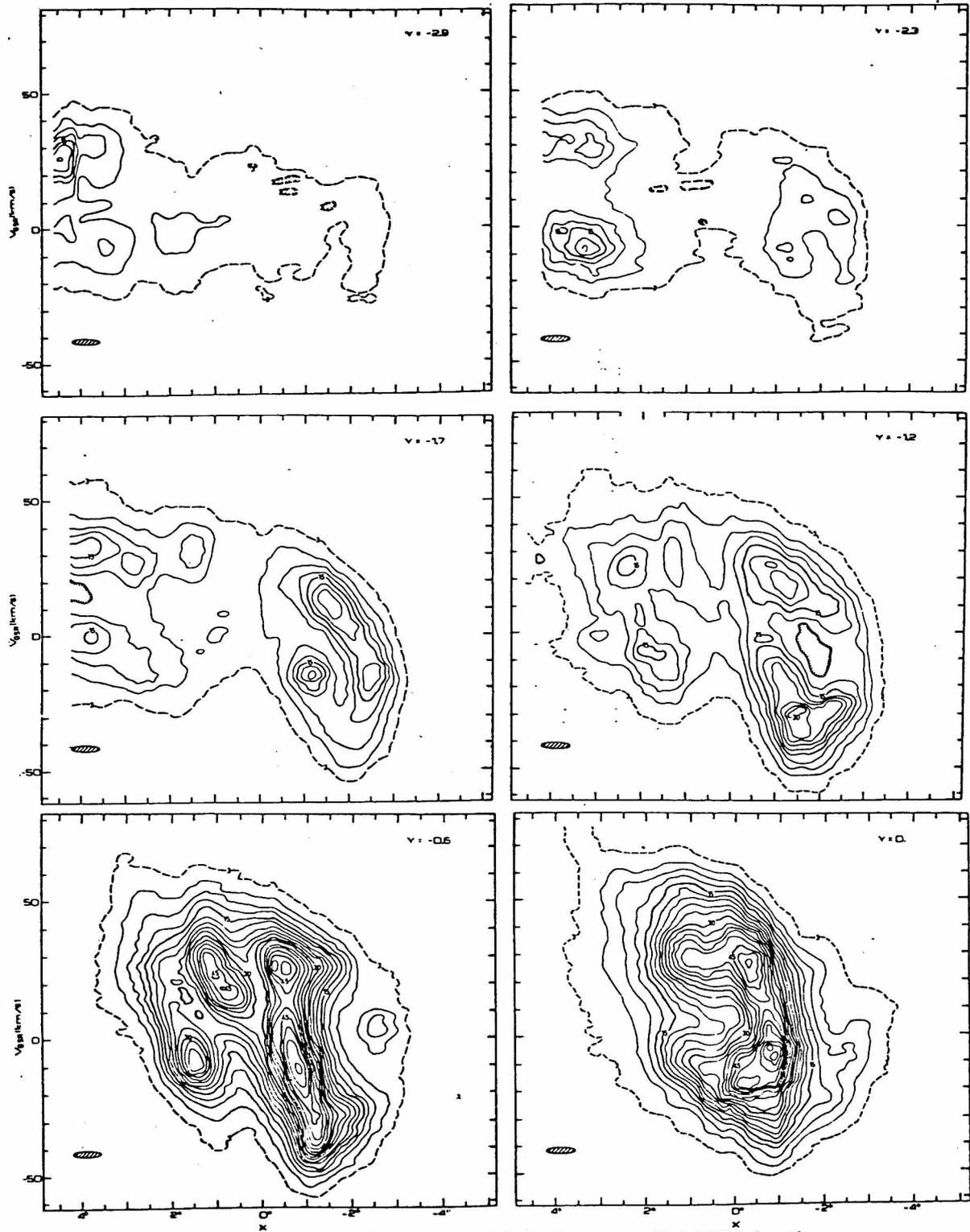
a

FIG. II.2(a-c) - Mapas de contornos de temperaturas de brillo para  $V_{GSR}$  constante, en el sistema de coordenadas rectangulares X,Y, centrado en  $\alpha(1950)=15^\circ$ ,  $\delta(1950)=-73^\circ$ . El Norte es arriba y el Este a la izquierda. El primer contorno y el intervalo entre contornos son de 3K de  $T_b$ .



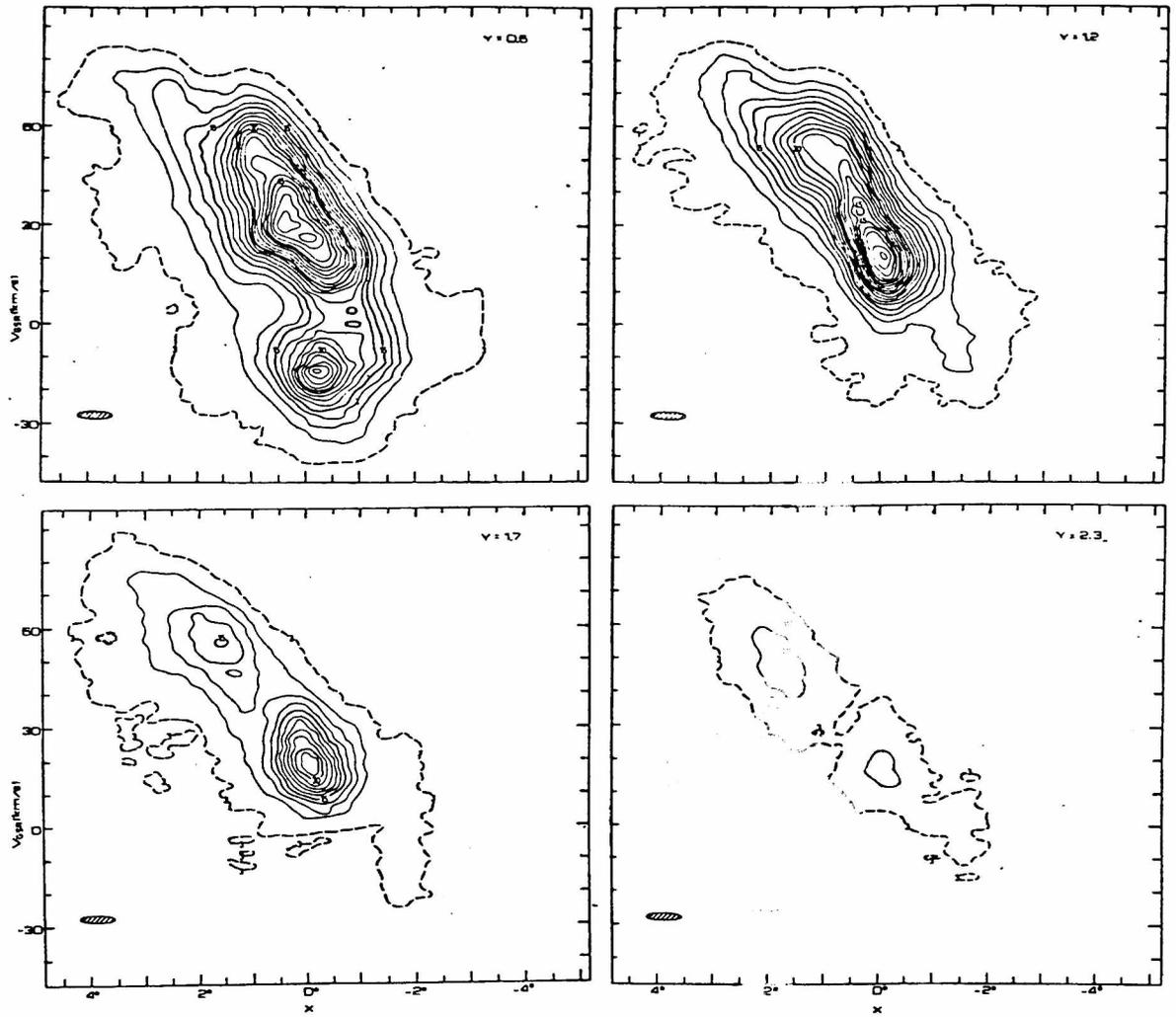
b





a

FIG. II.3(a-b) - Mapas de contornos velocidad-posición de  $V_{\text{esg}}$  versus  $X$ , a  $Y$  constante. Los niveles de los contornos son como en la figura II.2.



b

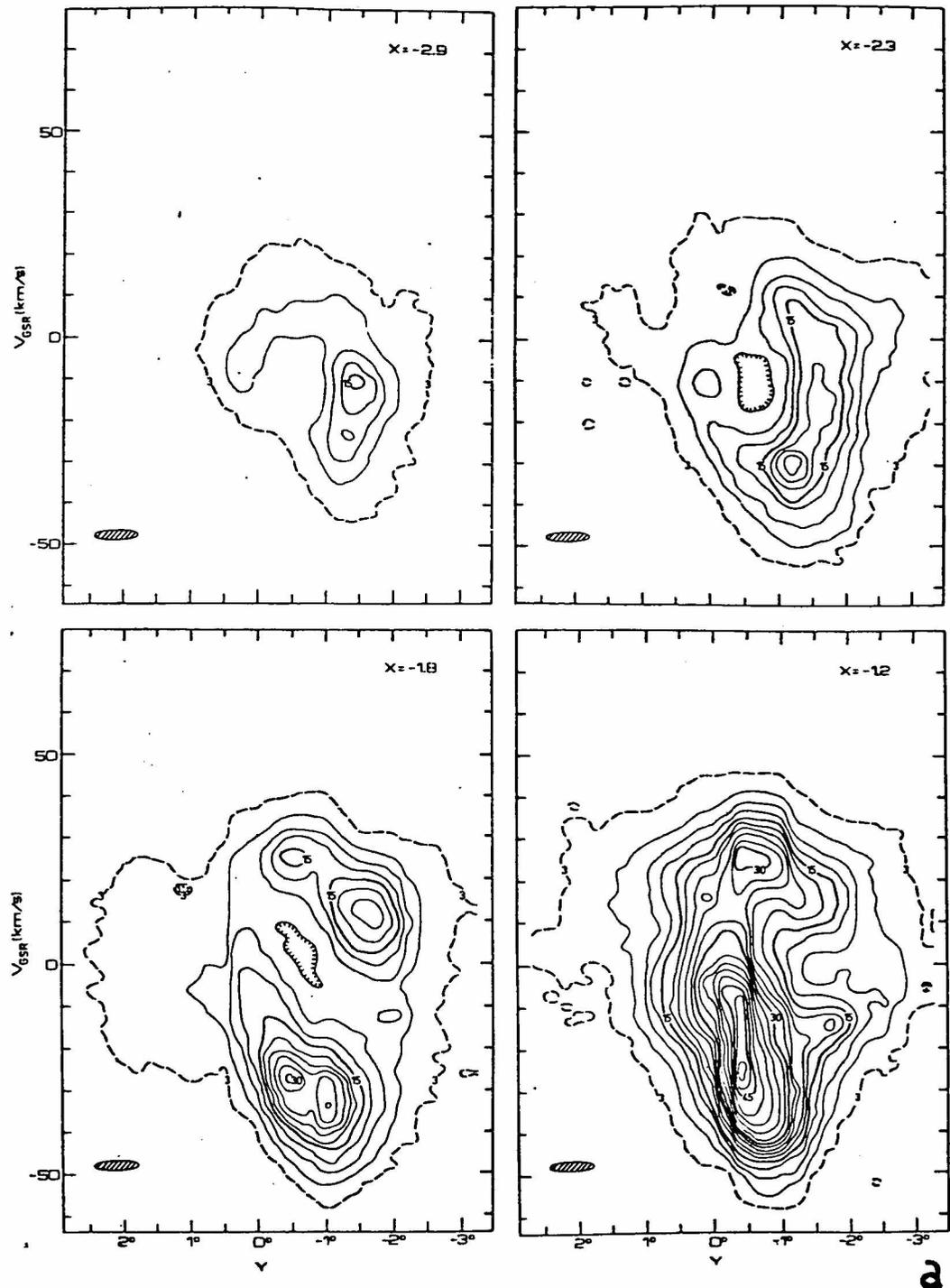
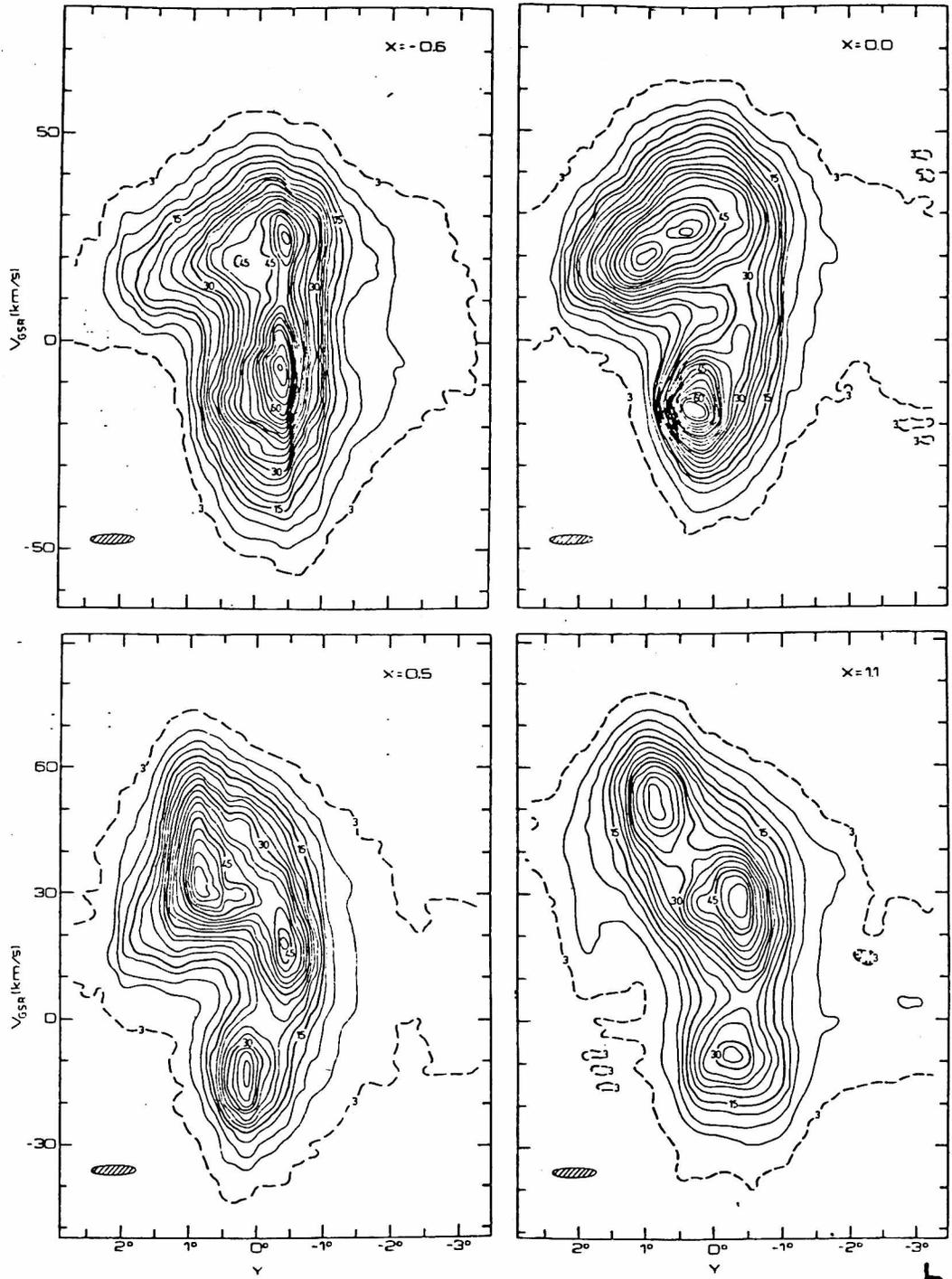
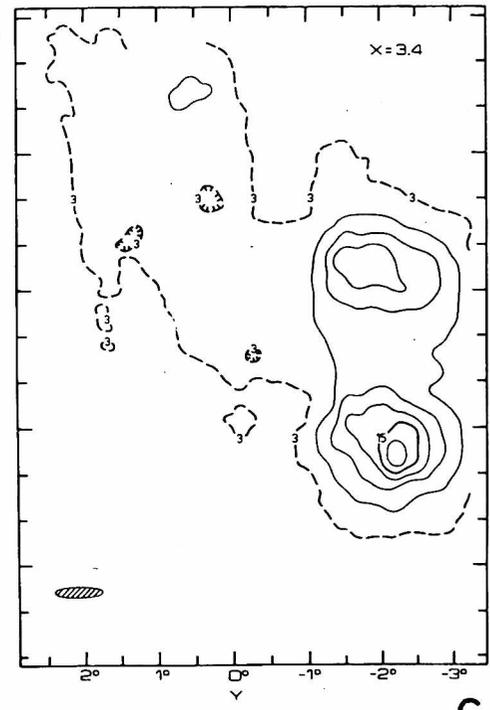
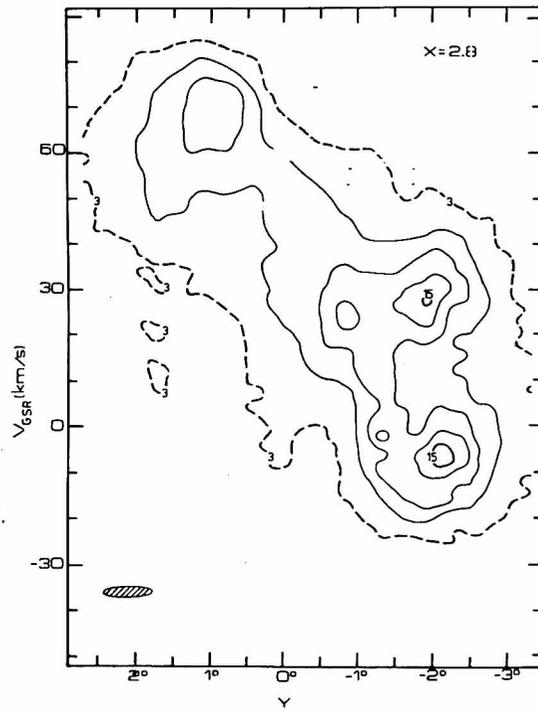
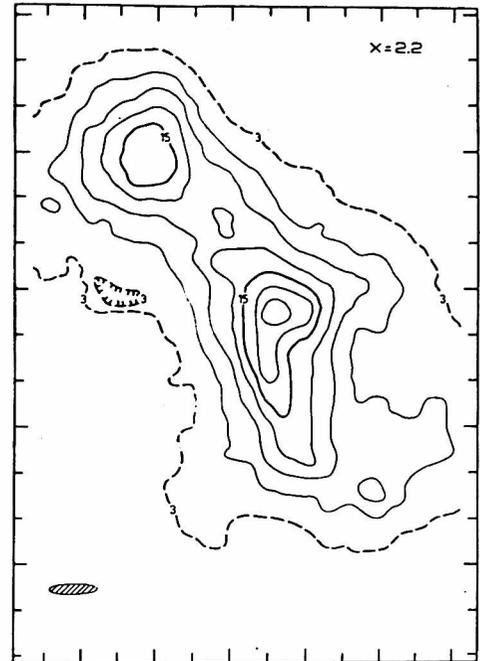
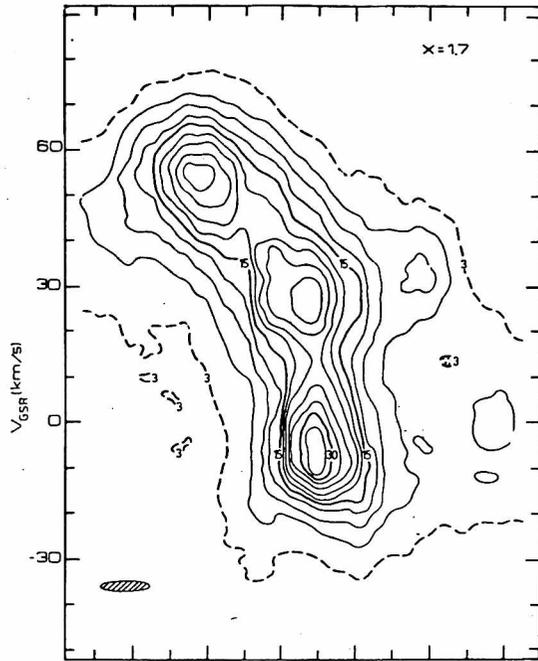


FIG. II.4(a-c) - Mapas de contornos velocidad-posición de  $V_{GSR}$  versus  $Y$ , a  $X$  constante. Los niveles de los contornos son como en la figura II.2.



b



C

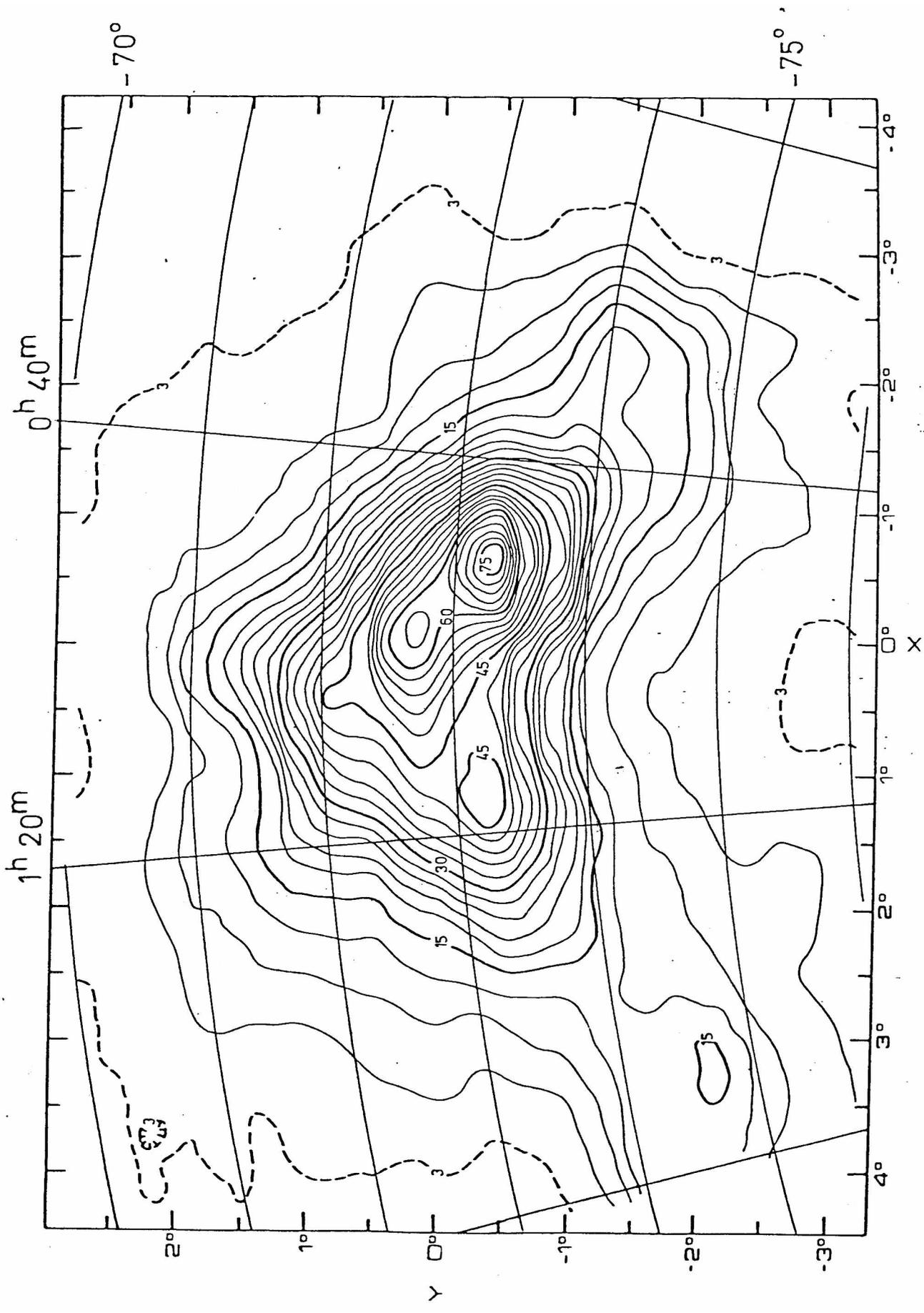


FIG. II.5 - Mapas de contornos de la distribución de la densidad superficial de HI. Los niveles de los contornos están en unidades de  $10^{20}$  átomos  $\text{cm}^{-2}$ .

multiplicando por el ancho de los canales,  $\Delta v = 2$  km/s.

En general se encuentra buen acuerdo entre los mapas del presente trabajo y los mapas a  $V_{GR} = \text{cte.}$  y a  $\delta = \text{cte.}$ , publicados por Hindman y Balanaves (1967), si se tiene en cuenta que estos autores adoptaron un valor de 216 km/s para la velocidad de rotación galáctica. Hay, sin embargo, dos ventajas en nuestros mapas. Por un lado la mejor resolución en velocidades permite una mejor determinación de la curva de rotación y una mejor separación de las componentes a lo largo de la visual.

Por otra parte nuestros mapas, aunque con menor resolución espacial, tienen mayor sensibilidad, y han sido realizados en una zona mas extensa hacia el Este. Esto permitió detectar con claridad varias extensiones de HI.

### II.3.b - Análisis del movimiento global de la NmM

La mayoría de los perfiles de la NmM presentan dos, tres y hasta cuatro componentes principales en velocidad. Esta multiplicidad solo se encuentra, en galaxias normales, en casos de grandes inclinaciones, y en presencia de alabeos de sus discos.

Previamente al estudio cinemático detallado, basado en el análisis de estas componentes, es posible estudiar el movimiento global de la galaxia analizando las velocidades

medianas de los perfiles.

i) Contornos de velocidad mediana constante

En cada perfil de la grilla se calculó la velocidad mediana, pesando la velocidad en cada canal con la temperatura, y se construyó un mapa de contornos de velocidad mediana constante (Fig.II.6). Este mapa debe ser analizado en conjunto con el de la distribución de HI (Fig.II.5). Se encuentra que las curvas de velocidad constante de la NmM son semejantes, si no se tienen en cuenta algunas perturbaciones, a las que se encuentran en galaxias espirales normales (Fig.I.11). Las perturbaciones principales son dos. Una se produce en la dirección de la región K1 y más al Sur, con velocidades mayores que las que corresponderían a curvas simétricas. La otra ocurre en la zona Noroeste de la galaxia, con velocidades menores que las que corresponderían.

A pesar de estas asimetrías es posible estimar el eje mayor de la galaxia como el eje de "simetría" a lo largo del cual ocurre el máximo gradiente de velocidades. Se determinó el ángulo de posición del eje que cumpliera con esta condición, y que pasara por el mínimo claramente definido en la figura II.6 (en  $X''-1.7$ ,  $Y''-1$ ), obteniéndose: P.A. =  $57^\circ \pm 1^\circ$ .

Se determinaron las coordenadas del centro de rotación como las del punto medio entre los puntos de máxima y mínima velocidad del eje mayor, obteniéndose:  $X=0.2 \pm 0.1$ ,  $Y=0.4 \pm 0.1$ . Las coordenadas ecuatoriales para este punto resultaron:  $\alpha_{1950} = 15.4 \pm 0.2$ ,  $\delta_{1950} = -72.77 \pm 0.05$ .

Se estimó el centro de masa de la distribución del hidrógeno neutro, encontrándose que sus coordenadas  $X \sim 0.3$ ,

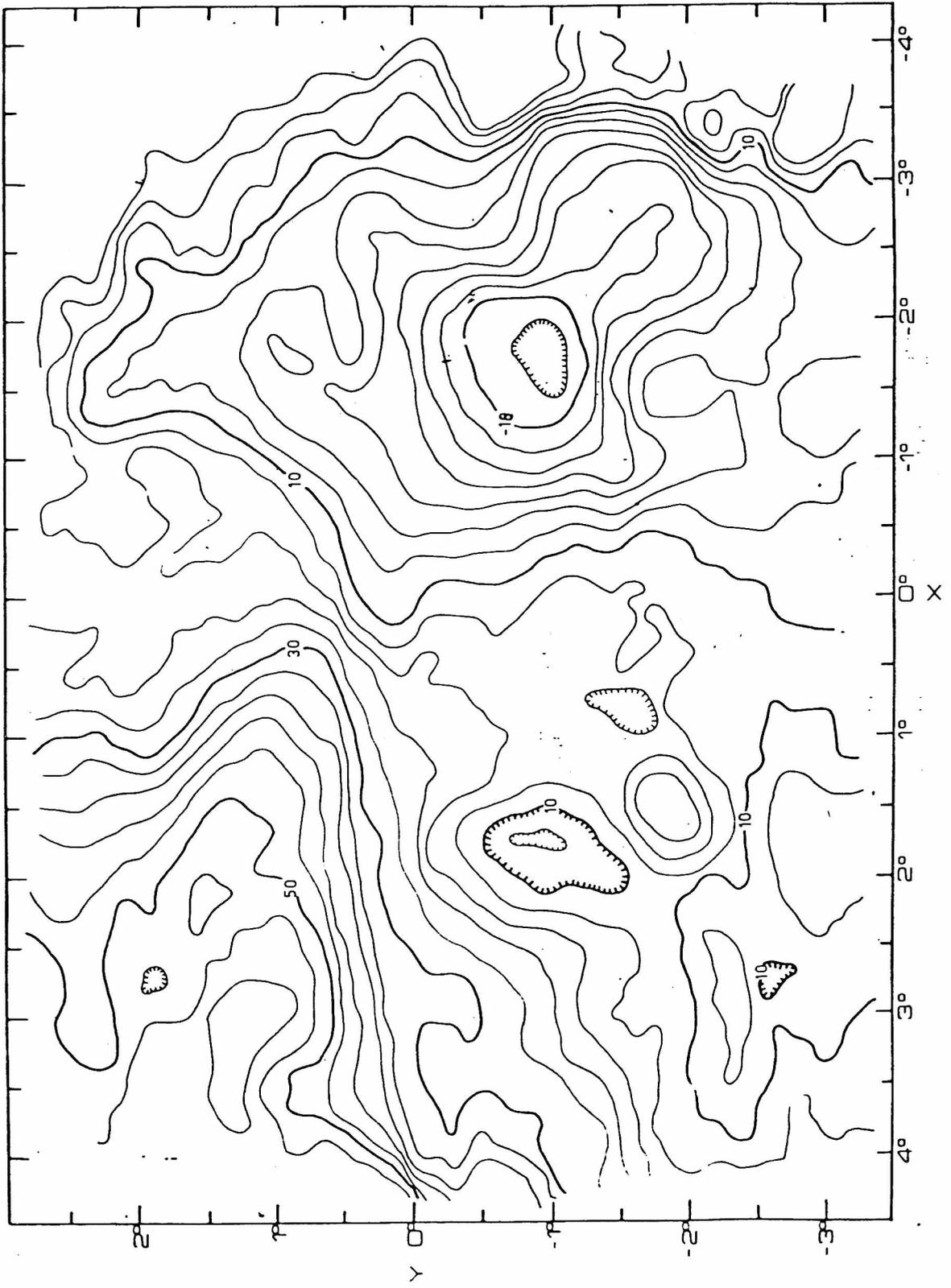


FIG. II.6 - Contornos de velocidades medianas constantes. Los niveles de los contornos están en km/s, cada 4 km/s.

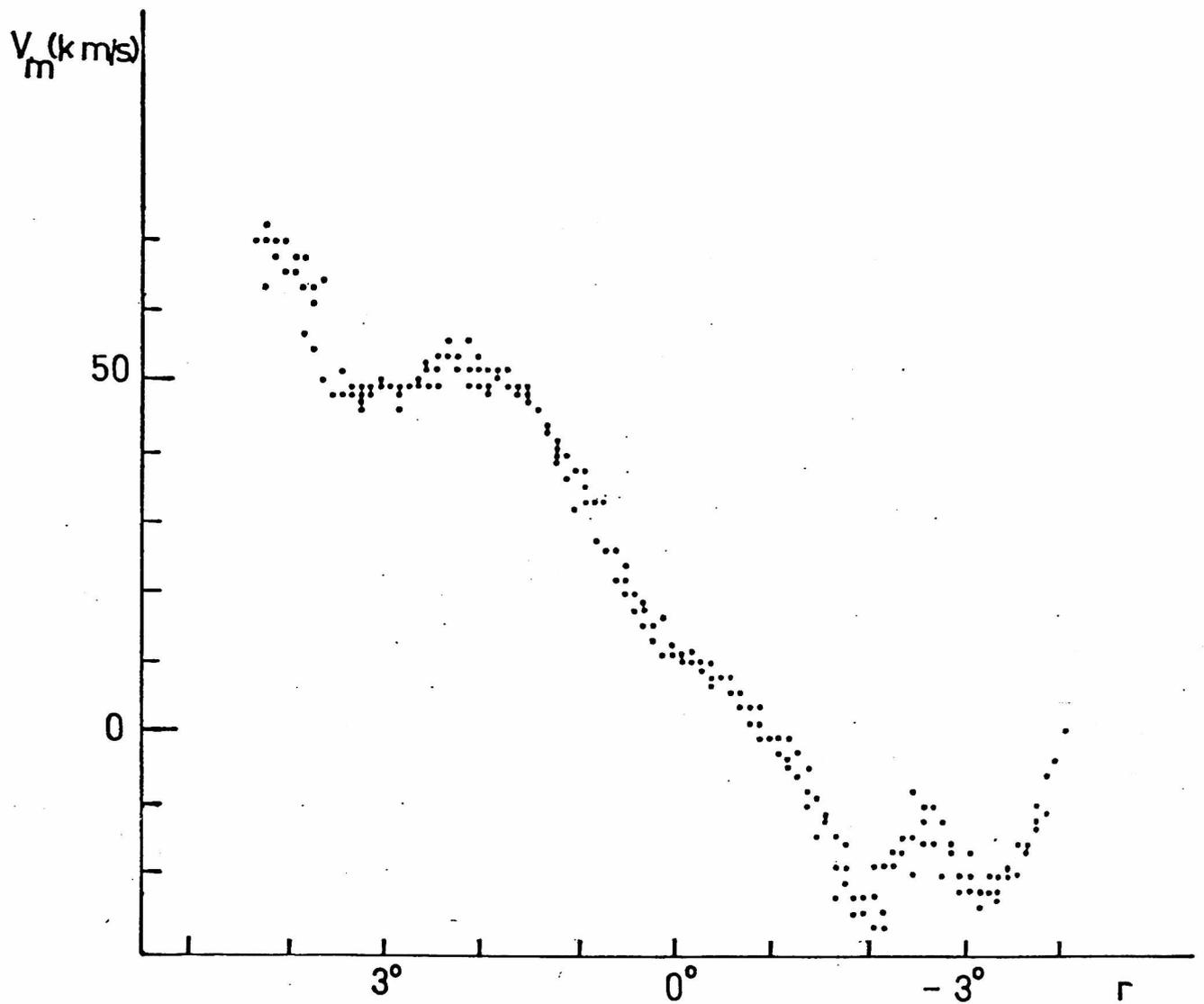


FIG. II.7 - Curva de rotación construida con las velocidades medianas de los perfiles de una banda de 0.5 a ambos lados del eje mayor.

$\gamma \sim 0.2$ , no coinciden con las del centro de rotación. Esta diferencia podría explicarse si se tiene en cuenta que los objetos más masivos tienen su centro de distribución más al S.O.. Es evidente que la NMM no es un sistema cerrado sino que ha sido perturbado por la Nube Mayor de Magallanes, como lo demuestra la existencia de la región K1 y el Ala hacia el S.E., y el hecho de que los centros de distribución de los distintos componentes no coinciden (Fig.II.8).

## ii) Curva de rotación

Las galaxias espirales normales presentan la forma de un disco achatado, cuya rotación se hace evidente por la existencia de un gradiente de velocidades a lo largo del eje mayor, dependiendo este gradiente de la inclinación de la galaxia (Fig.I.11). La figura II.6 muestra claramente que la NMM también posee un gradiente de velocidades. Interpretando este gradiente como debido a rotación global de la galaxia, se construyó la curva de rotación en base a las velocidades medianas de los puntos que estuvieran a menos de  $0.5$  de distancia del eje mayor. La curva encontrada se muestra en la figura II.7. Las velocidades representadas son las velocidades radiales; para obtener las velocidades de rotación es necesario corregir por la inclinación multiplicando por el factor  $\cos i \sim 1.05$ .

Efectuando pequeñas variaciones de la posición e inclinación del eje mayor se comprobó que las estructuras de la curva no se deben a efectos geométricos producidos por una mala determinación del eje mayor.

Se ajustó a los puntos de la curva un polinomio de tercer

grado que permitió determinar la componente a lo largo de la visual de la velocidad sistemática de la galaxia, con respecto al centro de nuestra galaxia,  $v_{s15} = 16 \pm 2$  km/s.

La velocidad máxima de rotación de la NmM, corrigiendo por una inclinación  $i \sim 70^\circ$ , se estimó en  $v_{m\acute{a}x} = 38 \pm 2$  km/s. Esta velocidad difiere muy poco de la encontrada por Hindman (1967),  $v_{m\acute{a}x} = 36$  km/s. La velocidad sistemática encontrada por dicho autor, corrigida por la diferencia en la constante de corrección al GSR que utilizó ( $V_0 = 216$  km/s), es también de 16 km/s. Las coordenadas del centro de rotación y el ángulo de posición del eje mayor encontrados por Hindman son, en cambio, diferentes, probablemente debido a que sus datos fueron obtenidos con menor sensibilidad y resolución en velocidad.

La velocidad máxima de rotación es de las más bajas encontradas en galaxias, coherentemente con su tipo tardío ( $T \sim 9.5$ ), ya que de acuerdo con la relación propuesta por Brosche (1971) para galaxias espirales e irregulares, la velocidad de rotación es inversamente proporcional al tipo. Una correlación más estrecha existe entre el parámetro  $\Lambda = (T+L)/10$ , donde L es la clase de luminosidad, y la velocidad de rotación de las galaxias. El valor de este parámetro para la NmM es  $\Lambda = 1.65$ . Para galaxias con este valor de  $\Lambda$  la correspondiente velocidad máxima de rotación es  $v_{m\acute{a}x} = 80 \pm 20$  km/s, aproximadamente el doble de la velocidad máxima de la NmM. Esta diferencia podría deberse a que la rotación de la NmM es frenada por la interacción con la NMM.

La curva de la figura II.7 presenta algunas irregularidades con respecto al polinomio de 3º grado ajustado. En el extremo izquierdo se apartan de la curva algunos puntos

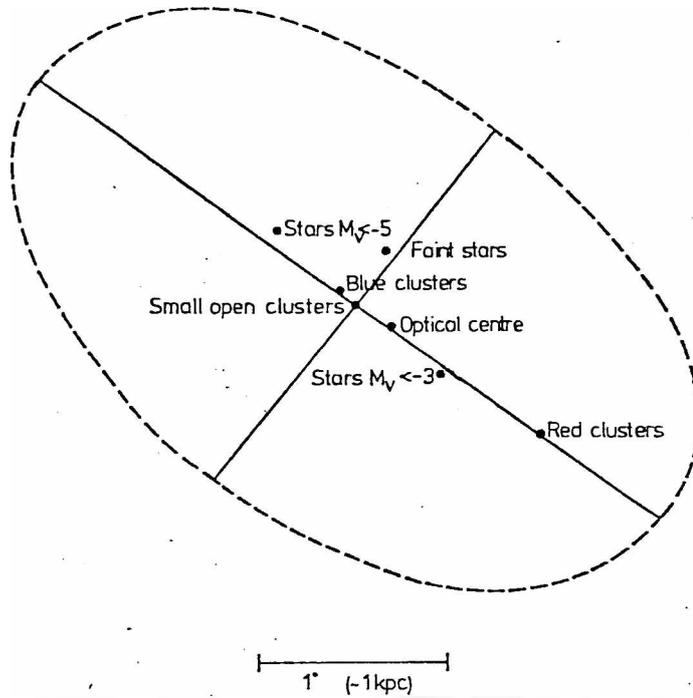


FIG. II.8 - Centros de distribución de distintos objetos de la NMC (Brück, 1975). El centro y los ejes del elipsoide están delineados por la distribución de los pequeños cúmulos abiertos.

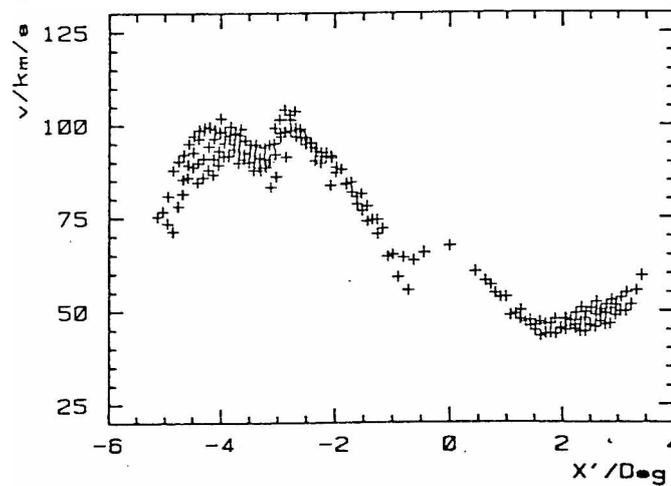


FIG. II.9 - Curva de rotación de la Nube Mayor de Magallanes (Rohlf et al., 1984).

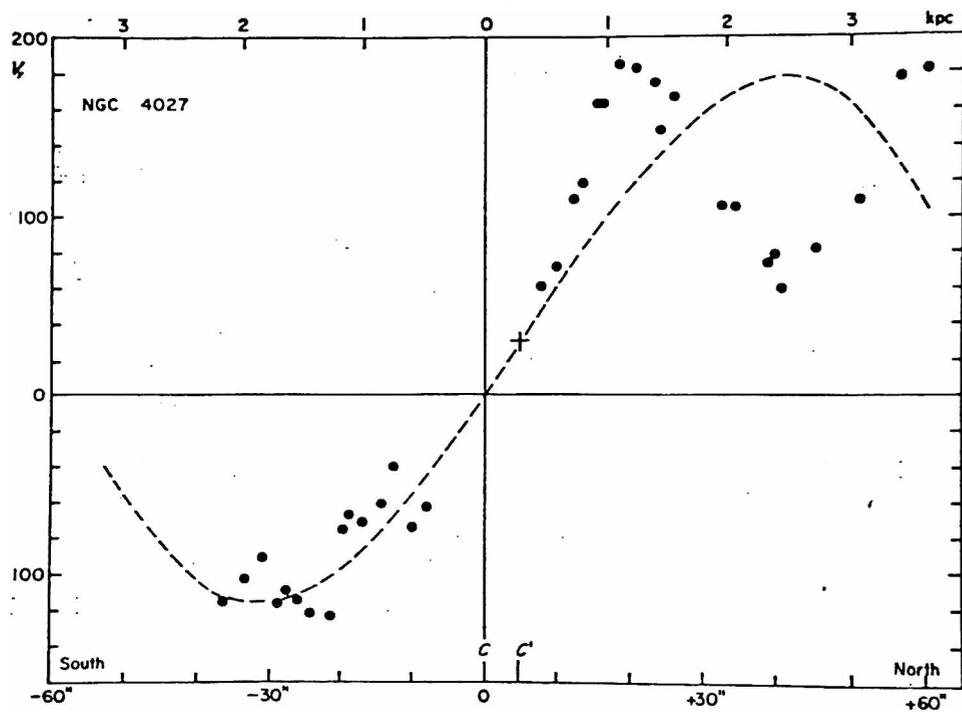


FIG. II.10 Curva de rotación de NGC 4027. Las líneas punteadas indican el polinomio de tercer grado ajustado, mostrando el corrimiento entre el centro de simetría  $C'$ , y el centro de la barra,  $C$ . (de Vaucouleurs et al., 1968).

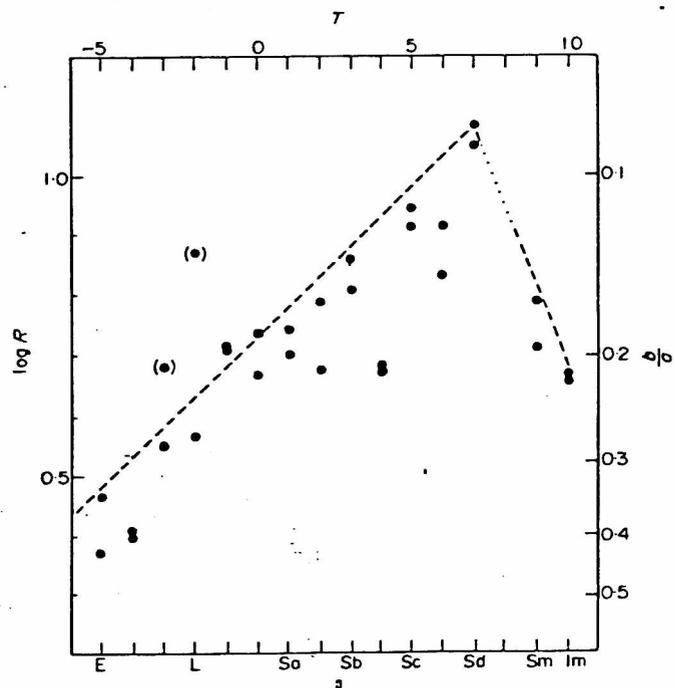


FIG. II.11-Dependencia del achatamiento de las galaxias con el Tipo:  $R=D/d$  versus Tipo. (Heidmann et al., 1971)

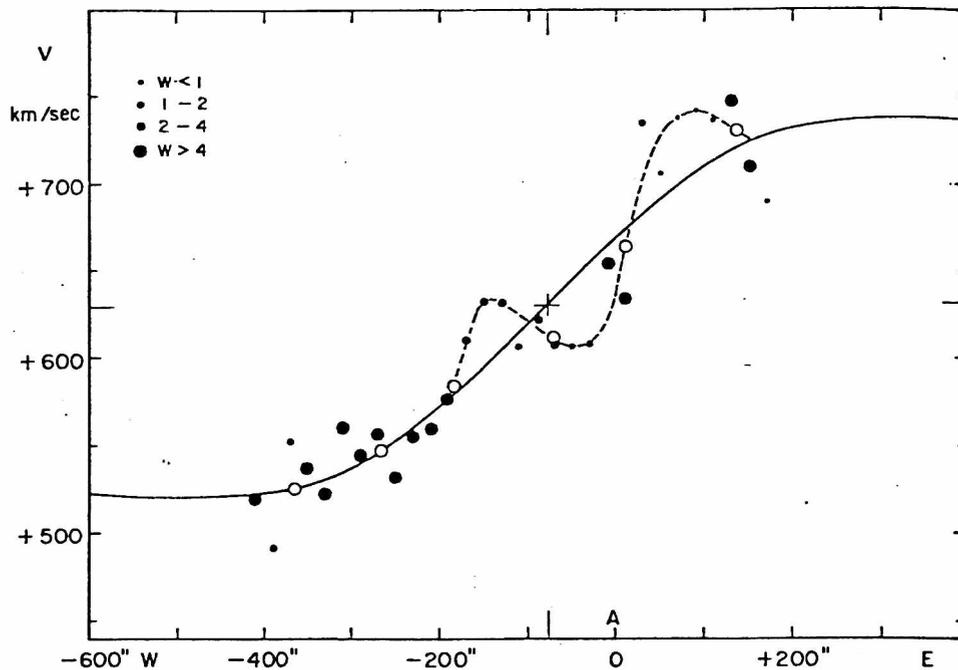


FIG. II.12-Curva de rotación de NGC 4631 mostrando residuos sistemáticos interpretados como apartamientos del movimiento circular. (G. y A. de Vaucouleurs, 1963).

que provienen del extremo N.E. de la Nube, cuya mayor dispersión puede deberse a la baja intensidad de los perfiles de la zona. Estos puntos podrían estar asociados a la Corriente de Magallanes, o por lo menos más perturbados que la parte central de la Nube. La zona central presenta una sección casi horizontal que puede deberse a perturbaciones del tipo de las que se encuentran en galaxias barradas SBm muy inclinadas, cuando la barra no es perpendicular a la línea de la visual, como ocurre con NGC 4631 (de Vaucouleurs y de Vaucouleurs, 1963) (Fig.II.12), NGC 4027 (de Vaucouleurs et al., 1968) (Fig.II.10), o la Nube Mayor de Magallanes (Rohlf et al., 1984)(Fig.II.9). Este efecto, que también ha sido observado en galaxias espirales barradas normales como NGC 5728 (Rubin, 1980), indicaría flujo de gas hacia afuera de la barra.

En el extremo derecho de la curva aparece una ondulación como las que se encuentran al atravesar zonas de brazos e interbrazos de nuestra y otras galaxias, y que Fishkish (1981) interpreta como debidas a una diferencia en las velocidades de rotación entre los objetos de Población I de los brazos y los objetos de Población II del disco. Este podría ser el caso de la NMM, ya que el módulo de la velocidad de rotación disminuye alrededor de  $X \sim -2^\circ$ ,  $Y \sim -1.7$ , donde hay una disminución de la densidad de hidrógeno neutro y de hidrógeno ionizado (Fig.III.2),(Broten, 1972) a lo largo de la visual.

### iii) Cálculo de la masa del hidrógeno neutro

La masa de hidrógeno neutro asociado con la NMM se obtuvo calculando las áreas bajo los perfiles de la línea de 21 cm, en el rango de velocidades asociado con la galaxia. La relación

entre las áreas bajo los perfiles y la masa de HI, en unidades de la masa del Sol, está dada por (sección I.2):

$$\frac{M_{HI}}{M_{\odot}} = \frac{4.45 \cdot 10^{-6} D^2}{\eta_H} \iiint_{-\infty}^{\infty} T_a(x, y, v_r) dx dy dv_r$$

donde se supone que la profundidad óptica de la fuente es pequeña ( $\tau \ll 1$ ), D es la distancia en pc, x, y la posición del punto en grados, y  $v_r$  la velocidad radial en km/s. La integral puede aproximarse por las sumas de las temperaturas de los canales de cada perfil, sumadas sobre todos los puntos de la grilla. Adoptando para la NmM la distancia de 66 kpc (Azzopardi, 1981), se obtuvo una masa de hidrógeno:

$$M_{HI} = (6.7 \pm 0.5) \cdot 10^8 M_{\odot}$$

Si se considera que la abundancia del helio es aproximadamente el 30% de la del hidrógeno, la masa de gas de la Nube resulta:  $M_{gas} \sim 8.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ .

#### iv) Masa total de la NmM

Hindman (1967) estimó la masa total de la NmM considerándola como un disco plano de 2.6 kpc de radio, que rota con velocidad angular uniforme. Luego realizó una corrección de un 20% para tener en cuenta el espesor de la galaxia y la existencia de velocidades turbulentas, obteniendo:  $M_T = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^9 M_{\odot}$ . En el presente trabajo, de los parámetros utilizados por Hindman en la estimación, el único diferente es la distancia adoptada para la NmM. Utilizando 66 kpc la masa total sería:

$$M_T = (1.7 \pm 0.4) \cdot 10^9 M_{\odot}$$

El cociente entre la masa de hidrogeno neutro y la masa

total,  $\sim 0.4$ , es extremadamente elevado. Este efecto puede explicarse si parte del HI detectado se encuentra asociado con las protuberancias en la dirección del puente y la Corriente de Magallanes, donde la formación de estrellas ha sido escasa o nula. Se encuentra además que muchos elementos y moléculas de la NMM son subabundantes con respecto al hidrógeno, si se compara con las abundancias encontradas en nuestra Galaxia. Se ha detectado, por ejemplo, emisión de CO de intensidades dos a seis veces menores que los valores típicos de nuestra Galaxia (Rubio et al., 1984).

v) Inclinación de la NMM:

En base a observaciones fotométricas de la NMM, de Vaucouleurs (1955) encuentra que el cociente entre los diámetros menor y mayor del elipsoide observado es  $a=b/a=0.42$ . Este cociente está probablemente sobreestimado debido a la presencia de la región K1. A partir de las mismas isofotas, evitando la contribución en la dirección de K1 se puede estimar un cociente  $a\sim 0.36$ . De acuerdo con Heidmann et al. (1972) las galaxias tienen un cociente de ejes (espesor) que depende del tipo (Fig. II.11). Para la NMM el cociente intrínseco sería  $a_0\sim 0.22$ . La inclinación del plano de la galaxia con respecto a la línea de la visual,  $i$ , puede entonces obtenerse mediante la relación:

$$\cos^2 i = (a^2 - a_0^2) / (1 - a_0^2)$$

Con estos datos se encuentra que la inclinación de la NMM es de  $73^\circ$  o mayor.

vi) Relación masa de HI-Luminosidad:

La Luminosidad en el azul de una galaxia con respecto a la del Sol puede calcularse en base a la expresión dada por de Vaucouleurs et al. (1976):

$$\log L_B = 2 \log D - (R_0^T - 5.41) \times 0.4 + 10,$$

donde D es la distancia en Mpc. Para la NmM se obtuvo:

$$L_B = 8.3 \cdot 10^8 L_\odot$$

luego:

$$\frac{M_{HI}}{L_B} = \frac{6.7 \cdot 10^8}{8.3 \cdot 10^8} = 0.8$$

Este cociente es independiente de la distancia por lo que representa una propiedad intrínseca bien determinada de las galaxias. Se encuentra, mediante estadísticas realizadas con distintos tipos de galaxias, que este cociente aumenta hacia tipos más tardíos (Balkowski, 1973). Este cociente se interpreta como el tiempo característico durante el cual el HI se consume en la formación de estrellas. Se interpreta que las galaxias de tipo tardío como la NmM no son más jóvenes sino que el proceso de formación de estrellas es menos efectivo, por lo que tardan más tiempo en consumir su hidrógeno (Sérsic, 1982).

### II.3.c - Estructura y cinemática de la NmM en base a los datos del HI

#### i) Análisis en componentes de los perfiles

Los perfiles de alta resolución en velocidad de la línea

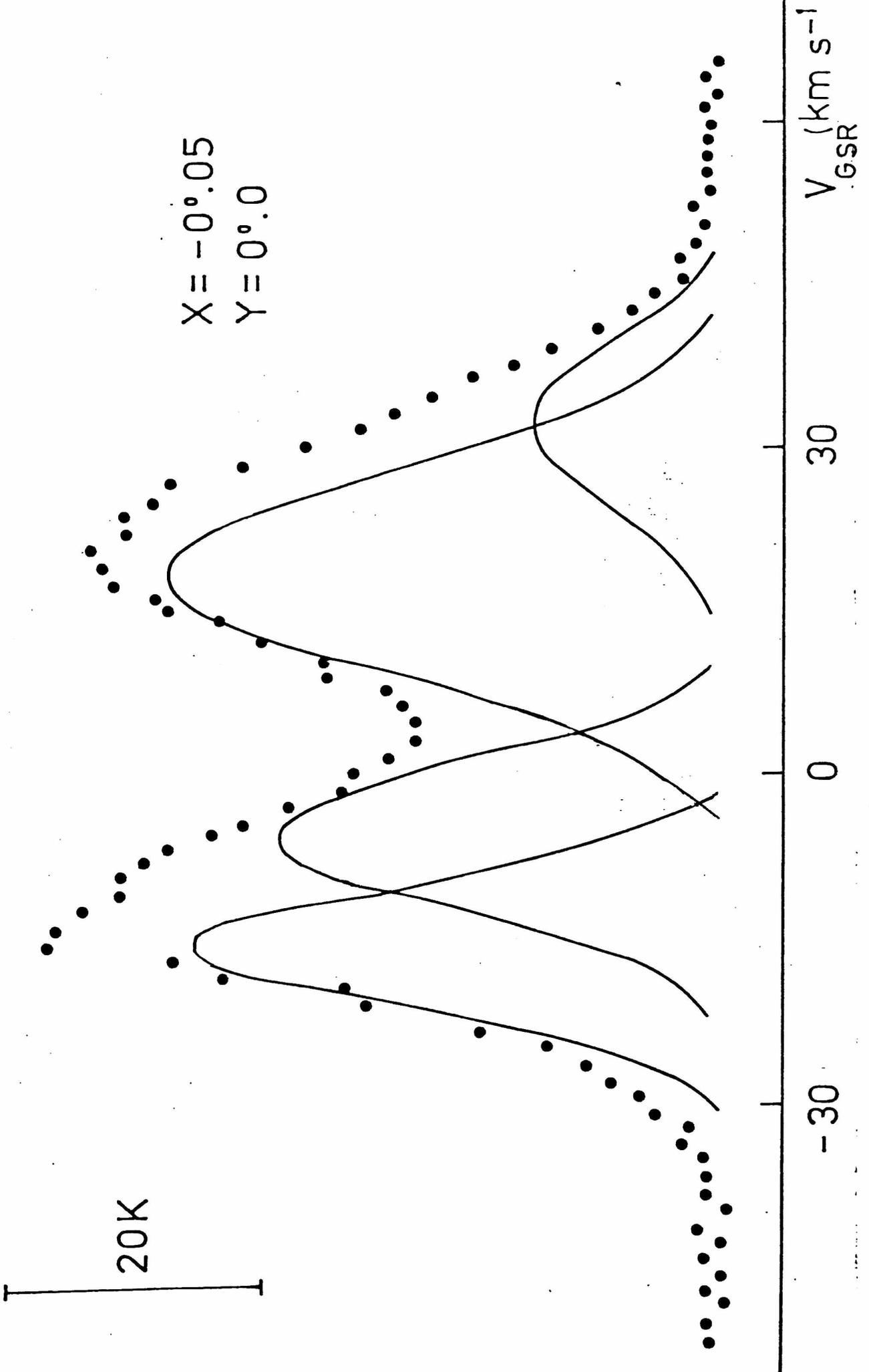


FIG. II.13 - Descomposición en componentes Gaussianas de un perfil de la NmM.

de 21 cm, obtenidos para la NmM, permiten distinguir en algunos puntos 4 o más componentes a lo largo de la visual (Fis.II.13).

Estas componentes aparecen claramente separadas en algunos puntos, pero en otros su superposición hace difícil su identificación. Con el fin de estudiar la distribución de las componentes se realizó una descomposición en Gaussianas de los perfiles en una grilla de 15 por 11 puntos en X, Y. En los puntos donde las componentes aparecen mezcladas la descomposición no es unívoca; se adoptaron entonces los siguientes criterios para realizarla:

- Se supuso que todas las componentes tienen anchos del orden de los encontrados en los perfiles simples, de 20 - 30 km/s.
- Se tuvo en cuenta que la distribución espacial de las componentes tiene que tener una continuidad que está dada por el poder resolutivo de la antena con la que se obtuvieron los datos.

Las componentes encontradas a lo largo de la Nube pueden separarse en cuatro grupos que presentan un bajo gradiente de velocidades en toda la galaxia. Las velocidades medias de estos 4 grupos son  $V_{GSR} = -28, -9, 25$  y  $50$  km/s respectivamente. Las distribuciones espaciales de estas componentes se muestran en las figuras II.14.(a-c).

Puede apreciarse que las velocidades extremas, positiva y negativa, se distribuyen a lo largo del eje mayor de la galaxia, casi sin superposición. Las componentes de velocidad intermedia se extienden en toda la galaxia, salvo en la parte Noreste, mostrando las dos componentes en velocidad que posee el Ala. Mapas de de la zona internube (e.g. Mathewson et al.,

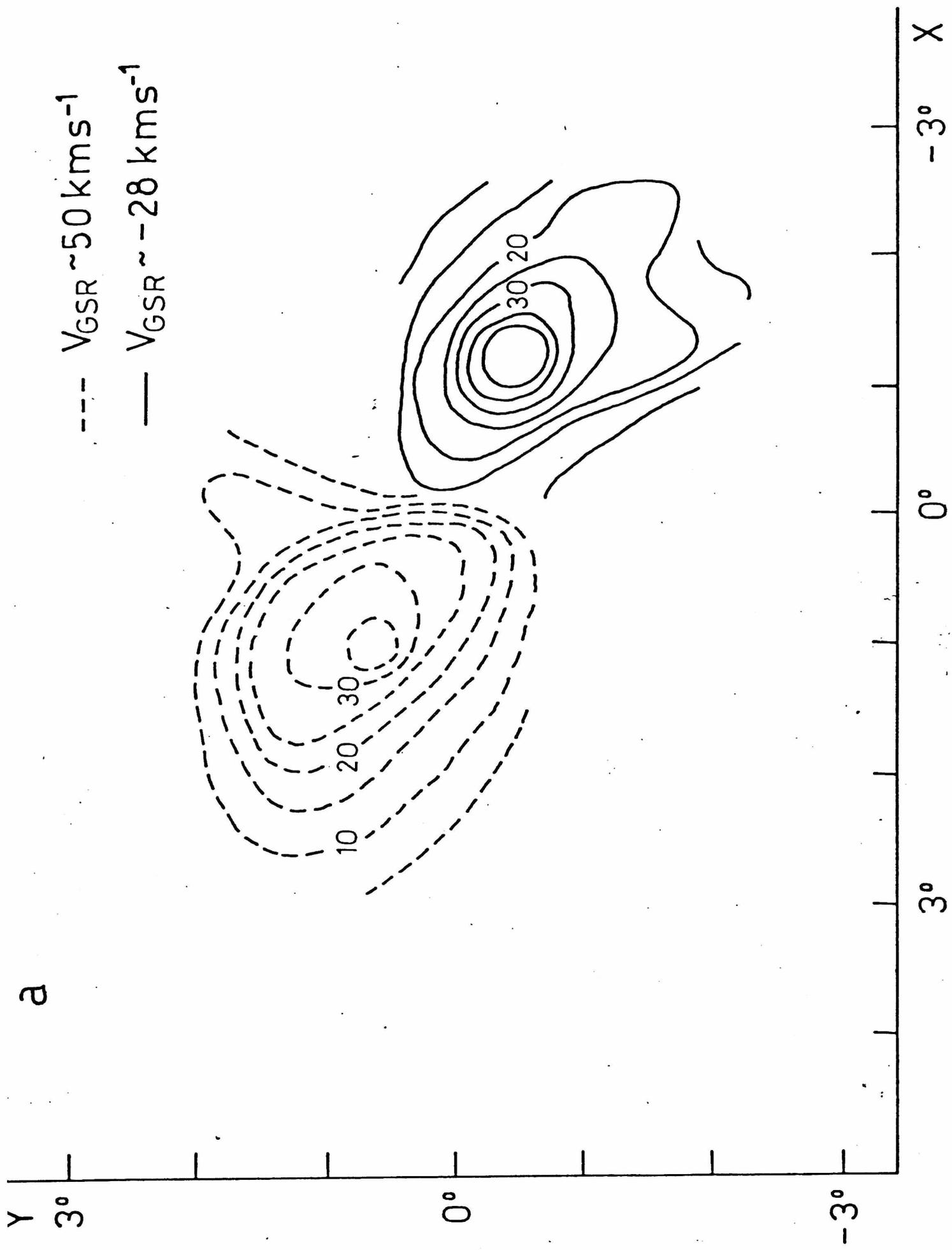


FIG. II.14(a-c) - Distribución de las cuatro componentes de HI.  
 Los niveles representan temperaturas de brillo.

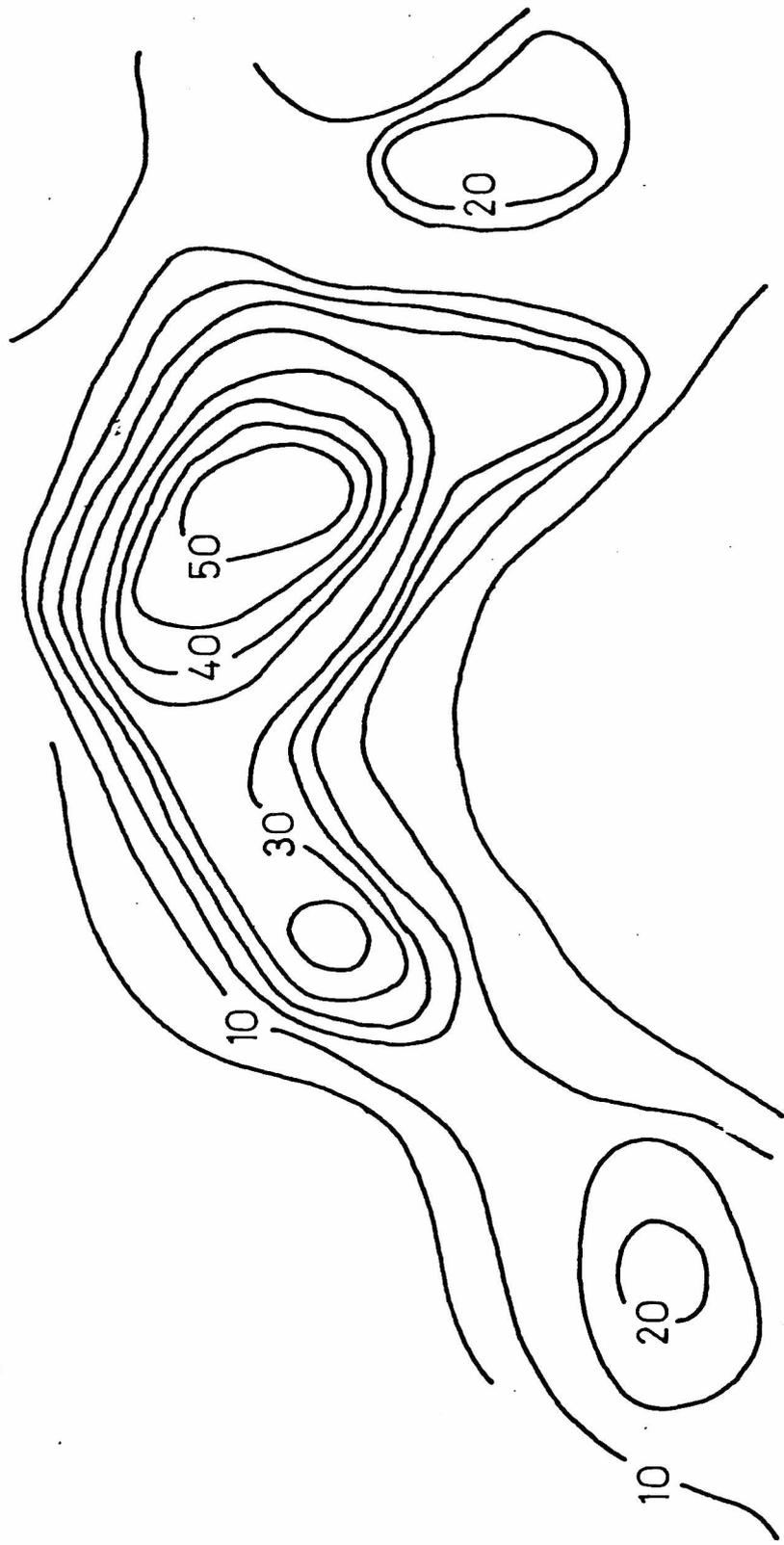
b

Y  
3°

0°

-3°

$V_{\text{GSR}} \sim -9 \text{ km s}^{-1}$



3°

0°

-3°

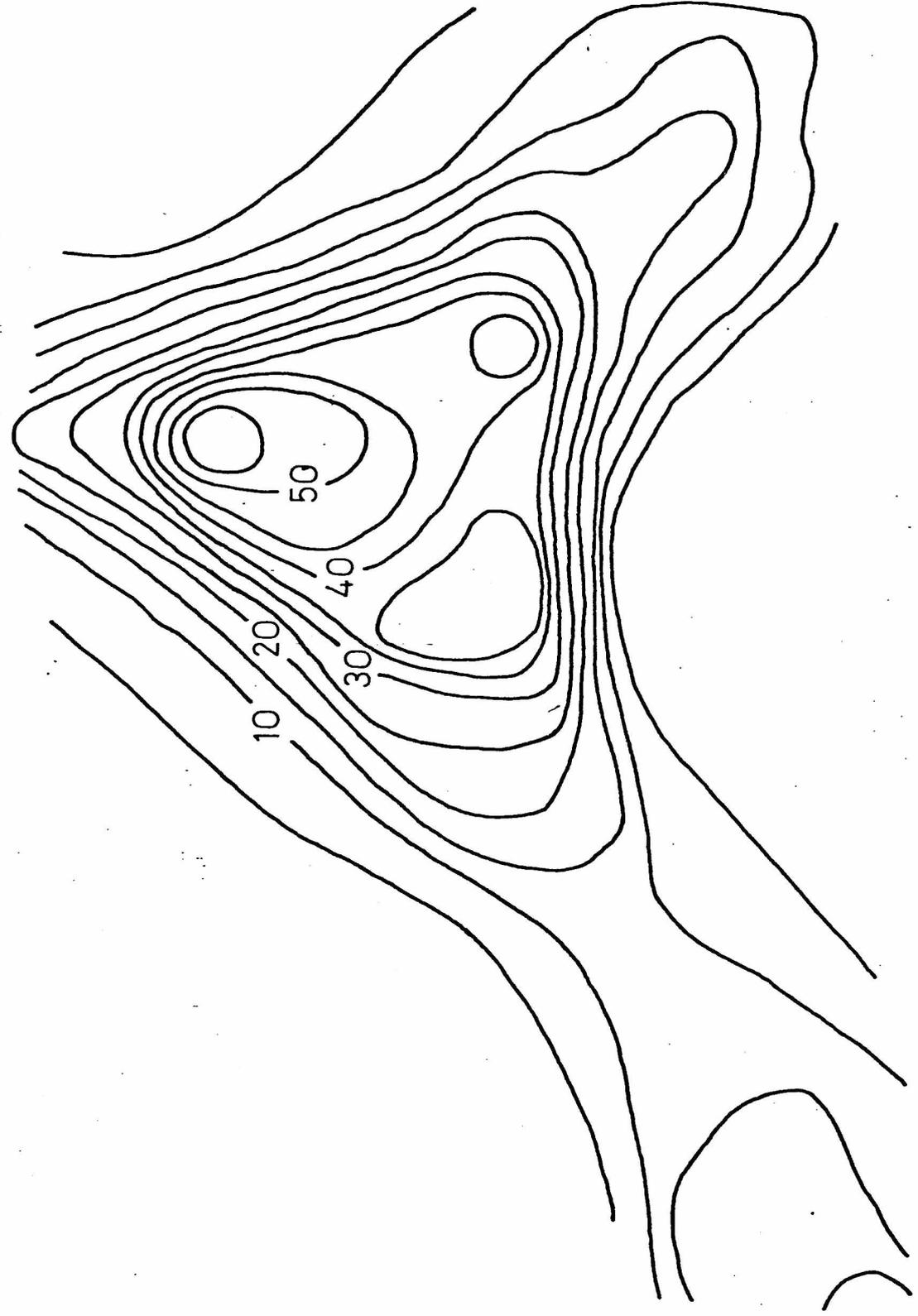
X

Y 3°

0°

-3°

$V_{\text{GSR}} \sim 25 \text{ km s}^{-1}$



3°

0°

-3° X

1979) muestran que este desdoblamiento persiste hasta la Nube Mayor (Fig.I.9). Comparando las dos componentes de velocidad intermedia puede verse que el complejo K1, de velocidad  $V_{GSR} \sim 25$  km/s, tiene mayor velocidad que la región que se extiende al Norte y el Este de K1, que denominaremos K1'.

Los mapas de las tres componentes de menor velocidad muestran alrededor de  $X \sim -2.5$ ,  $Y \sim -1.5$ , una estructura que también tiene contraparte en el continuo, probablemente térmico, (Fig.III.9), y que estaría asociada con emisión en el azul encontrada en esa zona por Elsässer (1959). El mapa de  $\sim -9$  km/s muestra además dos pequeñas protuberancias al Sur y al Norte de la emisión mencionada, parte de estas emisiones podría estar fuera del plano ecuatorial de la galaxia, como ocurre con la extensión del Ala.

## ii) Comparación con velocidades y distancias de otros objetos

Diversos trabajos realizados en las últimas décadas dieron como resultado el conocimiento de las velocidades de algunas regiones HII, estrellas supersigantes, nebulosas planetarias y líneas de calcio interestelar, así como también la distancia de estrellas supersigantes. Estos datos, en conjunto con los de la línea de 21 cm, son los que permiten conocer la estructura de la galaxia a lo largo de la visual.

La recopilación de estos datos hasta el año 1977 fue realizada por Maurice (1979). La figura II.15 muestra sus resultados, basados en los datos de 35 regiones HII observadas por Feast (1970) y Smith y Weedman (1973), de 12 nebulosas planetarias observadas por Feast (1968) y Webster (1969), y de

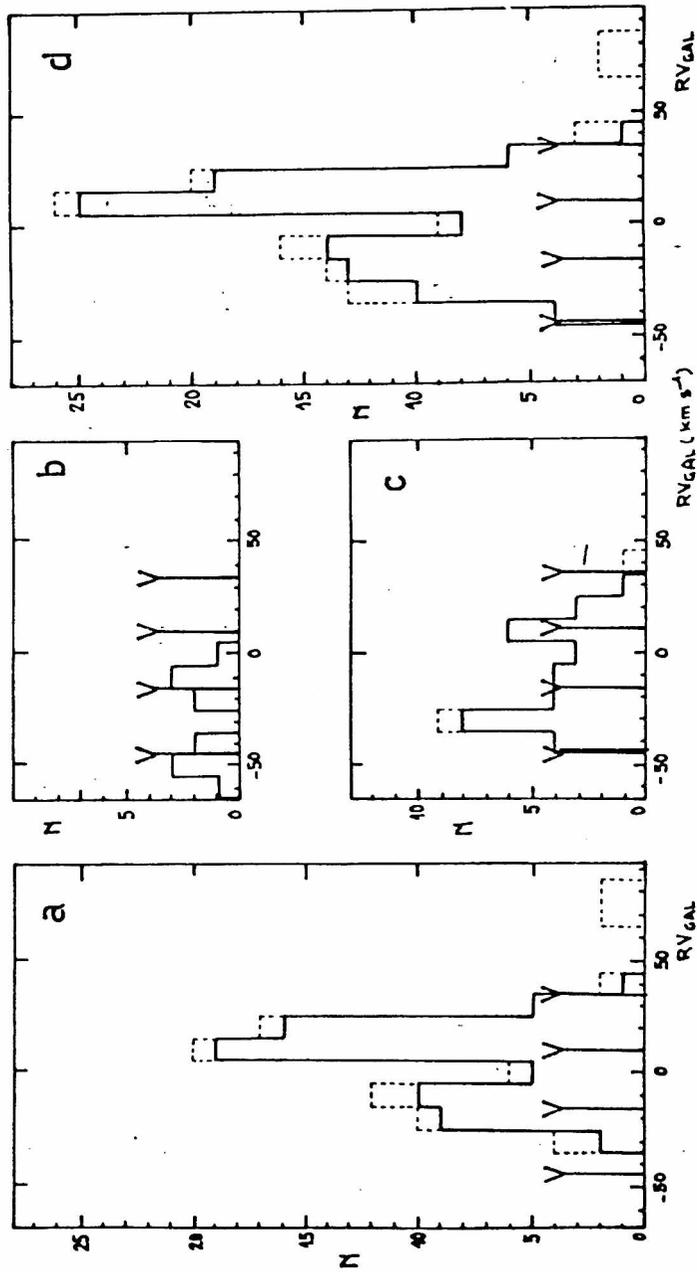


FIG. II.15 - Histogramas de la distribución en velocidades de los distintos objetos de la NmM, a) estrellas supersisantes, b) nebulosas planetarias, c) regiones HII, d) conjunto de los tres tipos de objetos (Maurice, 1979). Se indican además las velocidades de las cuatro componentes de HI. ( $V_0=250$  km/s).

67 estrellas supersisantes observadas por Ardeberg y Maurice (1977, 1979), Buscombe y Kennedy (1962), Dubois (1975), Feast, Thackeray y Wesselink (1960), y Westerlund, Danziger y Graham (1963).

En la figura II.15 se indicaron además las velocidades de las componentes de HI descritas en la sección anterior, corregidas por la diferencia del valor adoptado por Maurice (1979) para la velocidad de rotación galáctica a la distancia de Sol ( $V_0 = 250$  km/s). Se observa que los objetos ópticos presentan velocidades similares a las de las tres componentes de menor velocidad, principalmente a las de velocidad intermedia, que son también las más extendidas e intensas en HI. Las componentes de HI de velocidades máxima y mínima tienen una muy débil contraparte de regiones HII y estrellas supersisantes ya que se extienden en las zonas ópticamente más débiles de la galaxia, y las velocidades de los pocos objetos de esas zonas no han sido aun medidas.

El número de estrellas supersisantes y regiones HII con velocidades medidas no es suficiente como para hacer un análisis de la distribución espacial de los cuatro grupos de velocidades, por lo que sólo se analiza la distribución de los objetos de velocidad positiva y negativa. En las figuras II.16 y II.17 se muestran estas distribuciones. Los datos de velocidades de estrellas supersisantes fueron ampliados utilizando los datos del catálogo de Azzopardi y Visneau (1982).

Investigaciones sobre la distancia de estrellas supersisantes de la NMM fueron realizadas por Ardeberg y Maurice (1979), para 21 estrellas y por Azzopardi (1981), para

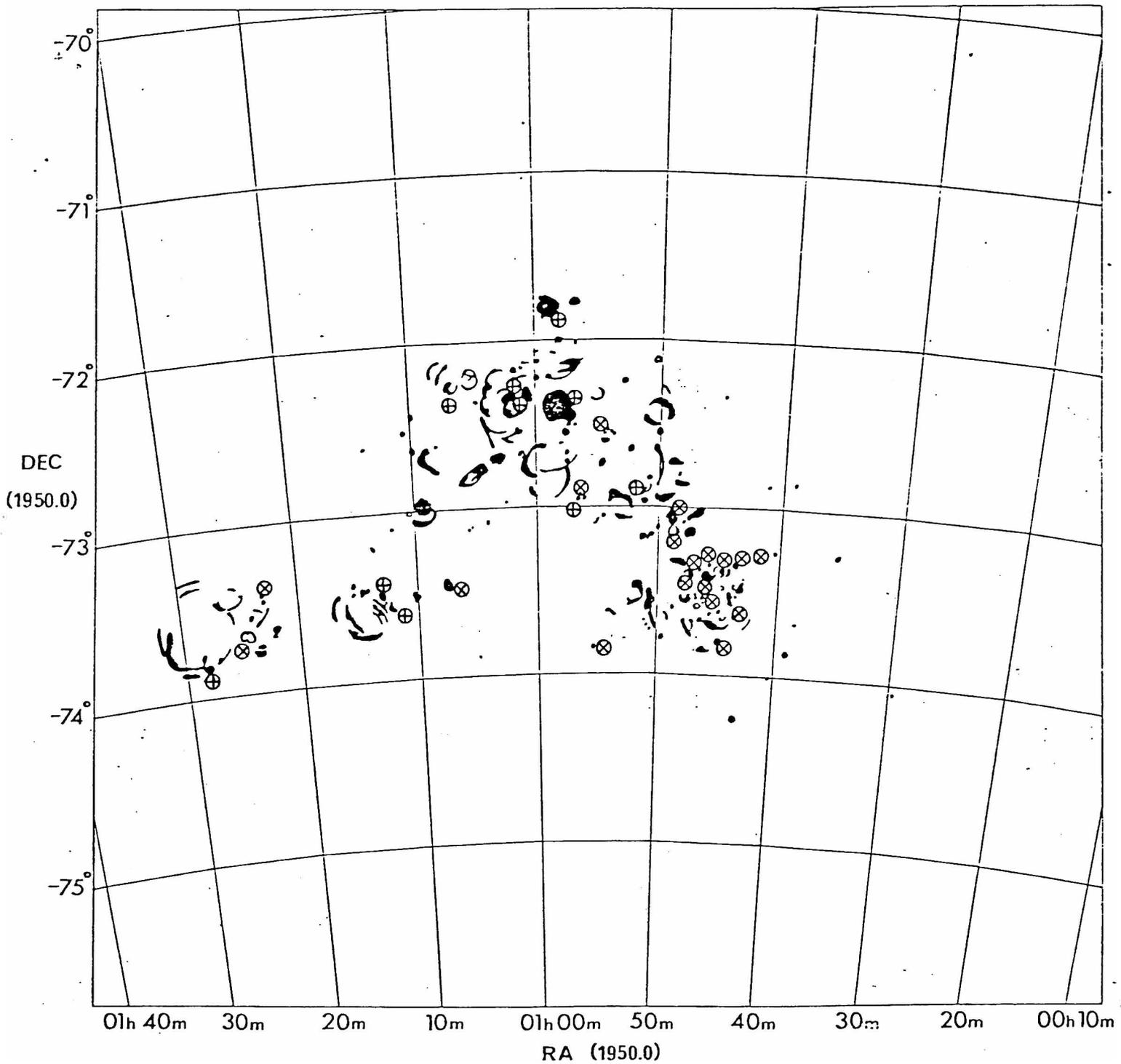


FIG. II.16 - Distribución de las regiones HII con velocidades radiales ( $V_{GR}$ ) positivas, ⊕, y negativas, ⊗. El mapa de regiones HII es de Davies et al. (1976), y las velocidades fueron medidas por Feast (1970) y Smith y Weedman (1973).

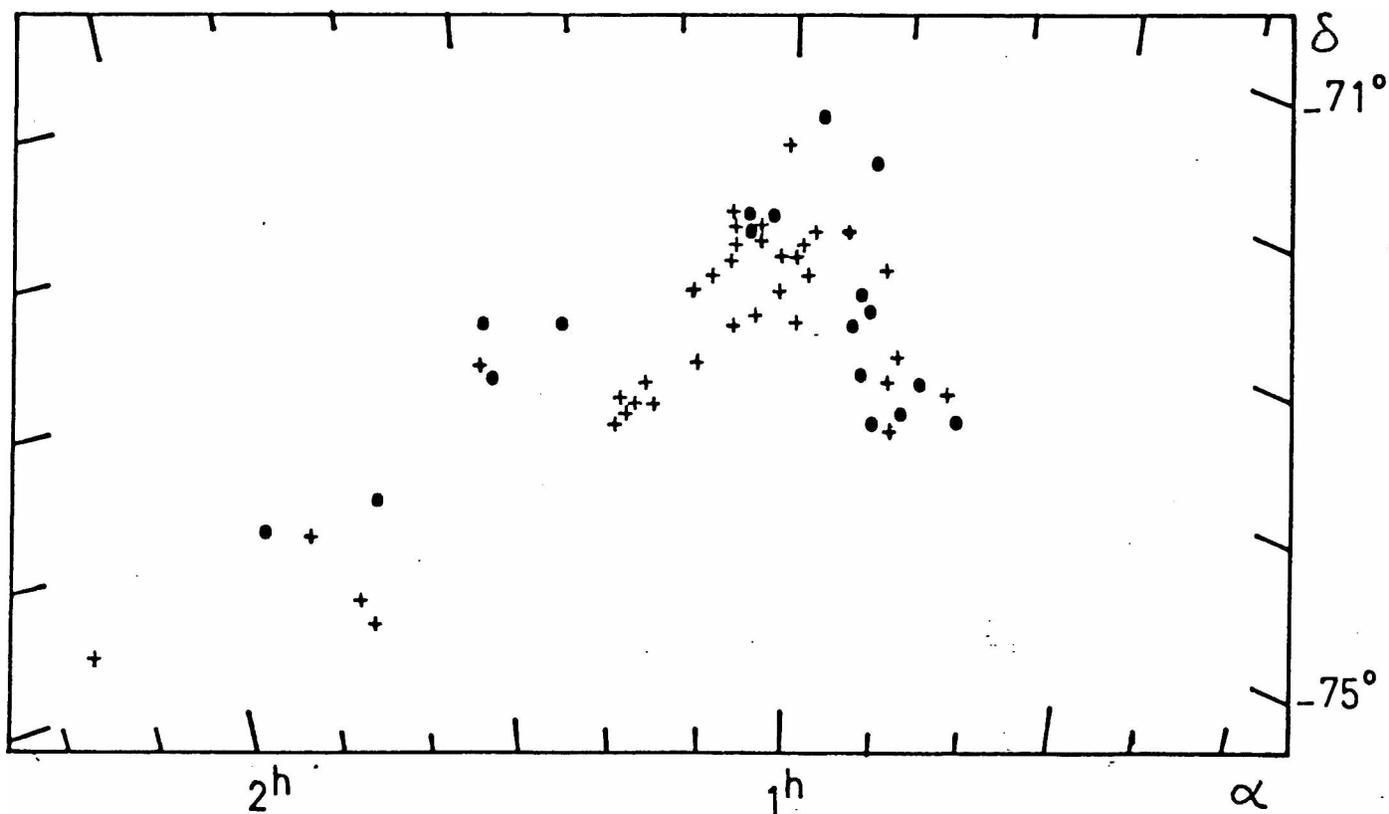


FIG. II.17 - Distribución de las estrellas supersigantes con velocidades radiales  $V_{GR}$  positivas, +, y nesativas, •, de los catálogos de Ardebers y Maurice (1977) y Azzopardi y Vigneau (1982). Las coordenadas son de 1975.

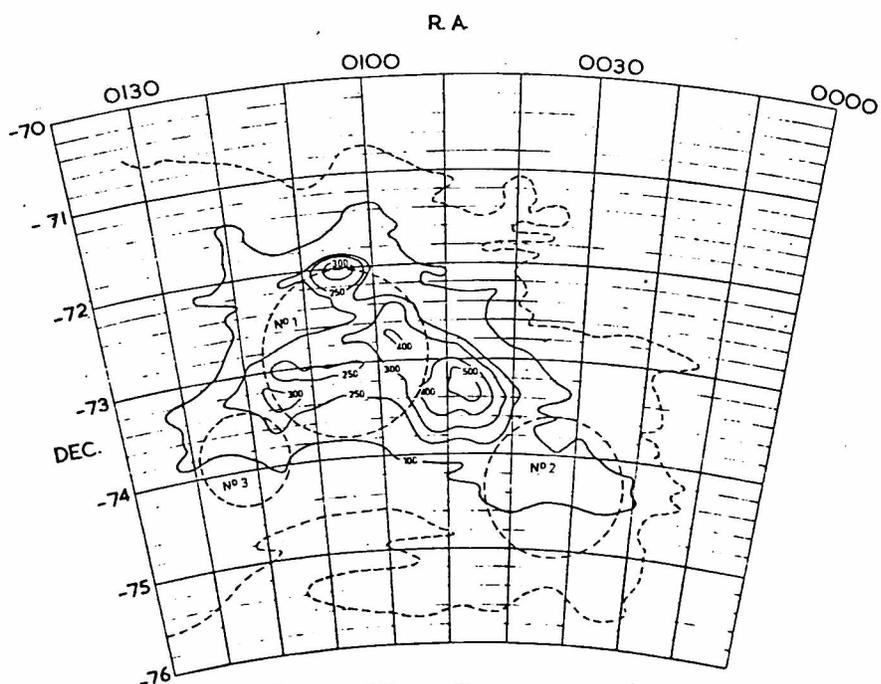


FIG. II.18 - Contornos de brillo intesrado de la línea de 21 cm obtenidos por Hindman (1967). Se indica la ubicación de las tres cáscaras de gas en expansión propuestas por dicho autor.

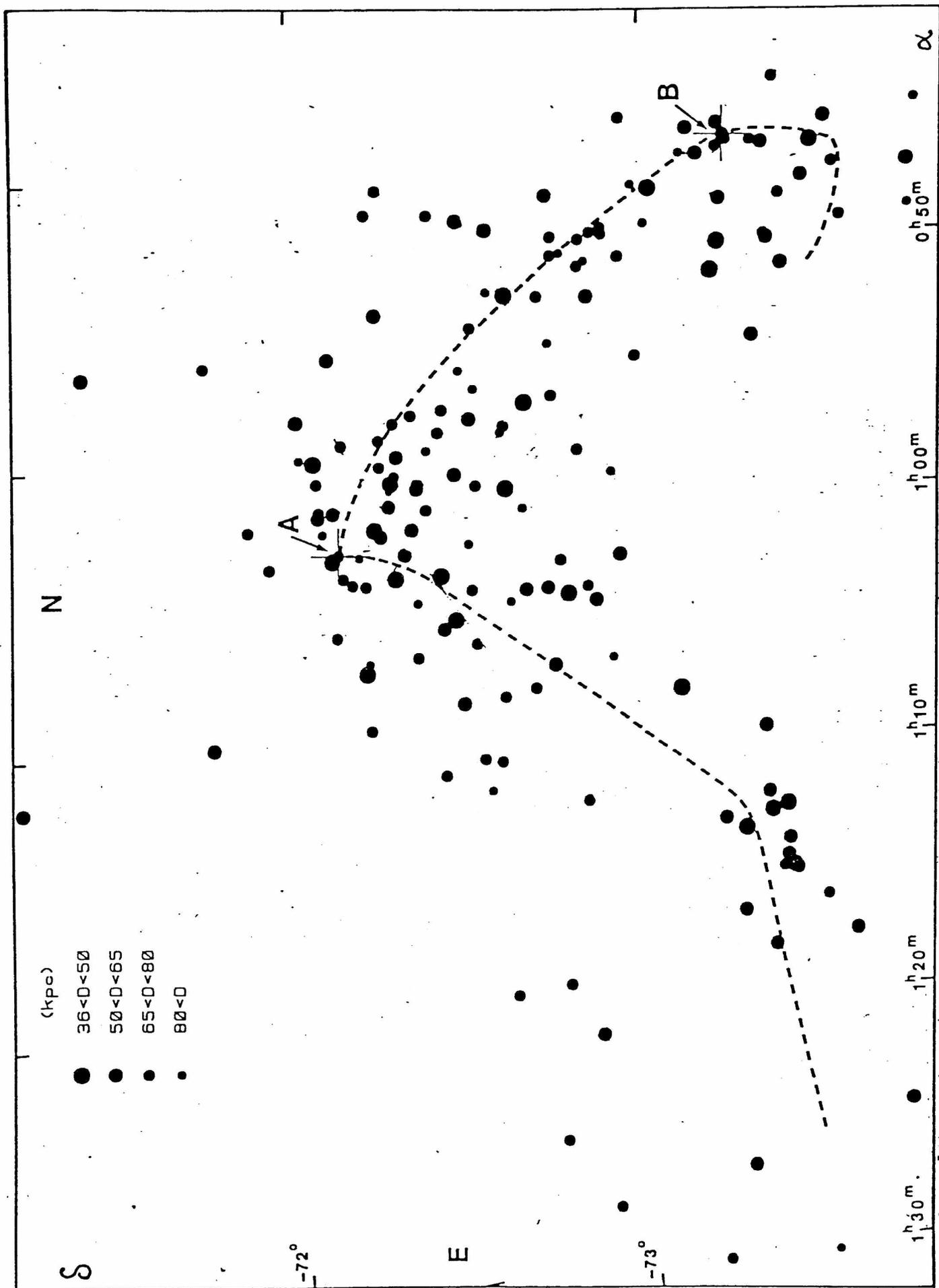


FIG. II.19 - Distribución de distancias de estrellas supersidantes medidas por Azzopardi (1981). La línea de puntos indica el "brazo" propuesto por Johnson (1961), con los puntos de máxima intensidad: A y B.

165 estrellas. En la figura II.19 se muestran los resultados de Azzopardi (1981), que son los más completos.

La región K1 aparece claramente diferenciada, en distancia y en velocidad, de la región que se extiende al Norte y al Este (K1'). La región K1 es más cercana y de velocidad más positiva. En la región del Ala no existen mediciones de distancia pero los datos de Ardeberg y Maurice (1979) muestran dos grupos de distinta velocidad.

Las conclusiones de Azzopardi (1981) son las siguientes:

- La parte Suroeste es la más cercana.
- La región K1 está más cerca que la distancia media del disco.
- La zona donde la extensión a lo largo de la visual es mayor es la del Noreste del cuerpo principal, alrededor del punto A de Johnson (1961).
- La distribución de estrellas OB presenta una brecha coincidente con la zona donde Hodde y Snow (1975) pudieron detectar galaxias brillantes y lejanas, y Hodde (1974b) y Bröck (1975) encontraron deficiencias en la distribución de cúmulos.
- La parte SO queda dividida en dos grupos de diferente distancia por el filamento de absorción encontrado por de Vaucouleurs (1955), el grupo del Sur sería el más cercano.

En base a los datos del HI y a los nuevos datos ópticos mencionados en esta sección, se discuten en la sección siguiente los posibles modelos para la estructura y cinemática de la NmM.

### iii) Discusión sobre la estructura y cinemática de la NmM

Tal como se mencionó en la introducción (sección I.1)

numerosas variantes han sido propuestas para explicar la estructura de la NmM, ninguna de las cuales ha resultado hasta el presente completamente satisfactoria. Se describen a continuación los más importantes de estos modelos.

Johnson (1961) propuso la estructura que se muestra en la figura II.19, a la que denomina brazo, a pesar de su forma distorsionada, porque esta trazada por objetos de población I, en particular regiones HII. Debido a la concentración de luz azul y regiones HII alrededor de los puntos A y B propone que en esos puntos hay una gran extensión a lo largo de la visual. Esta interpretación preliminar, basada en los escasos datos con que se contaba en ese momento, tuvo el mérito de reconocer la gran profundidad de la NmM.

Hindman (1967), en base a observaciones de la línea de 21 cm, interpretó que la presencia de dos componentes en algunos de los perfiles podía deberse a que la galaxia estuviera constituida por tres grandes cáscaras en expansión. La forma de las cáscaras podía deducirse de los cortes en velocidad como el de la figura II.3.a, y su distribución se muestra en la figura II.18. Estas cáscaras, cuyos tamaños serían de 1 a 2 kpc, abarcarían casi toda la galaxia y su origen sería muy difícil de explicar, por lo que actualmente esta teoría no tiene mucha aceptación. Hindman por otra parte propone la existencia de una barra vista casi a lo largo de la visual en la dirección  $\alpha = 00^h 48^m$ ,  $\delta = -73^\circ 18'$ , donde ocurre la máxima concentración de HI y de estrellas azules.

El modelo más completo propuesto hasta el presente es el de de Vaucouleurs y Freeman (1972) (dVF), que proponen que se trata de una galaxia tipo SB(s)m peculiar, vista con su plano

ecuatorial a  $45^\circ$  de la línea de la visual. La peculiaridad consiste en la prominencia en la dirección del Ala. Este modelo se basa principalmente en el análisis de la imagen óptica de la galaxia y en la comparación con otras galaxias con diferentes inclinaciones, a las que clasifican como del mismo tipo, SB(s)m, en particular la NMM, cuya inclinación es muy baja. Las principales características de las galaxias SB(s)m fueron descritas en la sección I.1.a.

El modelo de dVF ha sido el más corrientemente aceptado hasta el presente aunque sólo desde el punto de vista estructural, sin tener en cuenta la cinemática. Debido a que la NMM está muy inclinada con respecto a la visual no hay acuerdo entre los distintos autores sobre la posición de la barra, sobre cual es la parte más cercana de la galaxia, sobre la dirección y el sentido del brazo principal, sobre la naturaleza y distancia relativa del Ala, etc.. Diversas propuestas fueron hechas en base a mediciones de velocidades y distancias estelares por Florsh (1972), Maurice (1979), Dubois (1980), Azzopardi (1981) y Florsh et al. (1981), quienes propusieron además distintas extensiones de la NMM a lo largo de la visual, entre 6 y 23 kpc.

Recientemente Mathewson y Ford (1984) realizaron una propuesta muy diferente sobre la estructura de la NMM. Estos autores proponen que la NMM sufrió una ruptura durante un pasaje cercano de la NMM que, de acuerdo con el modelo de Murai y Fujimoto (1980), ocurrió hace  $2 \times 10^8$  años. Actualmente un fragmento (Mini Nube) estaría alejándose del Remanente de la Nube Menor a una velocidad de alrededor de 30 km/s, en la dirección de la visual. Estas dos secciones estarían al

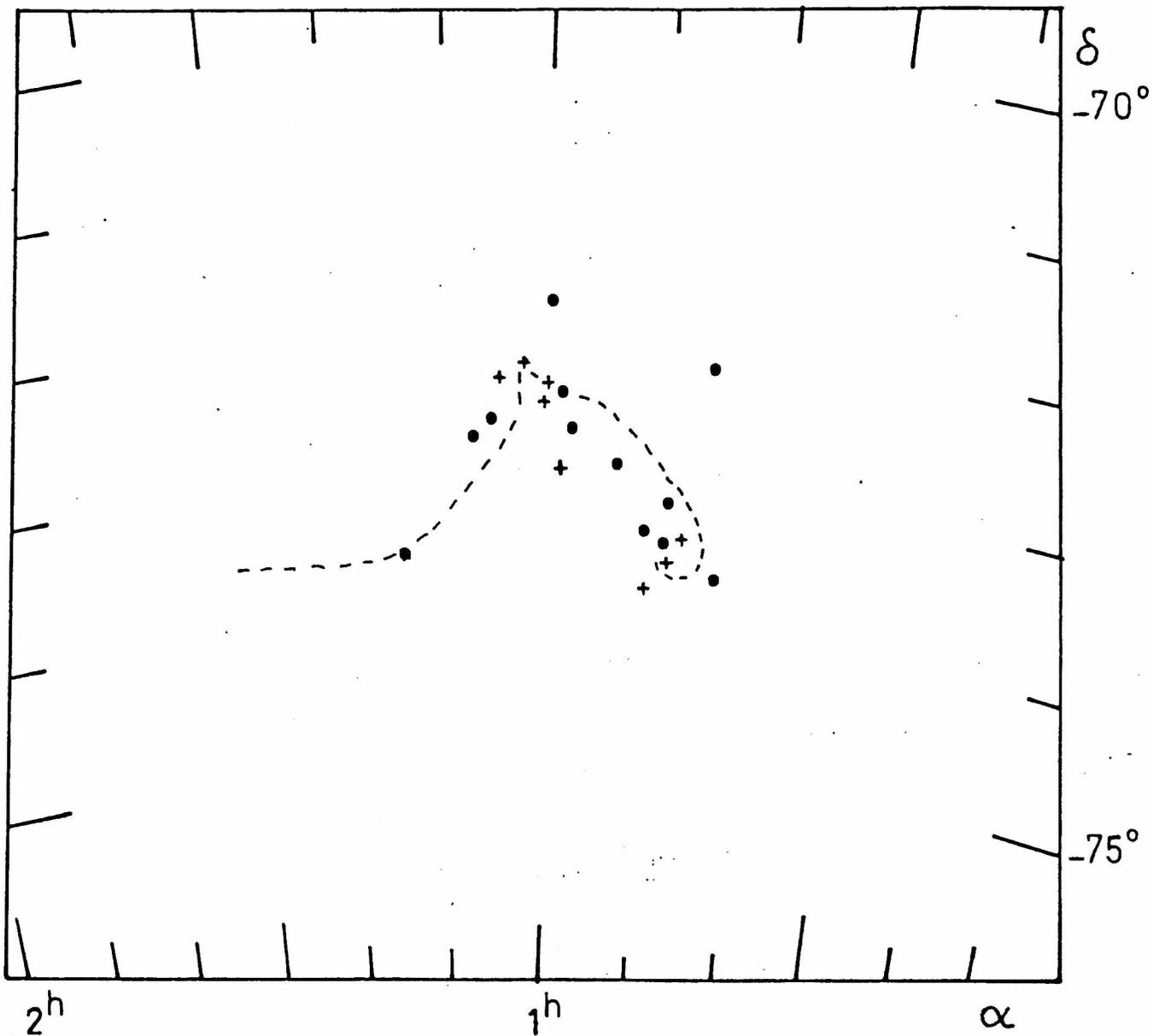


FIG. II.20 - Estrellas de la NmM con la línea del calcio interestelar en absorción (Maurice, 1979). Las cruces representan las estrellas delante de las cuales el calcio tiene una velocidad radial  $V_{\text{CaSR}} \geq 0$ , los círculos llenos aquellas delante de las cuales el calcio tiene una velocidad  $V_{\text{CaSR}} < 0$ . Se indica como referencia el 'brazo' de Johnson (1961) en línea de puntos. Las coordenadas son de 1975.

presente separadas por una distancia de 6 kpc.

Este modelo, que está actualmente en etapa de desarrollo tampoco parece completamente satisfactorio. Por una parte, como se mencionó en la sección anterior, la región K1, de velocidad más positiva que la denominada K1' (ver Fig.II.3.a,  $\gamma = -0.6$ ), tiene asociadas estrellas sistemáticamente más cercanas que las asociadas a esta última. Por otra parte uno de los principales argumentos mencionados por Mathewson y Ford (1984) es que las velocidades radiales del CaII interestelar medidas por Feast et al. (1960) son todas negativas, lo que indicaría que la componente de velocidad negativa del gas se encuentra siempre delante de la de velocidad positiva y, por lo tanto, se trataría de dos entidades que se alejan entre sí. Sin embargo Ardeberg y Maurice (1977) midieron algunas estrellas con líneas de CaII interestelar de velocidad positiva en la zona de la barra (Fig.II.20). Además, si existen dos fragmentos de galaxia a lo largo de la línea de la visual sería difícil explicar la brecha en la distribución de estrellas OB encontrada por Azzopardi (1981), que se mencionó en la sección anterior. En un modelo del tipo del de dVF esta brecha podría explicarse si se trata de la zona central de la galaxia, ya que las SB(s)m no tienen núcleo destacado y la barra suele ser muy débil en el centro como en NGC 4618 o la NMM (ver dVF).

Se concluye entonces que dentro del cuerpo principal de la galaxia no hay tendencias sistemáticas claras en velocidad y distancia. Esto sólo es posible si hay varias estructuras con distintas velocidades y distancias casi superpuestas a lo largo de la visual, como sería el caso en el modelo de dVF.

Se adopta entonces en el presente trabajo la estructura

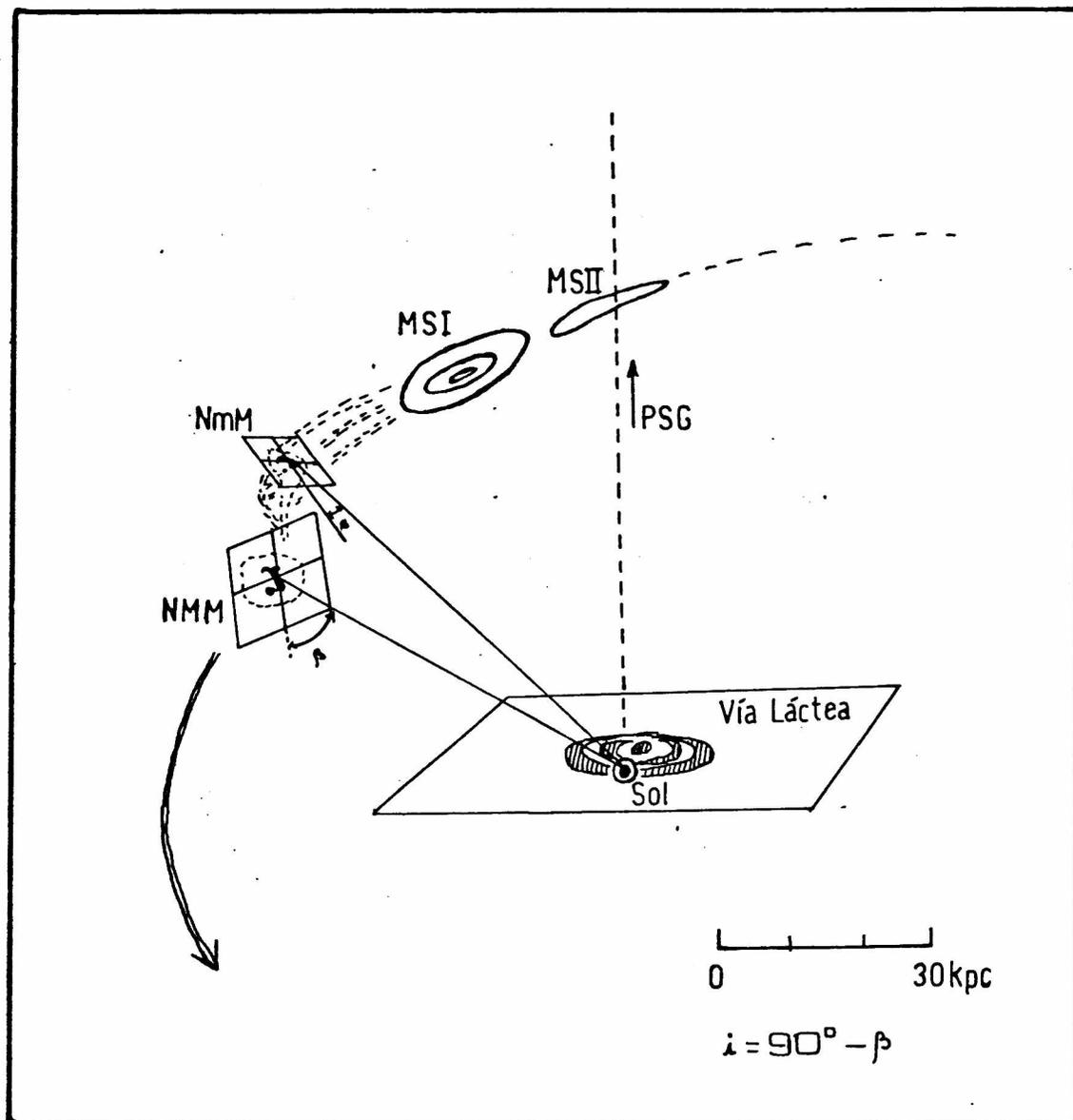


FIG. III.21 - Esquema de la estructura espacial del Sistema Magallánico, con las inclinaciones de los planos ecuatoriales de las galaxias, y las dos primeras condensaciones importantes de la Corriente de Magallanes, MSI y MSII.

general propuesta por dVF teniendo en cuenta no sólo la distribución de los distintos objetos sino también las velocidades. Se calculan los parámetros del modelo utilizando los nuevos datos con que se cuenta en la actualidad, de velocidades y distancias de estrellas y regiones HII, y las isofotas del presente trabajo de la línea de 21 cm.

En la figura II.21 se esquematiza el Sistema Masallánico con la inclinación de la NmM propuesta.

En la figura II.22 se muestran dos vistas de la estructura que se propone. La vista del plano de la galaxia esta basada en el esquema propuesto por de Vaucouleurs y de Vaucouleurs (1963) para NGC 4631, los dos brazos embrionarios B1 y B4 se prolongarían en este caso perpendicularmente al plano, en la dirección de la NmM. Se indica en la figura el sentido de las velocidades peculiares de cada sector y el sentido de la rotación global de la galaxia.

La figura II.22 puede compararse con las estructuras observadas en HI en distintas velocidades (Figs. II.2,3 y 4).

En concordancia con lo descrito por dVF, Freeman (1975), y Feitzinger (1983) para las galaxias SB(s)m la estructura presentada en la figura II.22 muestra una barra sin núcleo, cuyo centro está desplazado del orden de 0.5 kpc con respecto al centro del disco. El brazo principal contiene, cerca del extremo NE de la barra, a las regiones HII más brillantes de la galaxia (N66, N76, N78, N80). El brazo principal nace del extremo opuesto a la parte más ancha de la barra, casi perpendicularmente a la misma. La interpretación de la región al Suroeste de la barra no es clara debido a las superposiciones que ocurren por la gran inclinación de la NmM.

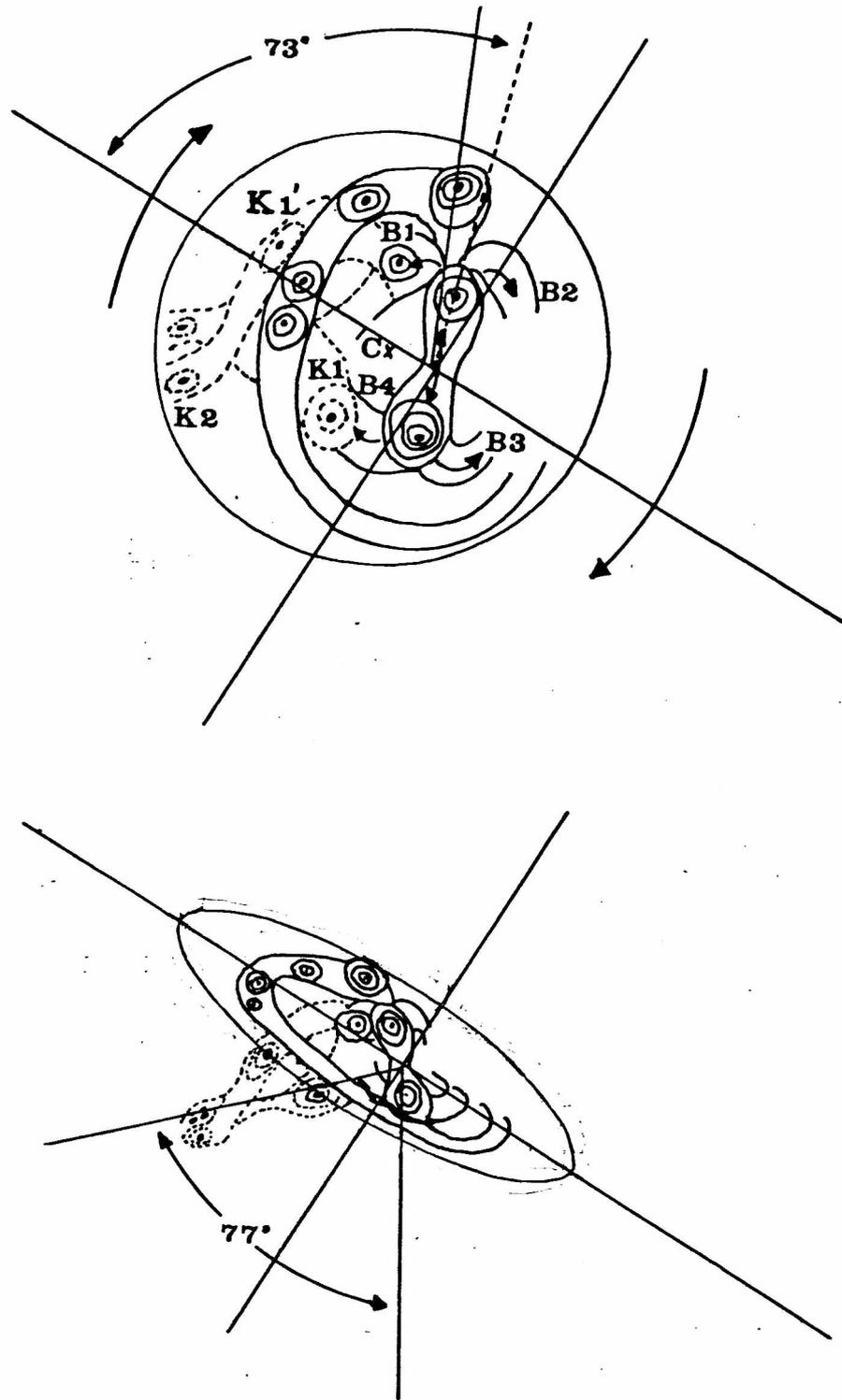


FIG. III.22 - a) Vista del plano ecuatorial de la Nube Menor de Magallanes. Las líneas de puntos indican las estructuras que están por debajo del plano ecuatorial. Las flechas externas indican el sentido de rotación de la galaxia, y las flechas internas la dirección de las velocidades peculiares debidas a la presencia de la barra. b) Proyección de la estructura mostrada en a) sobre el plano del cielo.

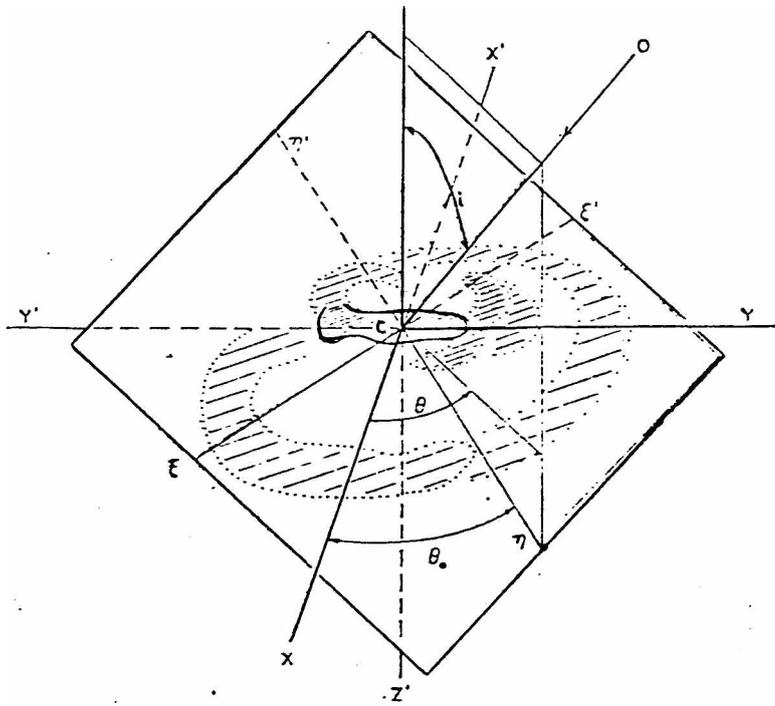


FIG. III.23 - Sistema de coordenadas para galaxias tipo SBm. XCY es el plano ecuatorial; ZCO, el plano de la línea de la visual;  $\epsilon\epsilon'$  la línea de nodos. El eje Y es el eje de la barra. (dVF).

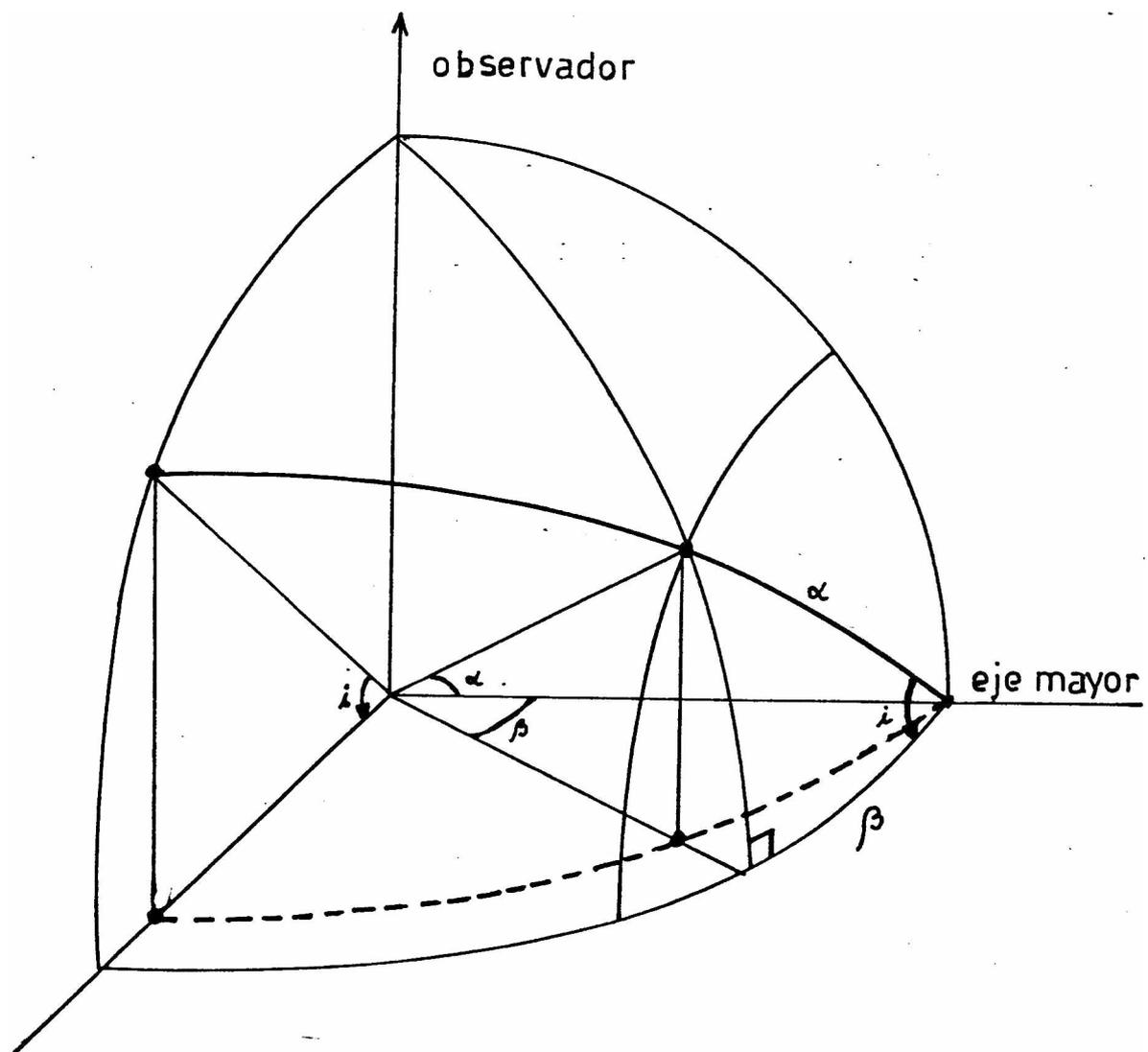


FIG. III.24 - Proyección del plano de una galaxia con inclinación  $i$ , sobre el plano perpendicular a la línea de la visual.

Probablemente se trata de la superposición del brazo embrionario B3 y el brazo principal que, como en el caso de la NMM, rodearía completamente al cuerpo de la galaxia. En la figura 16 de dVF los cúmulos rojos estarían asociados con el brazo principal y los azules con el embrionario.

La figura II.2.c, para  $V_{GR} > 45$  km/s, combinada con la figura I.6, indicarían que de la zona del brazo principal se desprende la mayor parte del HI de la Corriente de Magallanes.

Las estructuras K1 y K1' están claramente definidas en los mapas de distribución de distancias y velocidades de estrellas supersisantes (Figs. II.17 y 19). La estructura K1 tiene intensa emisión en  $H_{\alpha}$  y continuo, K1 sería el equivalente de la región 30 Doradus de la NMM, o del grupo de regiones HII de NGC 4631 indicado en la figura I.4, que están representados en la figura I.3 por la estructura B. La diferencia es que K1 se encuentra fuera del plano ecuatorial de la NMM, probablemente debido a la interacción con la NMM, como lo indica el hecho de que el HI asociado con K1 se prolonga, a través del puente, hasta la NMM (Fig. I.8). Tanto las estrellas y regiones HII, como el HI tienen velocidades del orden de  $V_{GR} \sim +25$  km/s; esta velocidad estaría dada por la rotación de la galaxia.

La estructura K1' está claramente indicada por estrellas más distantes que la media en el gráfico de Azzopardi (1981) (Fig. II.19). Esta estructura se extiende hacia atrás y hacia el Este de la galaxia, acercándose nuevamente cerca de  $1^h 30^m$ . K1' también tiene emisión en  $H_{\alpha}$  y en el continuo. Las prolongaciones de HI de estas estructuras parecen unirse en distancia y velocidad en  $\alpha \sim 1^h 30^m$  (Fig. II.4.c, X=2:2), y

luego volver a separarse en la región K2 o Ala ( $\alpha \sim 1^h 40^m$ ).

El origen de la forma y distancia de la estructura K1' es difícil de visualizar, pero es compatible con el modelo de Murai y Fujimoto (1980), según el cual se producen protuberancias a diferentes distancias, en la dirección de la NMM, como resultado de la interacción.

Los ángulos que definen la posición de la galaxia y la barra se muestran en la figura II.23. Para calcular el valor de un ángulo en el plano de la galaxia,  $\alpha$ , a partir de un ángulo medido en el plano del cielo (plano tangente),  $\beta$ , se utiliza la relación:  $\tan \alpha = \sec i \tan \beta$ , donde  $i$  es la inclinación (Fig.II.24).

Los parámetros obtenidos son:

- inclinación: fue determinada en la sección II.3.b,  $i \sim 73^\circ$ .
- ángulo de posición del eje mayor: fue también determinado en la sección II.3.b, A.P. =  $57^\circ \pm 1^\circ$ . Los datos ópticos de distancias (Azzopardi, 1981), y el hecho de que las velocidades del gas a lo largo de la barra son en general hacia afuera, indican que el lado más próximo es el S.E.
- ángulo de posición de la barra: se estimó a partir de la isofota  $V=21$  km/s (Fig.II.2.b), que muestra claramente los dos extremos de la barra, obteniéndose  $\mu\alpha = 203^\circ$ . Luego, el ángulo entre el eje mayor y la barra es, en el plano del cielo, de  $44^\circ$ ; por lo tanto, en el plano ecuatorial es de  $73^\circ$ .
- cociente entre la mínima y la máxima distancia entre el centro de la barra y el borde de la galaxia: de la figura II.22 se obtiene  $\Lambda = 0.76$ , en concordancia con el valor  $\Lambda = 0.78 \pm 0.15$  encontrado por Feitzinger (1980) en base a los datos de 57 galaxias SB(s)m.

- longitud de la barra: la proyección de la barra sobre el eje menor, en el plano tangente, es  $\sim 0.8$ , luego la longitud de la barra en el plano ecuatorial de la galaxia es  $0.8/\cos(73^\circ)*\cos(17^\circ) \sim 2.8 = 3.2$  kpc. Es decir que la barra de la NmM tendría aproximadamente el mismo tamaño que la de la NMM.

Basándose únicamente en la imagen óptica de la galaxia dVF estimaron los valores de algunos de estos parámetros:  $i=60^\circ$ , A.P.= $45^\circ$  y  $\beta=205^\circ$ .

En base a esta estructura puede interpretarse la curva de rotación del HI como indicadora del movimiento global de rotación más las velocidades peculiares debidas a la presencia de la barra. Las velocidades de los distintos objetos del eje mayor pueden explicarse cualitativamente en base a la estructura y velocidades propuestas para la NmM. Los datos con que se cuenta aún no son suficientes como para hacer un modelo cuantitativo, ya que a partir de la proyección de los brazos en el plano del cielo y las velocidades radiales, se trata de estimar la posición real de los brazos, las velocidades peculiares y la velocidad de rotación de la galaxia.

## II.4 - CONCLUSIONES

Las isofotas obtenidas de la línea de 21 cm en la NmM, combinadas con datos actualizados de velocidades de regiones

HII, y velocidades y distancias de estrellas supergigantes, permitieron proponer para la estructura de la NMM un modelo del tipo del de dVF. Los datos actuales son suficientes como para poder por primera vez incluir consideraciones cinemáticas en un modelo de este tipo, para la NMM.

La figura II.22 muestra la estructura y las velocidades propuestas para la NMM, compatibles con la distribución tridimensional  $(X, Y, V_r)$  del HI, con la curva de rotación, y con las velocidades, distancias y distribuciones espaciales de regiones HII y de estrellas supergigantes.

La estructura y la gran dispersión en velocidades y distancias de las protuberancias de HI en la dirección de la NMM y de la Corriente de Magallanes, son compatibles con el modelo de Murai y Fujimoto (1980), según el cual la Corriente de Magallanes y el puente se desprendieron de la NMM como consecuencia de un pasaje cercano a la NMM hace  $2 \cdot 10^8$  años (Fis. I.10). Este modelo aún no está suficientemente desarrollado como para realizar comparaciones detalladas de posiciones y velocidades.

Los parámetros obtenidos para la galaxia, si se adopta una distancia de 66 kpc (Azzopardi, 1981), son:

a) Masa de HI:  $M_{HI} = (6.7 \pm 0.5) \cdot 10^8 M_{\odot}$ .

b) Masa total:  $M_T = (1.7 \pm 0.4) \cdot 10^9 M_{\odot}$ . El cociente entre la masa de hidrógeno neutro y la masa total,  $\sim 0.4$ , es extremadamente elevado. Por otra parte, las abundancias de distintos elementos y moléculas, con respecto a la del HI, son mucho menores que en nuestra galaxia. Esto puede deberse a que gran parte de la masa de HI se encuentra asociada con las protuberancias hacia el puente y la Corriente, donde la

formación de estrellas sería escasa o nula.

c) Relación masa de HI-Luminosidad:  $M_{HI}/L_B = 0.8$ . Este alto cociente indica que los procesos de formación de estrellas han sido poco eficaces en la NmM.

d) Velocidad sistemática (considerando  $V_{\odot} = 225$  km/s):  $V_{sis} = 16 \pm 2$  km/s.

e) Velocidad máxima de rotación (corregida por inclinación):  $V_{m\acute{a}x} = 38$  km/s. Es una de las menores velocidades máximas de rotación encontradas en galaxias, menor aún que la media de su tipo de  $\sim 80 \pm 20$  km/s. La rotación de la NmM se ve probablemente frenada por la interacción con la NMM.

f) Inclinación:  $i \sim 73^\circ$ .

g) Ángulo de posición del eje mayor: A.P. =  $57^\circ \pm 1^\circ$ .

h) Ángulo de posición de la barra:  $\rho_\gamma = 203^\circ$ . Este parámetro, estimado a partir de los datos de la línea de 21 cm, es muy similar al encontrado por dVF analizando la estructura en el óptico de la galaxia:  $\rho_\gamma \sim 205^\circ$ .

i) Ángulo entre la barra y el eje mayor, en el plano ecuatorial de la galaxia:  $\theta \sim 73^\circ$ .

j) Cociente entre la mínima y la máxima distancia entre el centro de la barra y el borde de la galaxia:  $\Lambda \sim 0.76$ . Este valor, que es una medida de la asimetría de la galaxia, coincide con el encontrado por Feitzinger (1980) para un grupo de galaxias SB(s)m:  $0.78 \pm 0.15$ .

k) Longitud de la barra en el plano ecuatorial de la NmM,  $l \sim 2.8 = 3.2$  kpc. Es del mismo orden que la longitud de la barra de la NMM, de aproximadamente 3 kpc.

Las características encontradas para la NmM concuerdan con las descritas por dVF y Feitzinger (1983) para galaxias

SB(s)m. La NmM sería entonces una galaxia espiral tardía, barreada y peculiar, cuya peculiaridad esta dada por el puente de HI en la dirección de la NmM y por la Corriente de Masallanes que se desprenden de ella. Esta perturbación, además de modificar la estructura de la NmM, modifica su campo de velocidades.

CAPITULO III

EL CONTINUO EN 1415 MHZ EN LA NUBE MENOR DE MAGALLANES

### III.1 - INTRODUCCION

En la Tabla III.1 se listan los principales relevamientos del continuo en radio de la NmM. El hecho de que estos relevamientos fueron realizados inmediatamente después de cada avance en la instrumentación en el hemisferio Sur, demuestra la importancia de la obtención de información sobre las Nubes de Masallanes.

Las primeras observaciones en el continuo en radio fueron realizadas por Mills (1955) en 3.5m. Shain (1959) observó la NmM en 15.2m, encontrando una extensión en la dirección de la Nube Mayor. Las primeras fuentes fueron resueltas por Mathewson y Healey (1964) en 73cm y 21cm (Fig.III.1). Las Nubes de Masallanes fueron nuevamente observadas en 73cm dentro del relevamiento de todo el cielo de Haslam et al. (1982) (Fig.III.3). En 11cm (Fig.III.2, Broten, 1972) y en 6cm (Fig.III.4) y 3.4cm (McGee et al., 1976) se destacan fuentes discretas de origen térmico, muchas de las cuales pudieron ser identificadas con regiones HII observadas en el óptico por Davies et al. (1976). Las observaciones de alta resolución espacial realizadas con el MOST (Telescopio de Síntesis del Observatorio de Molonglo, Australia) en 35cm (Mills y Turtle, 1984), muestran por primera vez la estructura de remanentes de supernova en las Nubes de Masallanes.

En los mapas en 73cm (408 MHz) aparece una envolvente tenue rodeando a la galaxia, que no aparece en frecuencias mayores, por lo que su origen sería no térmico.

En las secciones siguientes se describen observaciones de

Tabla III.1 - Principales relevamientos del continuo en radio de la NmM.

FRECUENCIA (MHZ)	AHPM (min.de arco)	RADIOTELESCOPIO	AUTOR
19.7*	84	Arreglo en cruz, Australia	Shain (1959)
85.5*	50 x 65	" " "	Mills (1959)
136	144	Reflector de 64m, Parkes, Australia	Mathewson y Healey (1964)
408*	48	" "	" "
1410*	14.6	" "	" "
2700*	7.5	" "	Brotten (1972)
5000*	4.1	" "	McGee et al.(1976)
8400	2.6	" "	" "
408	2.6	" "	Clarke et al.(1976)
408*	48	" "	Haslam et al.(1982)
843	0.7x0.7 cosec <sup>2</sup>	MOST, Australia	Mills y Turtle(1984)
1415*	34	Reflector de 30m, IAR, Argentina.	presente trabajo

\* incluye mapas de contornos de toda la galaxia





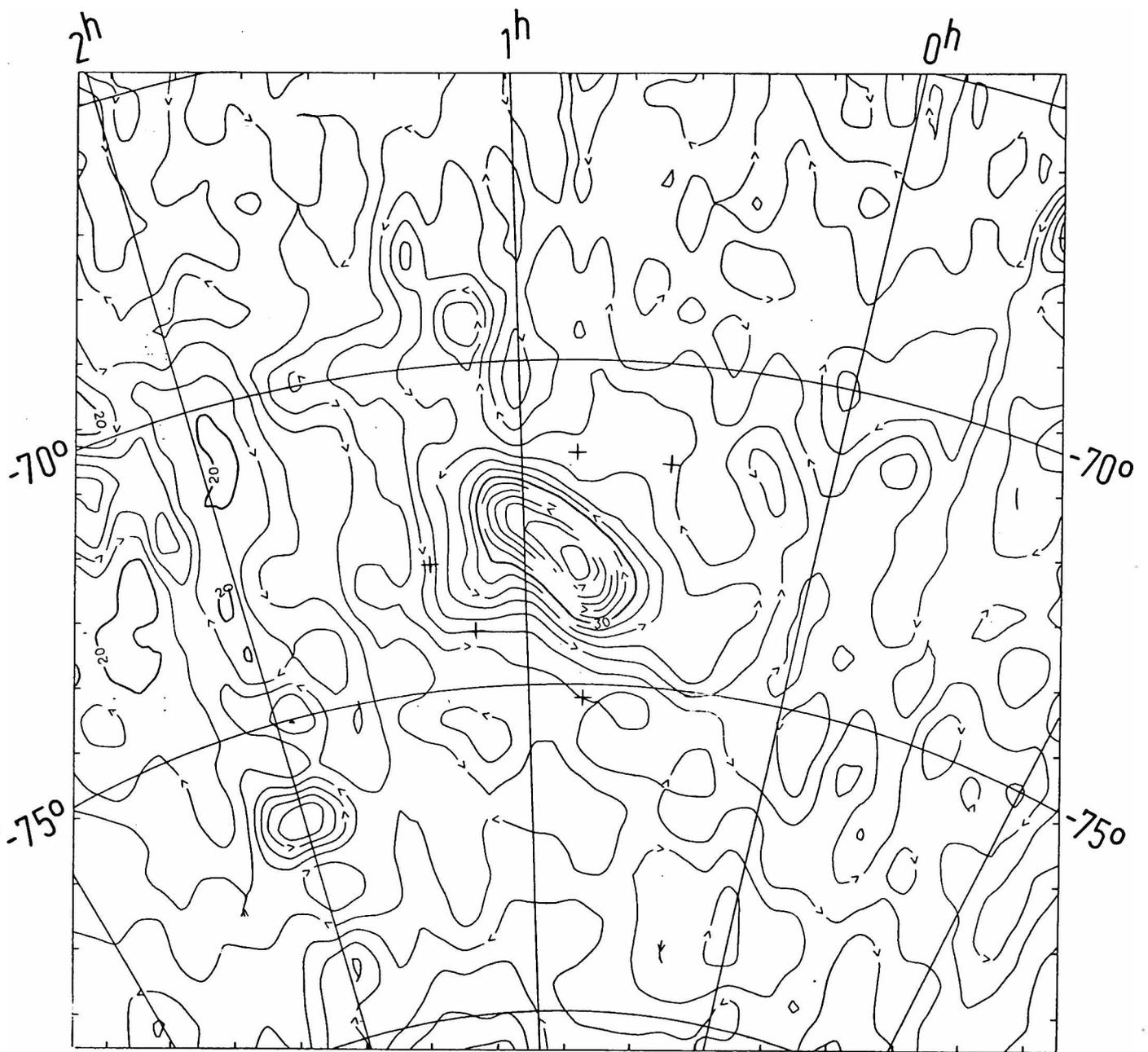


FIG. III.3 - Isofota de la emisión de la NmM en el continuo en 408 MHz. El intervalo entre contornos es de 1 K de temperatura de brillo. (Haslam et al., en preparación).

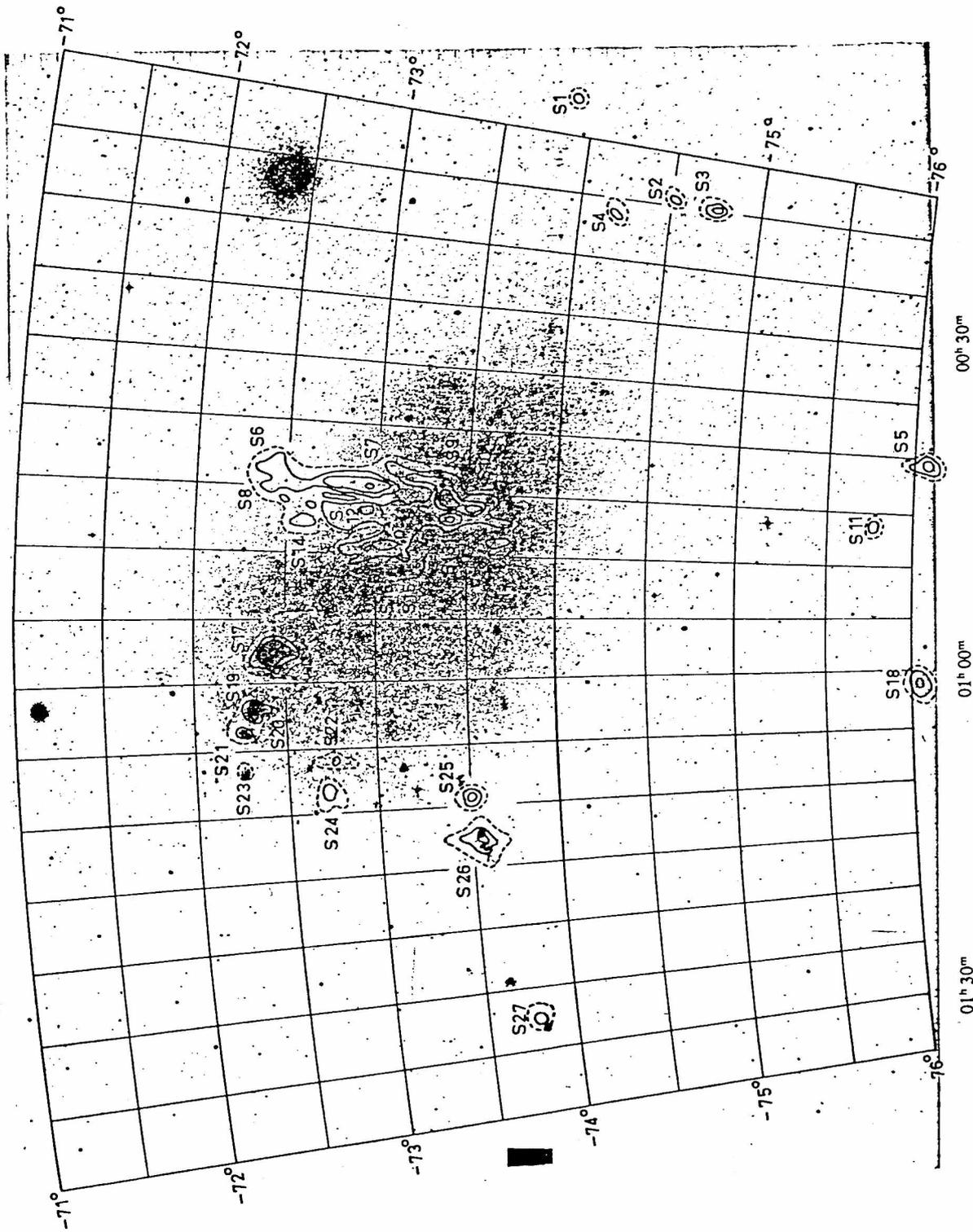


FIG. III.4 - Contornos del continuo en radio en 5 GHz superpuestos a una foto de la NMM. El intervalo entre contornos es de 0.1 K de temperatura de brillo. (McGee et al., 1976).

## III.2 - ADQUISICION Y PROCESAMIENTO DE LOS DATOS

### III.2.a - RADIOTELESCOPIO PARA EL CONTINUO EN 1415 MHz

Desde el año 1979 el Instituto Argentino de Radioastronomía cuenta con un receptor cuya sensibilidad y estabilidad permiten por primera vez la observación de emisión en el continuo, desde el IAR. Este receptor puede también ser utilizado para observaciones de líneas espectrales de la banda 1380 - 1430 MHz, como la línea de 1420.4057 MHz del hidrógeno neutro. Cambiando el primer amplificador y filtro del cabezal se pueden observar las líneas del OH en las frecuencias 1612, 1665, 1667 y 1720 MHz. Una descripción preliminar del receptor fue hecha por Thonnard (1980).

A continuación se describen las tres partes de las que consta el radiotelescopio, antena, receptor y sistema de adquisición de datos, y las características generales de la observación en el continuo.

#### i) Antena

Se utilizó la antena I de 30m del IAR descrita en la sección II.2.a. Las características de esta antena, en conjunto con el nuevo alimentador, son las siguientes:

- Diagrama de antena:

El lóbulo principal puede aproximarse por una Gaussiana bidimensional, de sección circular, con un ancho a potencia mitad  $AHPM = 33'8$ , el cual fue determinado en base a observaciones de radiofuentes puntuales (Loiseau, 1979). El primer lóbulo lateral, determinado en base a observaciones de la Luna, se encuentra a  $1.5$  del centro del principal y su ganancia es  $(27 \pm 2)$  dB menor (Cersosimo y Loiseau, 1980).

- Parámetros de la antena:

El ángulo sólido del haz (lóbulo principal) puede aproximarse por el volumen bajo una Gaussiana bidimensional de  $33'8$  de ancho a potencia mitad:  $\Omega' = 1.133 (AHPM)^2 = 1.09 \cdot 10^{-4}$  ster.

A la salida del receptor se obtiene la temperatura de antena al calibrar continuamente la señal del cielo con un diodo de ruido de intensidad constante. Este diodo fue calibrado utilizando dos reservorios de temperatura fija (agua y hielo a  $0^\circ\text{C}$  y temperatura ambiente,  $24.7^\circ\text{C}$ ), con el cabezal del receptor en el laboratorio. Se obtuvo una temperatura de ruido  $T_R = 6.6\text{K} \pm 0.3\text{K}$ . Las condiciones del equipo pueden haber variado al montar el cabezal en el foco de la antena, por lo que las temperaturas relativas a este diodo de ruido diferirán de lo que se define como "temperatura de antena". Un valor erróneo de  $T_R$  conduce a un valor erróneo de algunos parámetros de la antena, como la eficiencia. Pero realizando calibraciones independientes con radiofuentes de flujo conocido, no se introduce error en la determinación de las temperaturas de brillo y de las densidades de flujo. A continuación se determinan los "parámetros de la antena", basados en  $T_R = 6.6\text{K}$ ,

que permiten convertir las "temperaturas de antena" observadas en temperaturas de brillo o densidades de flujo reales.

En base a numerosas mediciones de fuentes calibradoras realizadas para un estudio de variabilidad de radiofuentes (Colomb et al., 1984), se encontró que la relación entre "temperatura de antena" y densidad de flujo es (Giacani y Testori, 1984):  $S/T_a = (8.4 \pm 0.25) \text{ Jy/K}$ . Para las densidades de flujo de las fuentes calibradoras se adoptaron los valores dados por Wills (1975).

De la relación anterior se derivan los siguientes parámetros:

Área efectiva :  $A = 2 k T_a / S = 328 \text{ m}^2$  (k: constante de Boltzmann)

Eficiencia de antena :  $\eta_A = A / A_g = 0.46$  ( $A_g$ : área geométrica =  $707 \text{ m}^2$ )

Eficiencia de haz :  $\eta_H = \Omega' / \Omega_{eff} = \Omega' A / \lambda^2 = 0.82$

La relación entre la "temperatura de antena" y la de brillo es entonces:

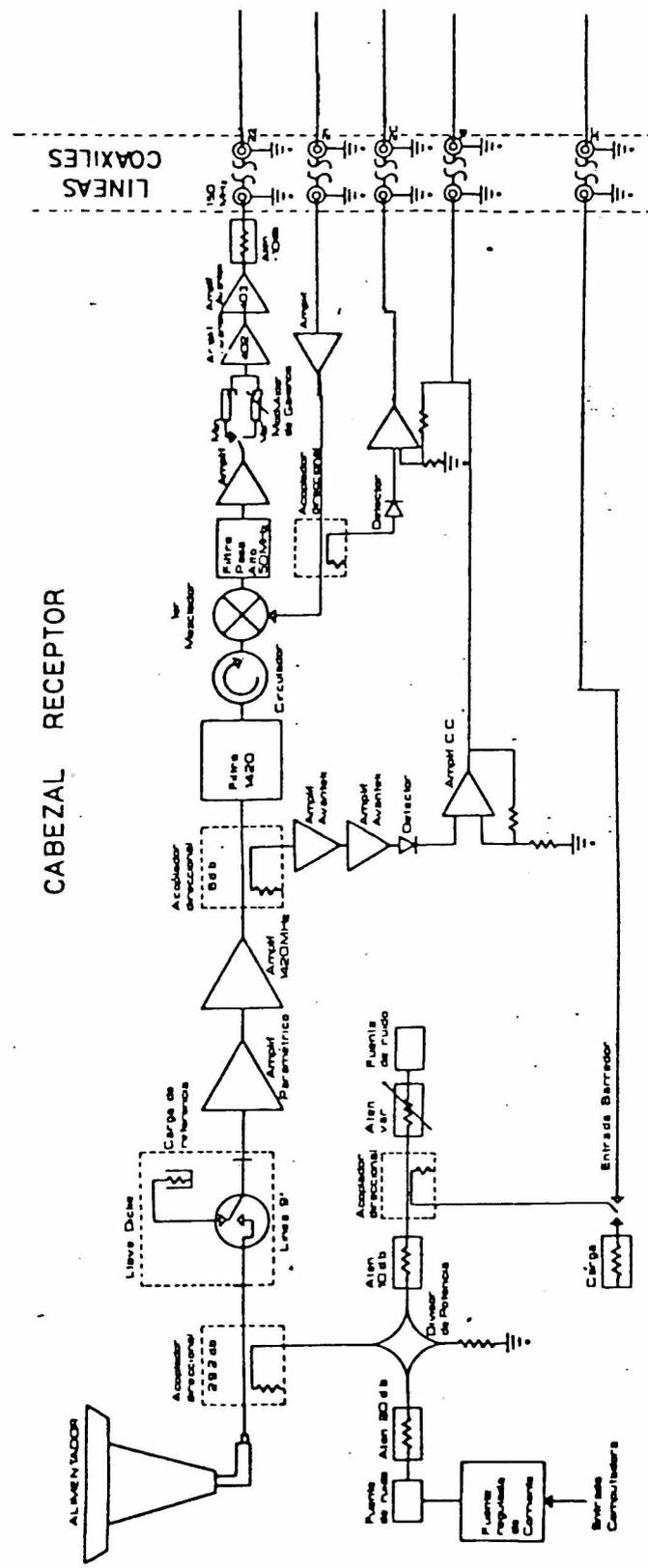
$$T_b = \frac{1}{\eta_H} T_a = 1.22 T_a$$

La relación entre temperatura de brillo y densidad de flujo, para fuentes mucho menos extensas que el haz, resulta:

$$S = \frac{2 k \Omega'}{\lambda^2} T_b = 6.82 \bar{T}_b \text{ Jy}$$

## ii) Receptor

El diagrama en bloques del receptor se muestra en la figura III.5. El mismo consta, a grandes rasgos, del alimentador, de los amplificadores de radiofrecuencia y del espectrómetro. El cabezal del receptor se encuentra en el foco



a)

FIG. III.5 - Receptor sintonizado en 1420 MHz del IAR. a) Cabezal del receptor, que se encuentra en el foco de la antena de 30 m. c) "back end" del receptor, ubicado en la sala de control.



de la antena y está conectado mediante líneas coaxiales para la transmisión de señales en radiofrecuencias y cables para alimentación y control, con la sala de control. El cabezal se mantiene a temperatura constante ( $25^{\circ}\text{C} \pm 0.1^{\circ}\text{C}$ ), mediante un sistema de celdas Peltier.

El alimentador consta de una bocina circular corrugada, seguida de una suia de onda rectangular, la cual transmite una sola componente de polarización.

El primer amplificador es un paramétrico con una temperatura de ruido propia de 41K. Luego un acoplador direccional permite la inyección de ruido calibrado y una llave Dicke que puede conmutar la señal del cielo con la de una carga de referencia. El primer filtro define la banda de entrada del receptor de 1380 a 1430 MHz. La señal es mezclada luego con la de un oscilador de frecuencia variable, lo que permite llevarla a una primera frecuencia intermedia ( $\sim 150$  MHz). A esta frecuencia la señal se envía a la sala de control, donde es amplificada y luego convertida a una segunda FI de  $\sim 30$  MHz, mediante un segundo oscilador variable.

Después de esta conversión un divisor de potencia separa la salida para el continuo de la entrada al tercer mezclador y los filtros del espectrómetro para la observación de líneas. Antes de la salida del continuo fue necesario adicionar un filtro para rechazar la línea de 21 cm.

#### - Filtrado de la línea del hidrógeno neutro:

La contribución de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro a la intensidad total recibida en el continuo puede ser grande en la dirección del Plano Galáctico o de las Nubes de

Masallanes. Utilizando datos de HI de la NMM se propusieron las características que debía tener un filtro que rechace la línea. Por ejemplo, en el punto  $\alpha(1980) = 12^{\circ}5$ ,  $\delta(1980) = -73^{\circ}25$  el área bajo la línea de 21 cm es del orden de 20000 K KHz, que, en un ancho de banda de 40 MHz puede confundirse con un incremento en la temperatura del continuo del orden de 0.6 K. Se consideró suficiente un filtro rechaza-banda de 2 MHz de ancho de banda, con una atenuación de 30 dB en la frecuencia central (Olalde, 1981). Este filtro, colocado luego del divisor de potencia, en la salida para el continuo del receptor, está centrado en 30 MHz.

- Sensibilidad del receptor:

La temperatura del sistema, medida sobre puntos fríos del cielo, es de 83 K. Luego el ruido rms del sistema está dado por (fórmula 3-121, Kraus, 1966):

$$T_{rms} = c T_{sis} / \sqrt{\Delta\nu n t}$$

$\Delta\nu$  = ancho de banda

$T_{sis}$  = temperatura del sistema = 83 K

$c = 2$  para este receptor (tabla 7-3, Kraus, 1966)

$t$  = tiempo de duración del ciclo

$n$  = n° de observaciones promediadas

iii) Sistema de adquisición de datos

La adquisición de los datos se controla por programa con una minicomputadora PDP11/20. Después de los detectores los datos pasan por un conversor analógico/digital y llegan a la PDP11 a través de una interfase 1710. Mediante esta interfase

la PDP11 también está en comunicación con un microprocesador MOSTEK KIM-1 que es el que controla la llave Dicke, el modulador de ganancia, la conmutación en frecuencia, el encendido del diodo de ruido y la salida a un osciloscopio para la visualización inmediata de los datos. Mediante la PDP11 se realiza un primer procesamiento en línea de los datos, los cuales pueden ser grabados en disco flexible y/o en cinta magnética, y/o imprimirse en papel.

#### iv) Características de la observación en el continuo

##### - Ciclo de observación:

El ciclo para la obtención de la temperatura en un punto consta de cuatro etapas en las que se recibe, conmutando mediante la llave Dicke, la señal del cielo, la señal de la carga de referencia, la señal del cielo más la señal de calibración del diodo de ruido y, nuevamente, la referencia. La constante de tiempo del detector es de 20 mses, la señal es muestreada cada 6 mses por el conversor analógico/digital. El tiempo de integración puede ser elegido por el observador.

La conmutación entre distintos niveles de señal por intermedio de la llave Dicke introduce un transitorio, que es eliminado mediante el programa de observación, desechando las 7 primeras muestras de 6 mses de cada etapa.

##### - Límite por confusión

Es necesario conocer el límite por confusión de un radiotelescopio para saber cual es la densidad de flujo mínima detectable para estructuras puntuales. El 'ruido' de confusión

no depende de la sensibilidad del receptor y no disminuye al aumentar el tiempo de integración. Son fluctuaciones de la temperatura que aparecen al barrer el cielo con un radiotelescopio, debido a la distribución de fuentes muy débiles que entran en el haz (Kraus, 1966, Dickel, 1976). Este "ruido" puede estimarse si se conoce la densidad de radiofuentes para cada densidad de flujo, lo que depende del modelo de universo utilizado. Se suele adoptar el criterio de que la mínima detección válida es la de aquella fuente cuya densidad de flujo es la de las fuentes cuya densidad espacial es de una en alrededor de 20 haces de la antena.

Para la antena I, de  $AHPM = 0.564$ , una fuente cada 20 haces implica una densidad de 657 fuentes por steradian. De conteos de fuentes en 1415 MHz (Harris y Kraus, 1970) se encuentra que el flujo de las fuentes con esta distribución, es decir el ruido por confusión de esta antena, es 0.45Jy.

El valor del ruido por confusión se calculó también experimentalmente. Se promediaron 27 barridos de una zona fría del cielo, con un tiempo de integración total de 24 seg por punto. El ruido del receptor es entonces  $T_{rms} = 0.006$  K. Sin embargo en la figura III.6 aparecen estructuras que no pueden ser fuentes puntuales reales, porque tienen un ancho menor que el ancho de haz, y que no desaparecen al aumentar el tiempo de integración. La temperatura con respecto al fondo, de estas estructuras, es menor que 0.05 K, por lo que su densidad de flujo es menor que 0.4Jy. Este valor del "ruido" por confusión coincide con el estimado anteriormente concluyéndose que no es posible asegurar que sea real una fuente puntual de menos de 0.45Jy, observada con este radiotelescopio.

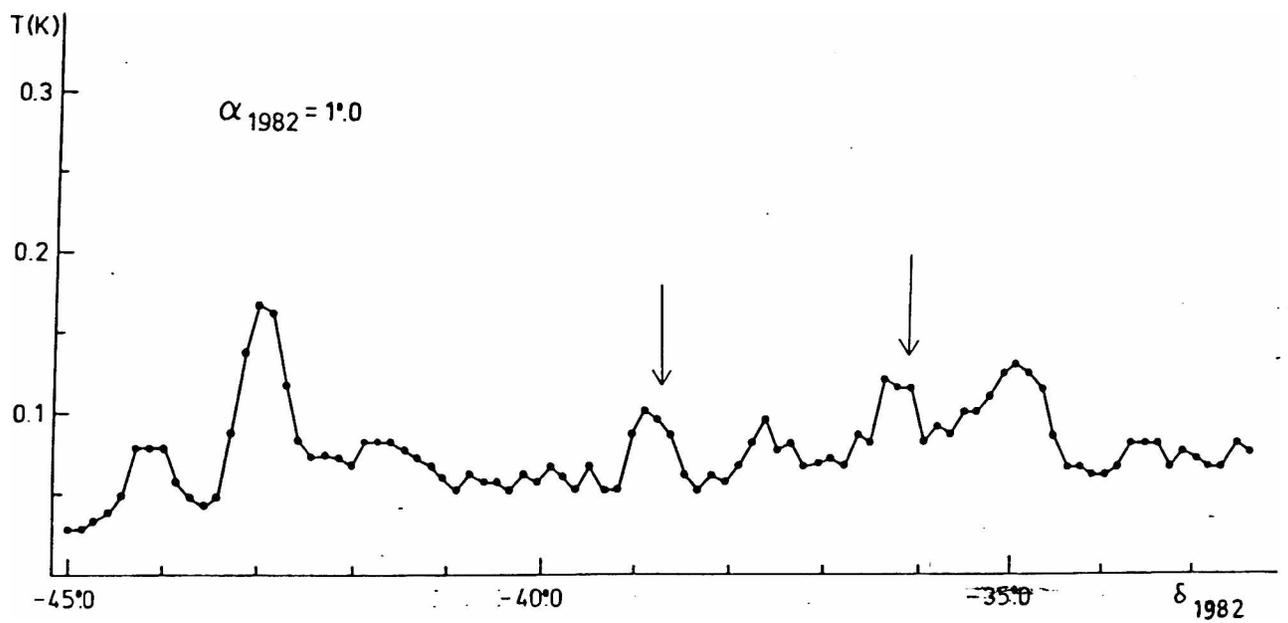


FIG. III.6 - Promedio de 27 barridos de una zona 'fría' del cielo. Se indican las estructuras cuya elevación sobre el fondo tiene un ancho a potencia mitad menor que el del haz de la antena.

El límite por confusión no afecta a estructuras extendidas cuya detección depende de la sensibilidad y estabilidad del receptor, sólo que dentro de estas componentes no se puede asegurar que estructuras puntuales de menos de 0.45Jy sean reales.

### III.2.b - OBSERVACIONES

Se observó una zona de aproximadamente el doble de la extensión óptica de la galaxia,  $0^\circ \leq \alpha \leq 35.10$ ,  $-79^\circ \leq \delta \leq -66^\circ$ , con el fin de poder detectar posibles componentes tenues extendidas, durante dos períodos de observación, en los años 1981 y 1983.

Los datos fueron tomados con la antena en movimiento rápido ( $11^\circ$  por minuto). El tiempo de integración en cada punto fue fijado en 0.72 seg, obteniéndose una muestra de aproximadamente 4 puntos por haz. Esta información es suficiente ya que, por el teorema del muestreo (sección II.2.c), es necesario contar con por lo menos 2 datos por AHPM (ancho del haz a potencia mitad). Los datos fueron tomados realizando barridos en declinación cada  $0.65$  ( $\sim 0.564/2(\cos(-66^\circ))$ ) en ascensión recta. Se obtuvo una grilla de 55 barridos de 90 puntos cada uno, es decir de 4950 puntos.

La frecuencia del primer oscilador fue elegida del tal modo que el filtro rechaza-banda (sección III.2.a), centrado en 30 MHz, estuviera centrado en  $v_{LSR} = 100$  km/s. La banda de 2MHz

rechazada es entonces  $-101 \text{ km/s} \leq v_{LSR} \leq 321 \text{ km/s}$ , con lo que se eliminan simultáneamente las contribuciones de la línea de 21 cm emitida por el gas local ( $|v_{LSR}| \leq 50 \text{ km/s}$ ), y por la NMM. La combinación de filtros del receptor hace que la banda recibida sea en este caso de 30 MHz, centrada en 1415 MHz.

El tiempo de integración en cada una de las cuatro etapas del ciclo de observación fue de 0.18 ses, es decir que el tiempo de integración por ciclo fue, como se dijo, de 0.72 ses. Mediante un programa de observación se obtuvo la señal calibrada con respecto al diodo de ruido, en cada punto del barrido.

La temperatura mínima detectable es, en este caso:

$$T_{rms} = 2 \times 83K / \sqrt{30 \cdot 10^6 \cdot n \cdot 0.72} = 0.036K / \sqrt{n}$$

donde n es el n° de observaciones promediadas.

Se observó una serie de 6 barridos para cada ascensión recta en el año 1981, y otra de 5 en el año 1983. Luego, con 11 integraciones en cada punto, se obtiene:  $T_{rms} = 0.01K$ .

Si se considera real una señal que supera 3 Trms, la temperatura mínima detectable en este relevamiento es:  $T_{mín} = 0.03K$ . Por lo tanto, para componentes extendidas (mayores que el tamaño de nuestro haz) el presente relevamiento es 6 veces más sensible que el anterior realizado en esta frecuencia, para el cual  $T_{mín} = 0.17K$  (Mathewson y Healey, 1964). Para fuentes puntuales la densidad de flujo mínima detectable en ambos relevamientos es similar, debido a una mayor dilución de la señal en el haz de la antena en el caso del IAR.

En cada sesión se observaron además las radiofuentes PKS 0408-65, PKS 0518-45 (Pictor A) y PKS 2356-61. La primera, por ser puntual (extensión angular  $< 2'$ ), fue utilizada como

patrón de densidades de flujo. Pictor A y PKS 2356-61 que son radiofuentes intensas, aunque no puntuales, fueron utilizadas, junto con la primera, para controlar posibles variaciones del receptor entre una y otra sesión de observación.

### III.2.c - REDUCCION DE LOS DATOS

Los 11 barridos observados para cada ascensión recta fueron promediados obteniéndose una temperatura  $T_a(\alpha, \delta)$  en cada punto de la grilla. Estas temperaturas no son absolutas sino que están referidas a un punto arbitrario  $\alpha_{1982} = 0^\circ$ ,  $\delta_{1982} = -70^\circ$  al que se asignó  $T_a(\alpha, \delta) = 0$  K.

#### i) Calibración de los datos:

Como se describe en la sección III.2.b los datos que se obtienen con el programa de observación son temperaturas de antena, calibradas con respecto al diodo de ruido. La temperatura del diodo de ruido es constante, pero su valor no se conoce con suficiente precisión (ver III.2.a).

La relación entre la temperatura relativa al diodo de ruido,  $T_a$ , y la densidad de flujo,  $S$ , se obtiene calibrando con una radiofuente de flujo conocido. En este caso se utilizó PKS 0408-65 adoptando para su densidad de flujo el valor dado por Wills(1975) de  $15.75 \text{ Jy}$ . Se obtuvo que para radiofuentes puntuales la relación es :

$$S = c T_a = (8.3 \pm 0.3) \text{ Jy/K } T_a (\text{K})$$

El valor de la constante coincide con el obtenido por Giacani y Testori (1984):  $c = (8.4 \pm 0.25) \text{ Jy/K}$ .

La observación en todas las sesiones de las radiofuentes PKS 0518-45 y PKS 2356-61, de 68.8 y 25.8 Jy de flujo integrado respectivamente (Wills, 1975), permitió comprobar que no hubo variaciones del diodo de ruido que hicieran necesaria una calibración diferente para cada sesión.

#### ii) Corrección por radiación de Tierra

Para declinaciones menores que aproximadamente  $-60^\circ$  la radiación de Tierra comienza a afectar a las observaciones al penetrar por los lóbulos laterales de la antena. Este efecto, que depende de la antena y de la frecuencia utilizadas, es función de la altura sobre el horizonte (ver por ej. Berkhuijsen, 1972), por lo tanto depende del ángulo horario y la declinación. El comportamiento en declinación de esta contribución se determinó haciendo barridos en declinación en  $\alpha = 95^\circ$  y en  $\alpha = 96^\circ$ , con  $\delta$  entre  $-79^\circ$  y  $-66^\circ$ , donde en mapas existentes en otras frecuencias (Haslam et al., 1982) puede verse que la variación de la emisión del cielo con la declinación es mínima. En la figura III.7 puede verse la radiación de tierra en función de la declinación, con la contribución de algunas fuentes muy débiles.

La contribución de tierra fue encontrada ajustando por cuadrados mínimos un polinomio de grado 5 a la parte común de estos dos barridos. Este polinomio fue restado a los promedios de los barridos de cada ascensión recta.

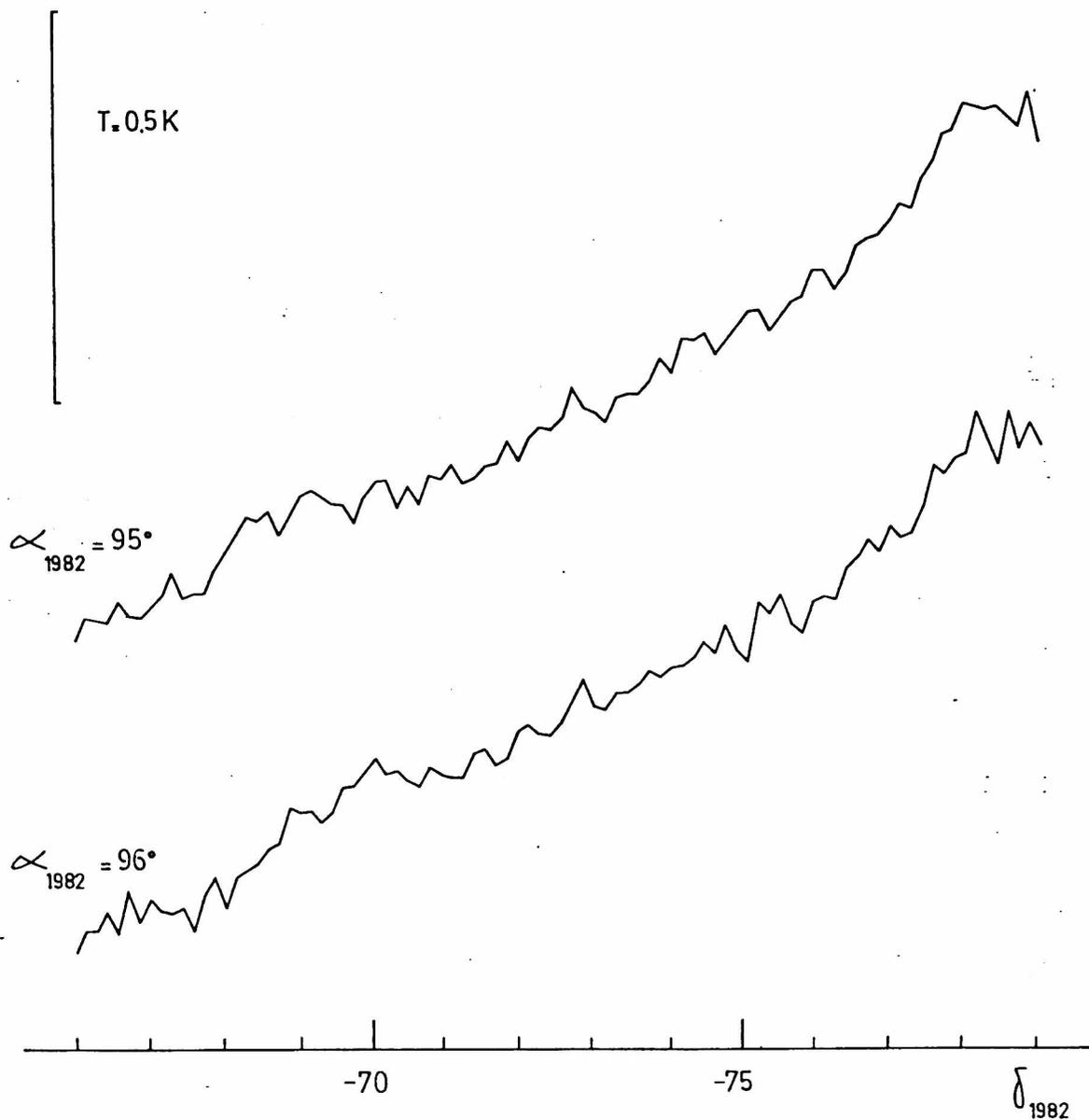


FIG. III,7 - Promedios de barridos en el rango en declinaciones abarcado por la NmM, pero en ascenciones rectas donde la emisión del cielo es mínima. El nivel cero de cada barrido es arbitrario. El aumento de la temperatura hacia el Sur se debe a la penetración de la radiación de tierra a través de los lóbulos laterales de la antena.

### iii) Corrección por efectos de barrido

Cuando las líneas de base de los barridos consecutivos varían por radiación de tierra, variaciones de temperatura del receptor, etc., estas diferencias aparecen en el mapa final como una deformación de los contornos en la dirección del barrido. En el caso del receptor del IAR, cuya temperatura es mantenida constante, las diferentes contribuciones de radiación de tierra son las que afectan a las líneas de base de los barridos. Los 5 barridos de la segunda serie de observaciones fueron realizados en un mismo ángulo horario (el meridiano) y sólo fue necesario sumarles o restarles una constante para nivelarlos. Los 6 barridos de la primera serie, en cambio, fueron observados en distinto ángulo horario. Fue necesario, entonces, restar una recta a cada barrido, la cual fue calculada en base al método descrito por Sofue y Reich (1979).

Una vez trazadas las líneas de base en declinación se determinó el nivel en  $\alpha$  realizando un barrido transversal  $0^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$  en  $\delta = -66^\circ$ , donde la señal es mínima. Se pudo determinar el polinomio que ajustara la contribución de tierra, y, restándola se tuvo  $T_a(\alpha, -66^\circ)$ . Estos valores fueron los utilizados para nivelar los barridos en declinación.

La forma en que se restó a cada barrido la contribución de tierra puede haber introducido un error en la pendiente de la función temperatura del mapa versus declinación, que fue estimado en 0.005 K por grado.

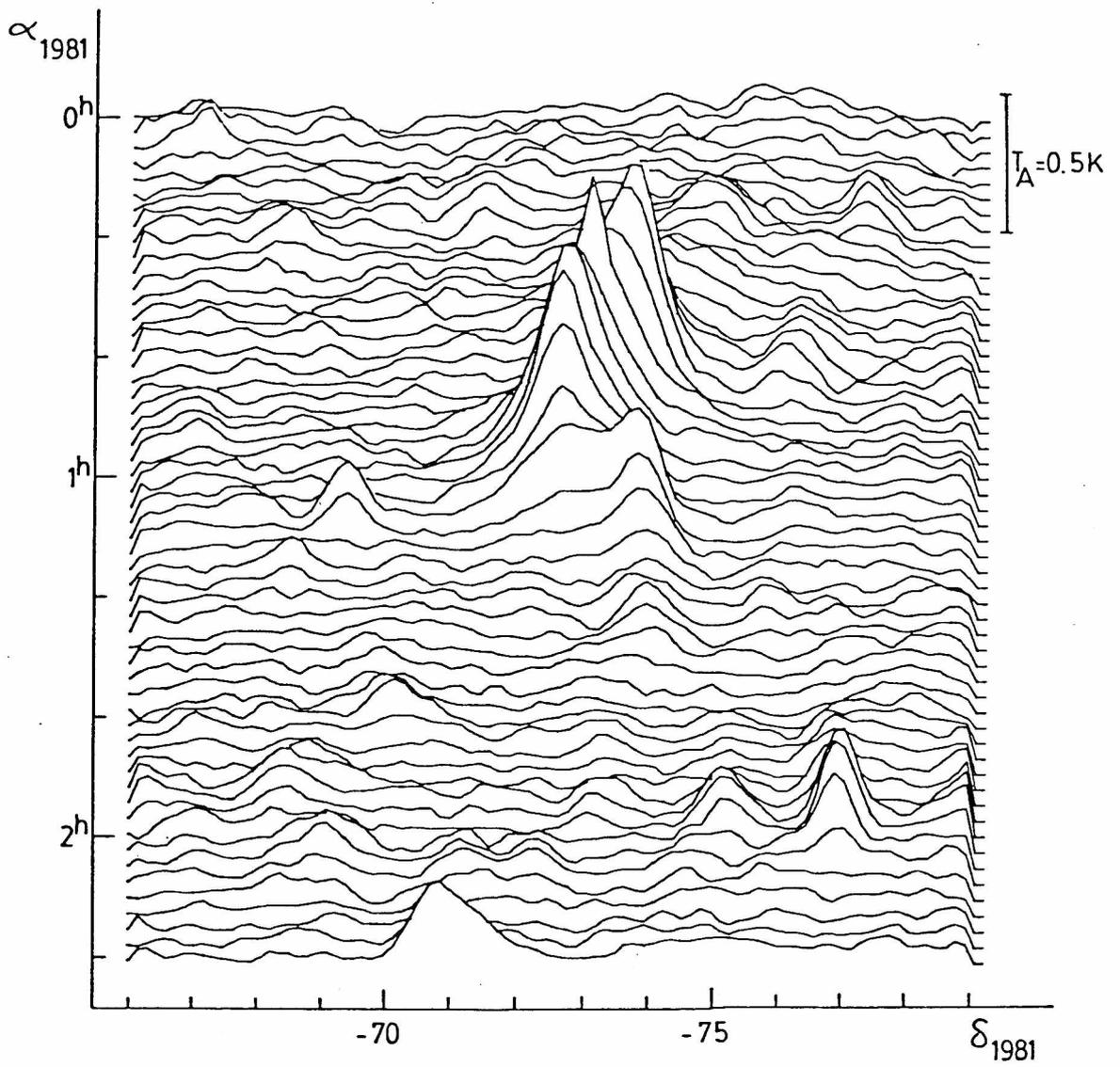


FIG. III.8 - Gráfico de los barridos de la NmM promediados y corregidos por interferencias, radiación de tierra, etc.

#### iv) Corrección de interferencias

Las interferencias que pudiera producir el Sol fueron evitadas observando en horario nocturno. La única interferencia presente en algunos de los barridos fue la que produce el radar del aeropuerto de Ezeiza. A menos que estos pulsos ocurrieran esporádicamente, las observaciones se descartaban. Cuando hubo interferencias esporádicas, dado que la muestra de puntos era suficiente, y que los pulsos duran en general menos de 0.2 ses, se pudieron corregir los puntos afectados interpolando linealmente entre los puntos contiguos.

#### v) Alisamiento de los barridos

Los barridos cuentan con un muestreo de cuatro puntos por haz en declinación. Este sobremuestreo permite alisar cada barrido sin demasiada pérdida de resolución. Se utilizó con este fin la función de Hannings de pesos 1/2, 1/4, 1/4, en el punto, y en los dos puntos contiguos, respectivamente. Esta interpolación disminuye el ruido rms a  $T'_{rms} = 0.61 T_{rms} = 0.006$  K. El haz se ensancha en declinación hasta aproximadamente  $[(2 \times 0^{\circ}146)^2 + (0^{\circ}564)^2]^{1/2} = 0^{\circ}63$ , quedando invariante en ascensión recta.

Los barridos resultantes se muestran en la figura III.8.

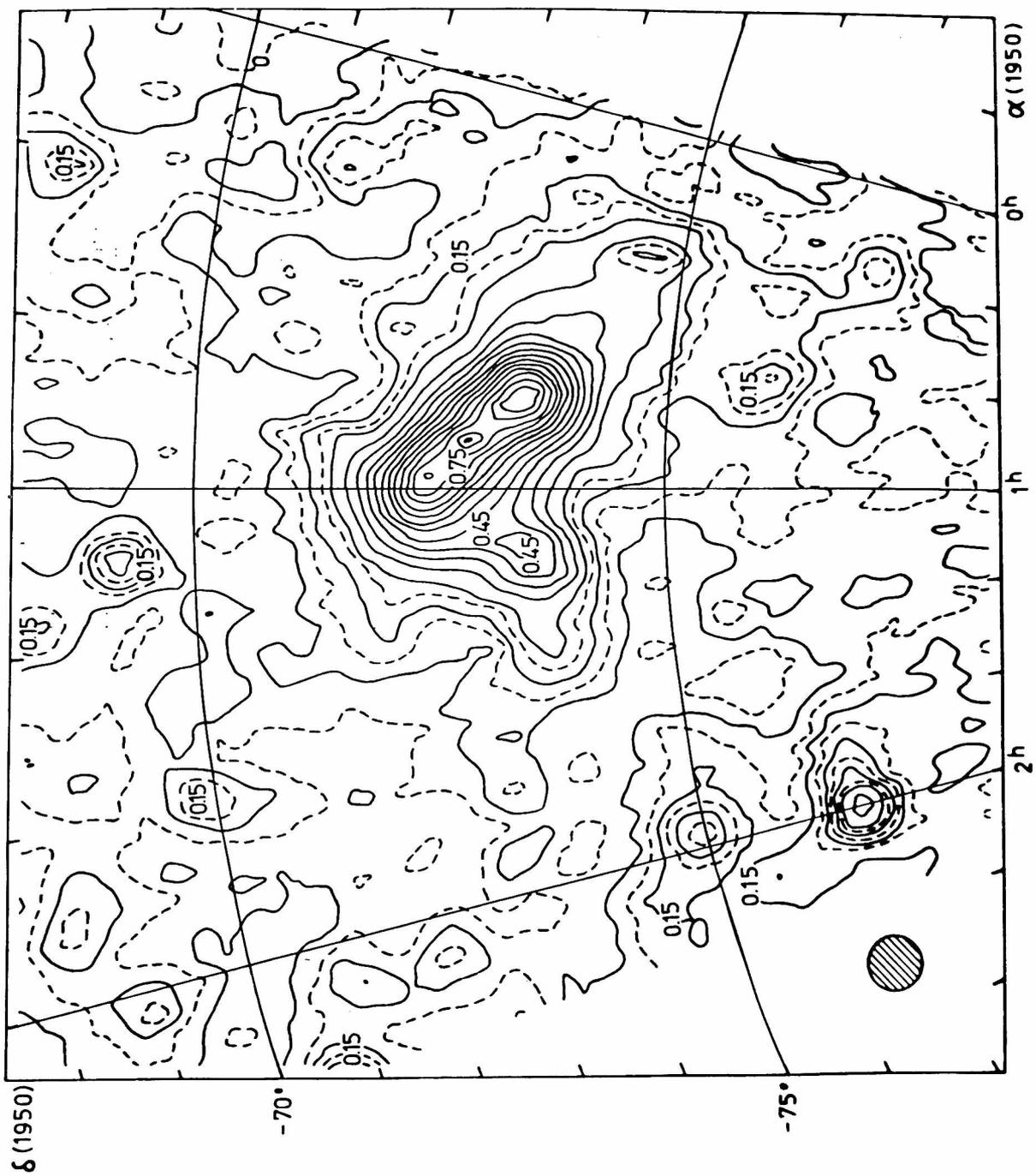


FIG. III.9 - Isofotes del continuo de la NmM en 1415 MHz. Los contornos representan temperaturas de antena cada 0.03 K (5 $\sigma$ ), hasta  $T_a=0.21$  K, y cada 0.06 K para  $T_a > 0.21$  K. El círculo de la izquierda indica el tamaño del haz.

Una vez reducidos, los datos fueron representados en la forma de mapas de contornos de la distribución de la temperatura de brillo en la zona observada.

i) Mapa en coordenadas del cielo X,Y

Con el fin de poder comparar el mapa de la distribución del continuo en 1415 MHz con la imagen óptica de la galaxia, o con distribuciones de objetos obtenidas a través de placas fotográficas, como regiones HII, etc., se confeccionó el mapa en las denominadas coordenadas standard o de placa (ver sección II.2.c).

Para el mapa del continuo de la NMM, al igual que para los mapas de la línea de 21 cm, se eligieron como coordenadas de centro de placa:  $\alpha_0(1950)=15^\circ$ ,  $\delta_0(1950)=-73^\circ$ . El mapa resultante puede verse en la figura III.9. Los contornos representan temperaturas de antena constantes, cada 0.03K (5 $\sigma$ ), desde  $T_a = 0$  K hasta  $T_a = 0.21$  K, y cada 0.06 K para  $T_a > 0.21$  K. Las estructuras menores o iguales que el haz de antena, con temperatura sobre el fondo menor que 0.05 K, pueden ser "ruido por confusión".

ii) Mapa en coordenadas galácticas l,b

Para el cálculo de índices espectrales entre 408 MHz y 1415 MHz es necesario comparar punto a punto las temperaturas en las dos frecuencias.

Los datos en 408 MHz fueron extraídos del mapa de todo el cielo, que fue facilitado por sus autores (Haslam et al., 1982) en cinta magnética. Estos datos están dados en coordenadas

galácticas  $l, b$ , con un espaciado de la grilla  $\Delta l = \Delta b = 20'$ . Los datos en 1415 MHz fueron entonces interpolados a la misma grilla rectangular en coordenadas galácticas  $l, b$ , utilizando el método descrito por Bracewell (1959).

Mediante este método puede obtenerse la temperatura en cualquier punto manteniendo la máxima información posible contenida en los datos. Con este fin se convolucionaron los datos observados con la función  $J_1$  de Bessel (ver sección II.2.c).

En la práctica la función  $J_1$  suele aproximarse por una Gaussiana bidimensional cuya transformada de Fourier cumpla el mismo rol que la transformada de la función  $J_1$ .

Se eligió una Gaussiana cuya transformada tuviera una dispersión  $\sigma_I' = 3.8(^{\circ})^{-1}$ , es decir de dispersión  $\sigma_I = 0.26$ . De esta manera se obtuvieron las temperaturas en 1415 MHz en los puntos de la misma grilla donde se tienen los datos en 408 MHz, con una resolución espacial aproximadamente igual a la de estos datos.

El nuevo ancho del haz resulta  $AHPM_1 = [(0.26 \times 2.355)^2 + 0.564^2]^{1/2} = 0.83$  en la dirección  $l$ , (equivalente a declinación constante en esta región), y  $AHPM_2 = [(0.26 \times 2.355)^2 + 0.63^2]^{1/2} = 0.87$  en la dirección  $b$ . Para este último se tuvo en cuenta el ensanchamiento producido por el alisamiento en declinación con la función de Hannins.

Debido a la interpolación las temperaturas quedan alisadas, con respecto a los datos originales, en un factor  $f_{lb}$ :

$$f_{lb} = \frac{T_{\alpha\delta}}{T_{lb}} = \frac{AHPM_1 \quad AHPM_2}{AHPM^2} = \frac{0.83 \quad 0.87}{0.564^2} = 2.27$$

### III.3 - RESULTADOS Y DISCUSION

#### III.3.a - EMISION INTEGRADA DE LA NMM EN EL CONTINUO EN RADIO

La densidad de flujo de una radiofuente extendida está dada por:

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \int_{\text{fuente}} T_b(\theta, \varphi) d\Omega \quad (\text{III-1})$$

donde  $T_b(\theta, \varphi)$  es la temperatura de brillo en cada punto. Cuando se tiene una grilla de temperaturas de brillo observadas,  $T_{ij}$ , con un espaciado de la grilla  $\Delta x_i, \Delta y_j$  que cumpla los requisitos del teorema del muestreo, la integral en (III-1) puede reemplazarse por una sumatoria:

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \sum_{ij} T_{ij} \Delta x_i \Delta y_j$$

La densidad de flujo en 1415 MHz fué calculada utilizando los datos en una grilla cuadrada en coordenadas galácticas  $l, b$ , con un espaciado  $\Delta l = \Delta b = 20'$ , obtenidos como se describió en la sección III.2.d.

$$\text{luego : } S_{1415} = 4.77 \sum_{ij} T_a(l_i, b_j) \text{ Jy}$$

Suponiendo asociada a la Nube la zona grisada en el mapa (Fig. III.10), y tomando las temperaturas relativas a un fondo estimado de  $T=0.10$  K, se obtuvo  $\sum T_a = 16.3$  K.

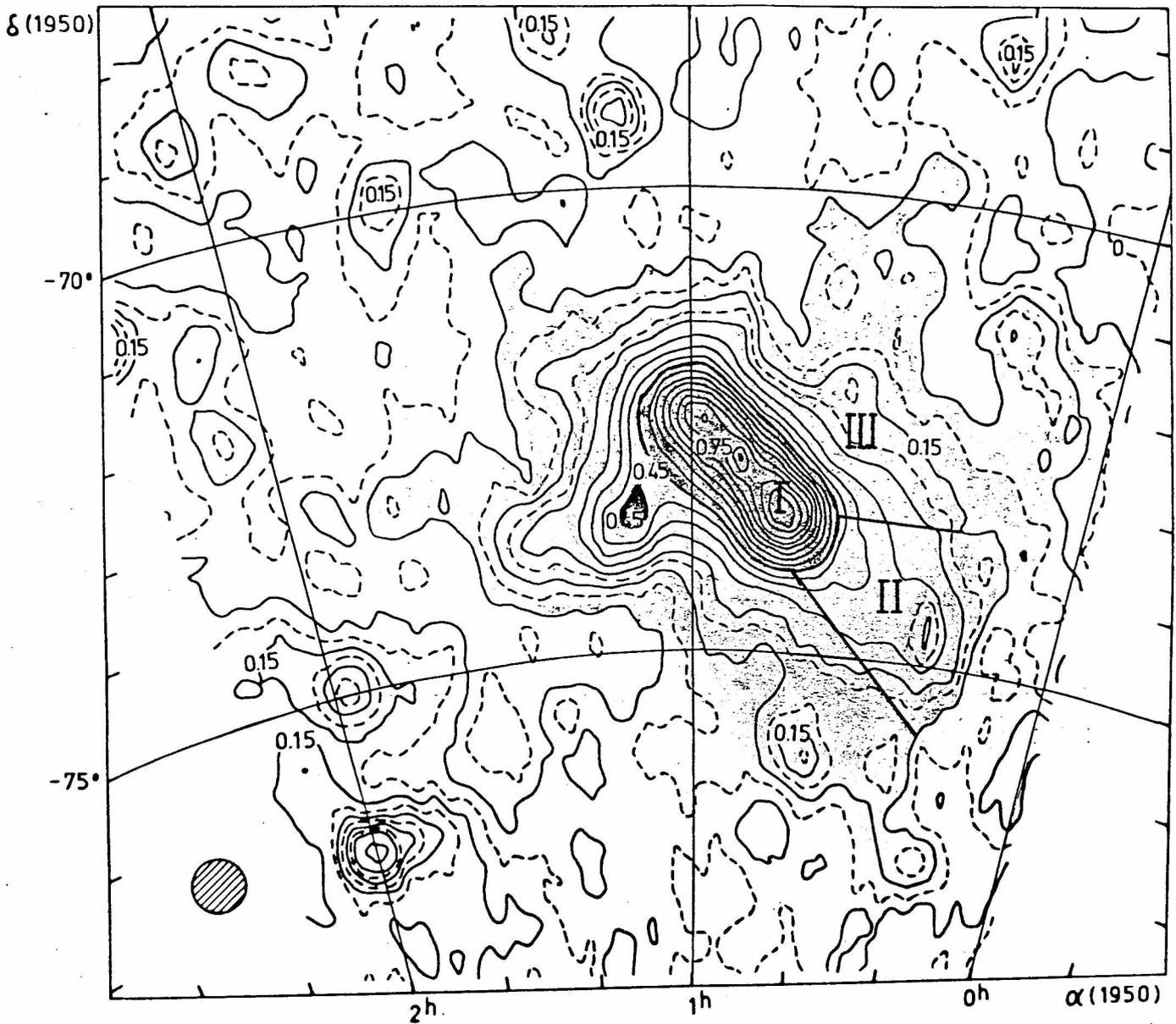


FIG. III.10 - Idem que Fis.III.9, donde se indica la emisión asociada con la NmM, y las tres regiones de distintas características espectrales I, II y III.

El error principal en la determinación de este valor se comete al decidir cual es exactamente la emisión asociada con la Nube y estimar la temperatura del fondo. Este error se estimó en 10 Jy, luego :

$$S_{1415} = 78 \pm 10 \text{ Jy}$$

En los cortes de temperatura en 1415 MHz en función de las coordenadas se puede apreciar la presencia de por lo menos dos componentes, de las cuales una es débil y muy extendida (Fig. III.11), pero los datos no son suficientes como para separar estas componentes en forma unívoca.

La densidad de flujo en 408 MHz fue obtenida en forma similar en base a los datos de Haslam et al. (1982). En una zona equivalente a la considerada para calcular el flujo en 1415 MHz, se tiene :

$$\begin{aligned} S_{408} &= 0.18 \sum_{ij} T_b(l_i, b_j) \text{ Jy} \\ &= 0.18 \times 870 \text{ Jy} \end{aligned}$$

donde se consideró una temperatura de fondo de 24 K. El error de esta determinación, del mismo origen que el de  $S_{1415}$ , se estimó en 25 Jy. Luego:

$$S_{408} = 157 \pm 25 \text{ Jy}$$

La densidad de flujo integrada de la NMM también ha sido medida en 85.5 MHz por Mills (1955), con una resolución de  $50' \times 65'$ . Mills distingue también una componente central, a la que asigna 115 Jy, y una componente extendida y débil que no puede delimitar con precisión. Obtiene un flujo total de la Nube de:

$$S_{85.5} = 370 \pm 100 \text{ Jy}$$

El error en la determinación del flujo total se debe principalmente a la dificultad de distinguir del fondo las extensiones más débiles de la galaxia. Aunque son de baja

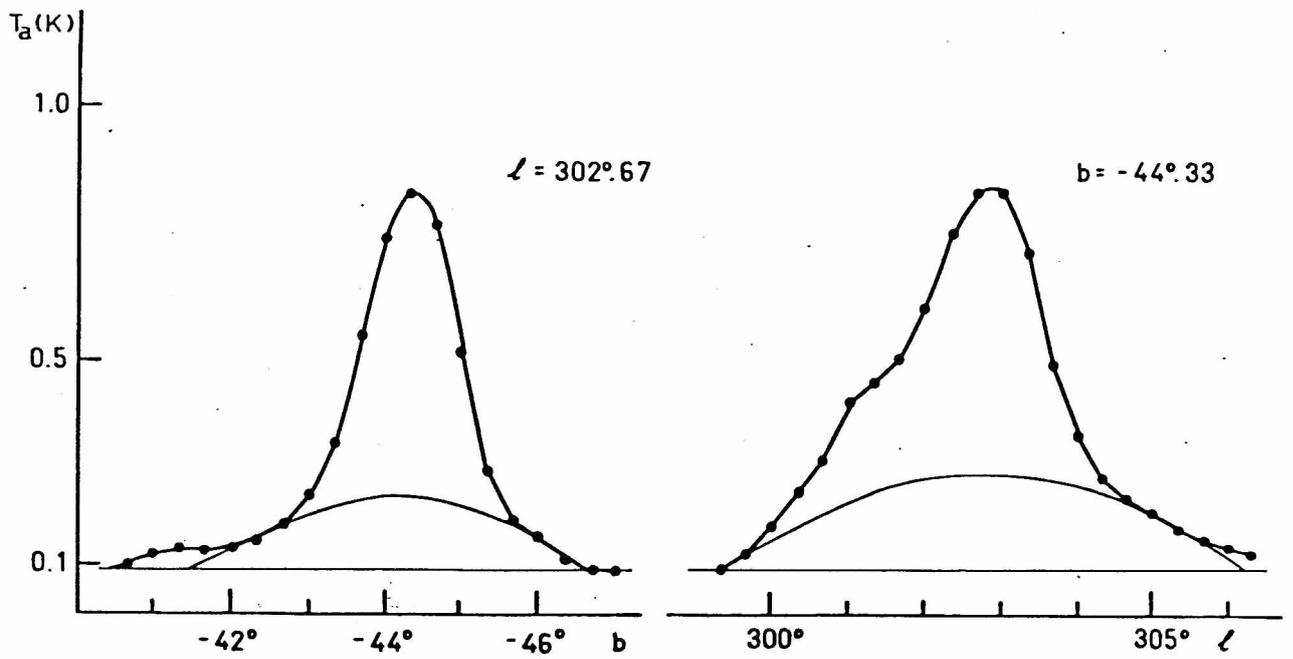


FIG. III.11 - Dos cortes perpendiculares de la distribución de temperaturas del continuo en 1415 MHz de la NmM. Los puntos indican las temperaturas de antena observadas, las líneas finas muestran una posible distribución de temperaturas de la componente tenue y extendida.

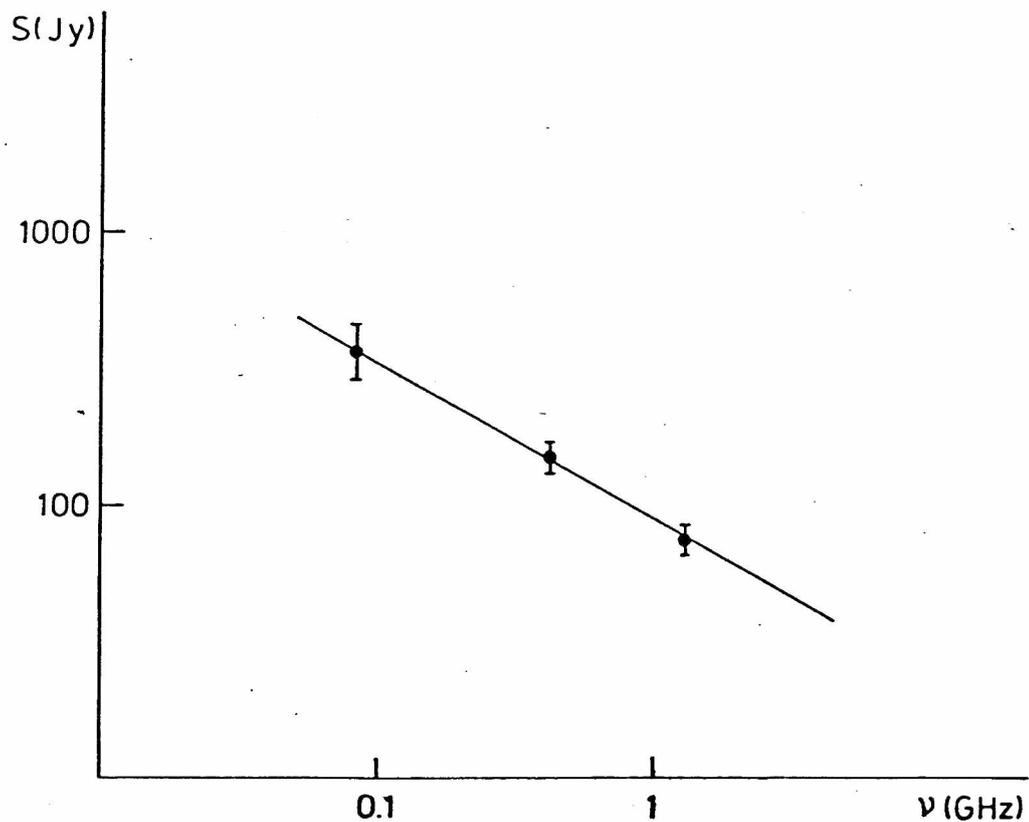


FIG. III.12 - Espectro en el continuo en radio de la NmM. Se indican las densidades de flujo integradas estimadas en base a los datos existentes al presente, y sus barras de error.

intensidad su contribución al flujo total es importante debido a su gran extensión angular.

Un método que suele utilizarse para encontrar el flujo integrado en galaxias es construir la curva  $\log(I)$  versus distancia al centro, y extrapolar esta curva hasta infinito con una recta. Integrando el área bajo esta curva se obtiene el flujo total con muy buena aproximación (Mills, 1955, Gioia et al., 1982). Este método no es adecuado para la NMM porque es una galaxia asimétrica y sin un centro bien definido.

### III.3.b - DETERMINACION DEL INDICE ESPECTRAL

El índice espectral de la emisión en el continuo,  $\alpha$ , definido por la expresión  $S(\nu) \propto \nu^\alpha$ , permite conocer el origen térmico o no térmico de la radiación. Para la NMM hay mediciones del flujo integrado en 3 frecuencias por lo que en principio el índice espectral global puede ser calculado para ese rango de frecuencias.

En la figura III.12 se representan estos valores con sus errores. En galaxias cuyo flujo ha sido medido en varias frecuencias se encuentra que el índice espectral es constante entre aproximadamente 0.5 y 5 GHz (Fig.I.20) (ver sección I.3.b). Si hubiera autoabsorción, en 85.5 MHz la densidad de flujo podría ser algo menor que la que corresponde a un índice constante, pero la diferencia que se observa en otras galaxias

es menor que el error del dato. Se supuso entonces, en primera aproximación, un índice global constante entre 85.5 y 1415 MHz para la NmM. Este índice se estimó ajustando una recta a los datos de la figura III.12; el índice espectral es la pendiente de esta recta:

$$\alpha = \ln \{S(\nu_1)/S(\nu_2)\} / \ln \{\nu_1 / \nu_2\}$$

Se encontró  $\alpha = -0.6 \pm 0.2$

El error en el índice espectral, debido a la indeterminación de los valores de las densidades de flujo, es demasiado grande como para extraer conclusiones, como por ejemplo separar la contribución térmica de la no térmica.

Las incertezas en el valor de de la temperatura del fondo y la dispersión de las temperaturas en 1415 MHz y 408 MHz no permiten el cálculo de la distribución del índice espectral punto a punto. Sin embargo es posible determinar el índice global de una zona mas extendida, con mayor precisión, mediante el método que se describe a continuación.

Dadas dos frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$ , sean  $T_1(l,b)$  y  $T_2(l,b)$  las temperaturas asociadas con la estructura estudiada, en función, por ejemplo, de las coordenadas galácticas  $l,b$ . Si  $f_1$  y  $f_2$  son las temperaturas del fondo, las temperaturas totales observadas serán :

$$T'_1 = T_1 + f_1 \quad (\text{III-2})$$

$$T'_2 = T_2 + f_2$$

La densidad de flujo en cada punto está relacionada con la temperatura:

$$S_1 = c_1 T_1 \quad (\text{III-3})$$

$$S_2 = c_2 T_2$$

Luego, si  $\alpha$  es el índice espectral,

$$\ln \left( \frac{S_1}{S_2} \right) = \alpha \ln \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) = \ln \left( \frac{c_1}{c_2} \right) + \ln \left( \frac{T_1}{T_2} \right)$$

luego,

$$\frac{T_1}{T_2} = \exp \left[ \alpha \ln \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) - \ln \left( \frac{c_1}{c_2} \right) \right] \quad (\text{III-4})$$

Si se busca el índice global de una zona se está suponiendo  $\alpha = \text{cte.}$  en esa zona, luego  $T_1/T_2 = a$ , donde  $a$  es constante.

El principal motivo de error en el cálculo del índice de una zona reside en la dificultad de determinar la temperatura del fondo, es decir, los límites de la zona. Si se supone que el fondo es constante en toda la zona este problema puede obviarse. De (III-2) y (III-3) se deduce que las temperaturas totales observadas  $T'_1$  y  $T'_2$  están relacionadas por:

$$T'_1 = a T'_2 + (f_1 - a f_2) \quad (\text{III-5})$$

Es decir que si el fondo es constante  $T'_1$  y  $T'_2$  están relacionadas por el mismo factor de proporcionalidad,  $a$ , que  $T_1$  y  $T_2$ . Ajustando una recta a los valores de  $T'_1$  versus  $T'_2$  se puede obtener la pendiente  $a$ , luego:

$$\alpha = \left[ \ln \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) \right]^{-1} \left[ \ln a + \ln \left( \frac{c_1}{c_2} \right) \right] \quad (\text{III-6})$$

Para la NmM se cuenta con distribuciones de temperatura en 408 MHz (Haslam et al., 1982) y en 1415 MHz (del presente trabajo), en coordenadas galácticas l,b.

Comparando los mapas en ambas frecuencias se encuentra que sus fondos tienen una pendiente en declinación, y que esta pendiente no es la misma en ambos mapas. Esta diferencia, aunque no modifica la pendiente de  $T_{408}$  vs  $T_{1415}$ , aumenta la

dispersión. Con el fin de disminuir esta dispersión, como sólo interesan los valores relativos, se tomó como referencia el mapa en 1415 MHz, restándose un fondo con una pendiente de 0.5 K/grado en declinación al mapa en 408 MHz. De esta manera la situación es equivalente a la de fondo constante, y puede encontrarse el índice espectral mediante la expresión (III-6).

En la figura III.13 aparecen graficadas las temperaturas totales  $T_{408}$  versus  $T_{1415}$ . Ajustando una recta a estos valores puede obtenerse el índice espectral global mediante la fórmula (III-6). Las constantes  $c_1$  y  $c_2$  dependen de los radiotelescopios utilizados. Las temperaturas en 408 MHz son temperaturas de brillo y las observaciones fueron realizadas con una resolución de AHFM = 0.85, luego, si se supone que el lóbulo principal puede aproximarse por una Gaussiana bidimensional (fórmula 6-172, Kraus, 1966):

$$\Omega' = 1.133 \theta_1 \theta_2 = 2.49 \cdot 10^{-4} \text{ ster}$$

$$c_1 = 2 k \Omega' / \lambda^2 = 1.3 \text{ Jy / K}$$

Kupczak (1983) encuentra que para estos datos la relación de calibración es  $c_1 = 1.5 \text{ Jy / K}$ . La diferencia entre este valor y el obtenido teóricamente puede deberse a discrepancias en los flujos de las fuentes elegidas como calibradoras, o a que el lóbulo principal no sea exactamente Gaussiano. En el presente trabajo se adopta un factor promedio entre estos dos valores:

$$c_1 = ( 1.4 \pm 0.1 ) \text{ Jy / K}$$

Para 1415 MHz la relación entre las temperaturas del mapa y la densidad de flujo es:

$$c_2 = \frac{2 k \Omega'}{\lambda^2} \frac{T_b}{T_a} f_{lb}$$

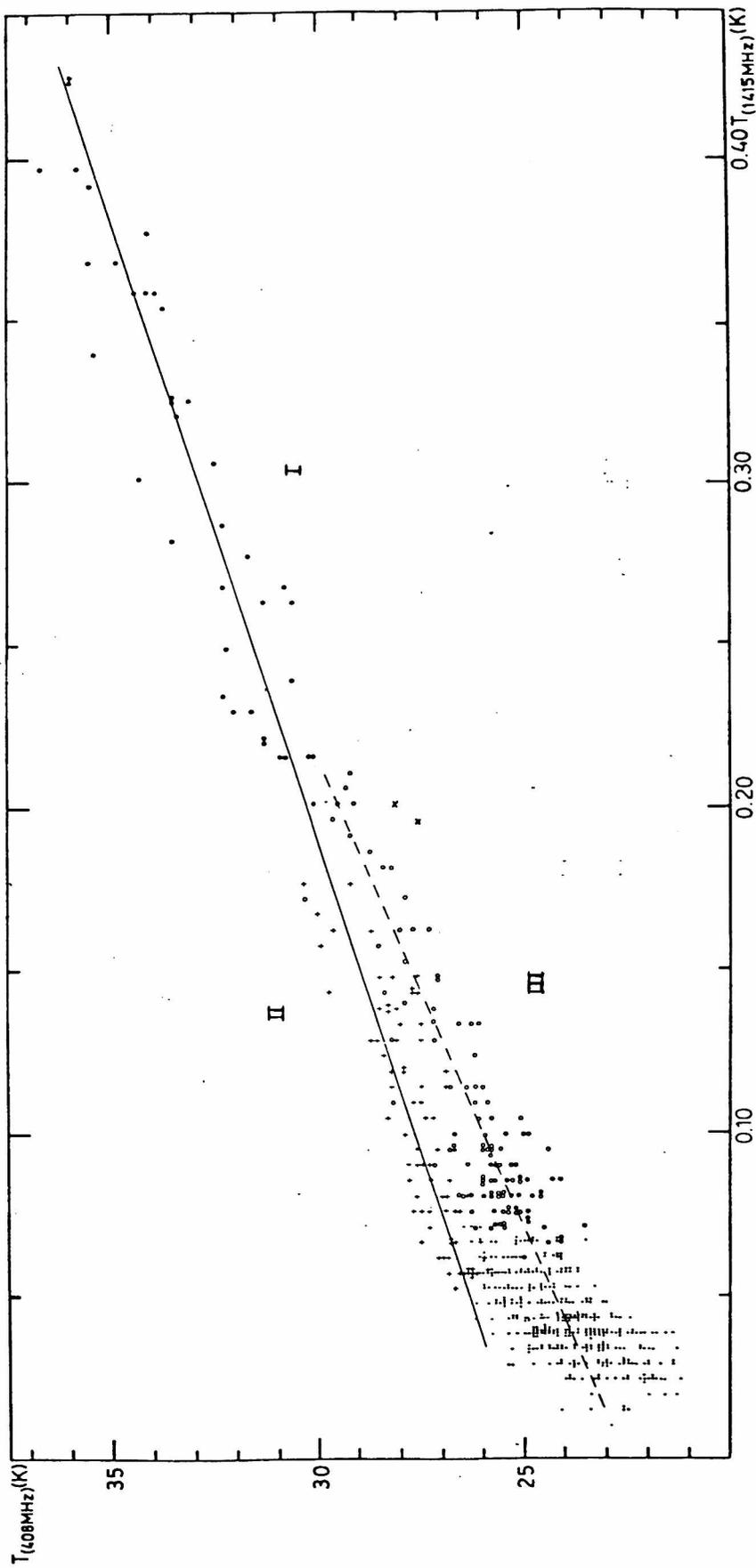


FIG. III.13 - Gráfico de las temperaturas de brillo en 408 MHz versus las temperaturas de antena en 1415 MHz, en una srilla de 20' x 20' cubriendo la NmM. Los datos en 408 MHz son de Haslam et al. (1982), y los de 1415 MHz, del presente trabajo. Se indican con círculos llenos los puntos provenientes de la zona I (Fig.III.10), con cruces los de la zona II y con círculos vacíos los de la zona III. Los puntos provienen de zonas límites entre el fondo y la NmM.

donde  $f_{tb}$  es el factor que surge de la convolución del mapa a la grilla cuadrada en coordenadas galácticas (ver sección III.2.d),  $f_{tb} = 2.28$ .

Para la antena I:  $\Omega' = 1.1 \cdot 10^{-4}$  ster,

luego:  $c_2 = 6.82 \text{ Jy/K} \times 1.22 \times 2.28 = 18.8 \text{ Jy/K}$

El valor de  $T_b/T_a$ , determinado mediante observaciones de fuentes calibradoras, tiene un error de  $\sim 0.03$ , luego:

$$c_2 = (18.8 \pm 0.25) \text{ Jy/K}$$

Reemplazando en (III-6) se obtiene:

$$\begin{aligned} \alpha &= -0.804 [\ln a + \ln (c_1/c_2)] = \\ &= -0.804 \ln a + 2.09 \end{aligned} \quad \text{(III-7)}$$

El error en la determinación de la pendiente,  $a$ , es despreciable comparado con los errores introducidos por  $c_1$  y  $c_2$  en el segundo término de la expresión. El error en este término es de  $\sim 0.07$ . Puede verse que el error en el índice espectral determinado con este método es mucho menor que cuando se determina en base a las densidades de flujo, como se hizo en la sección III.3.a.

Ajustando una recta a los puntos del gráfico  $T_{408}$  vs.  $T_{1415}$  (Fig. III.13) que tuvieron  $T_{1415} \geq 0.06 \text{ K}$  (234 puntos), se obtuvo una pendiente  $a = 31.49$ , con coeficiente de correlación  $r = 0.95$ . Reemplazando en (III-7) se obtuvo:  $\alpha = -0.68 \pm 0.07$ .

La dispersión de los puntos de la figura III.13 se debe en parte a variaciones locales reales del índice espectral. Por ejemplo, los puntos indicados con cruces provienen de la región denominada K1, que es una región HII, lo que explica que sea más térmica que sus alrededores. La resolución espacial no es suficiente como para analizar cuantitativamente las variaciones

locales del índice espectral, sin embargo es posible distinguir tres zonas de características diferentes, indicadas en el mapa (Fig. III.10) y en el gráfico (Fig. III.13) con números romanos.

Una misma recta puede ser ajustada a las zonas I y II. La pendiente que se obtuvo del gráfico es  $a = 26.04$ , con coeficiente de correlación  $\rho = 0.93$ . Luego:  $\alpha = -0.53 \pm 0.07$ .

Para la zona II se obtuvo  $a = 36.64$ , con coeficiente de correlación  $\rho = 0.91$ , luego:  $\alpha = -0.81 \pm 0.07$ .

La zona I es el cuerpo principal de la galaxia. Los puntos de la zona III provienen de la componente tenue detectada en 1415 MHz en el presente trabajo. La zona II es probablemente una extensión del cuerpo principal de la galaxia.

Es posible compatibilizar los valores de las densidades de flujo globales, obtenidos en la sección III.3.a, con el índice espectral global, si se supone que el índice espectral es constante entre 85.5 y 1415 MHz. En este caso se encuentra que:  $\alpha = -0.68$ ,  $S_{85.5} = 470 \text{ Jy}$ ,  $S_{408} = 162 \text{ Jy}$  y  $S_{1415} = 70 \text{ Jy}$ .

En base a estos datos se pueden estimar las densidades totales de flujo de la NMM en 2.7 GHz y 5 GHz:  $S_{2.7} = 45 \text{ Jy}$  y  $S_{5.0} = 30 \text{ Jy}$ . Estimaciones crudas a partir de los mapas de la Nube en 2.7 GHz (Brotan, 1972) y 5 GHz (McGee et al., 1976) dan:  $S_{2.7} \sim 34 \text{ Jy}$  y  $S_{5.0} \sim 34 \text{ Jy}$ . En estas frecuencias aún no ha sido detectada la componente extendida. Luego, dentro de los errores de estos resultados, puede esperarse que con radiotelescopios de mayor sensibilidad que el utilizado por Brotan (1972) todavía pueda detectarse la componente extendida en 2.7 GHz. En 5 GHz esta componente ya no existiría.

### III.3.c - DISTRIBUCION ESPACIAL DE LA EMISION

En el mapa en 1415 MHz de la NmM (Fig.III.9) aparecen algunas radiofuentes extragalácticas y, en la zona SO, aparece emisión asociada con una protuberancia del plano de nuestra Galaxia (ver Fig.I.15).

Tal como se mencionó en la introducción, las galaxias espirales e irregulares presentan tres componentes: núcleo, disco delgado y disco grueso o halo, más o menos destacados según las características de la galaxia. La NmM no presenta una componente nuclear claramente definida. Se destaca el disco delgado, que coincide con las zonas de emisión en óptico (Fig.III.14) y  $H_{\alpha}$  (Figs.III.15 y III.16), y donde se encuentran la mayoría de las estrellas OB, remanentes de supernovas (Fig.III.16), HI (Fig.II.5), etc.. Esto está de acuerdo con el índice espectral encontrado, determinado por la mezcla de emisión térmica proveniente de regiones HII y de emisión no térmica producida por remanentes de supernova, las cuales, según las teorías actualmente aceptadas de formación y muerte de las estrellas, ocurren en general en las mismas zonas de las galaxias. Este disco aparece bien resuelto en los mapas del continuo de mayores frecuencias (Figs. III.2 y III.4). La envolvente tenue o disco grueso, detectada en 408 MHz y 1415 MHz, ya no aparece en el óptico ni en altas frecuencias en radio, lo cual se explica por su índice espectral puramente no térmico. Al igual que en nuestra Galaxia y M51 (Berkhuijsen y Klein, 1983), se encuentra que la distribución del continuo no térmico de la NmM es extendida y se asemeja a la distribución del HI.

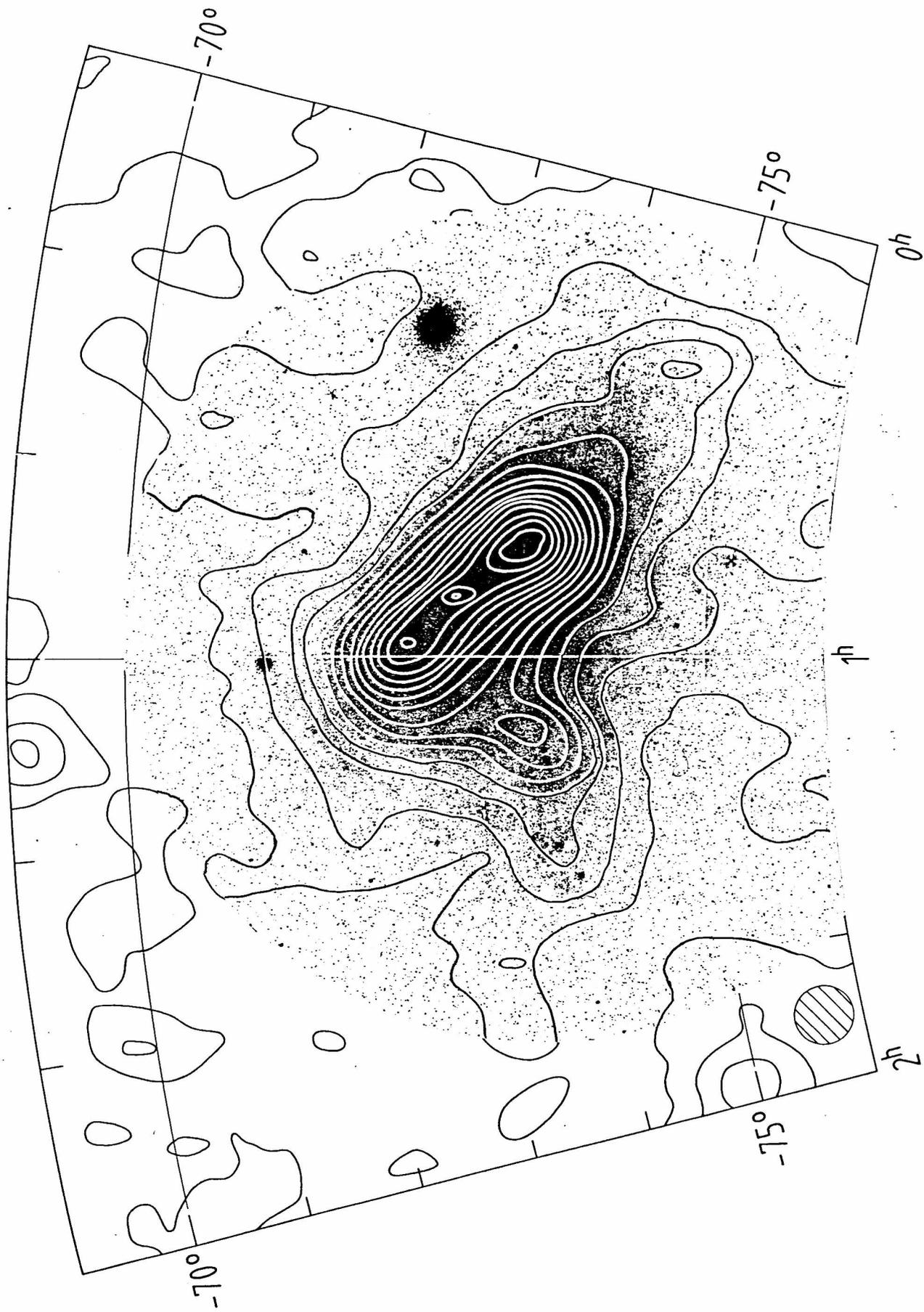


FIG. III.14 - Imagen óptica de la Nmm a la que se le superpusieron algunos contornos del continuo en 1415 MHz.

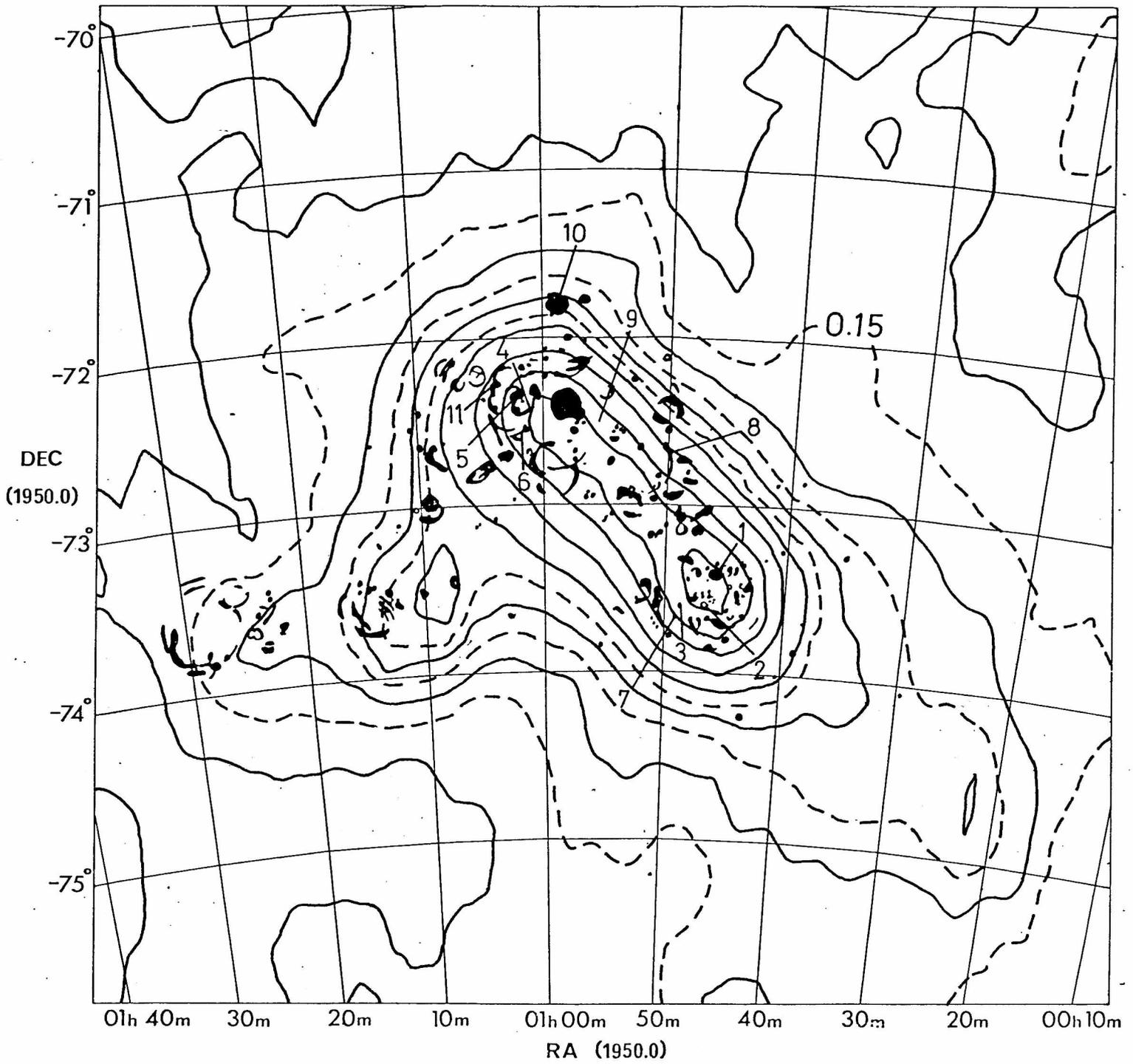


FIG. III.16 - Esquema de las regiones HII de la NmM de Davies et al. (1976), al que se superpuso el mapa del continuo en 1415 MHz del presente trabajo, y donde se señalan con números las supernovas de la NmM conocidas hasta el presente (Mills et al., 1984).

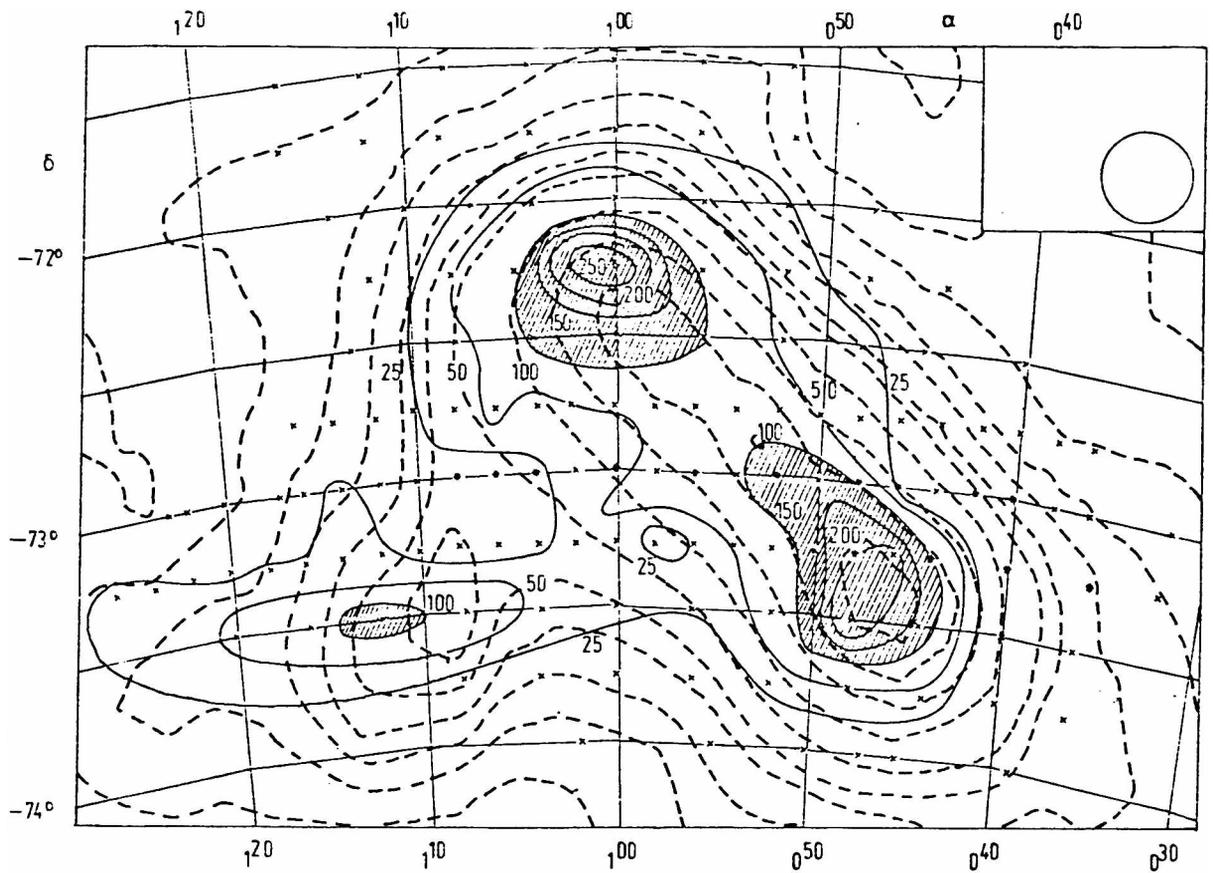


FIG. III.15 - Mapa de distribución del exceso en H<sub>α</sub> de la NmM, en líneas llenas (Schmidt, 1972), al que se superpusieron, en líneas punteadas, algunos contornos del continuo en 1415 MHz. Las isofotas del exceso en H<sub>α</sub> están en unidades de estrellas de 10<sup>m</sup> por grado cuadrado.

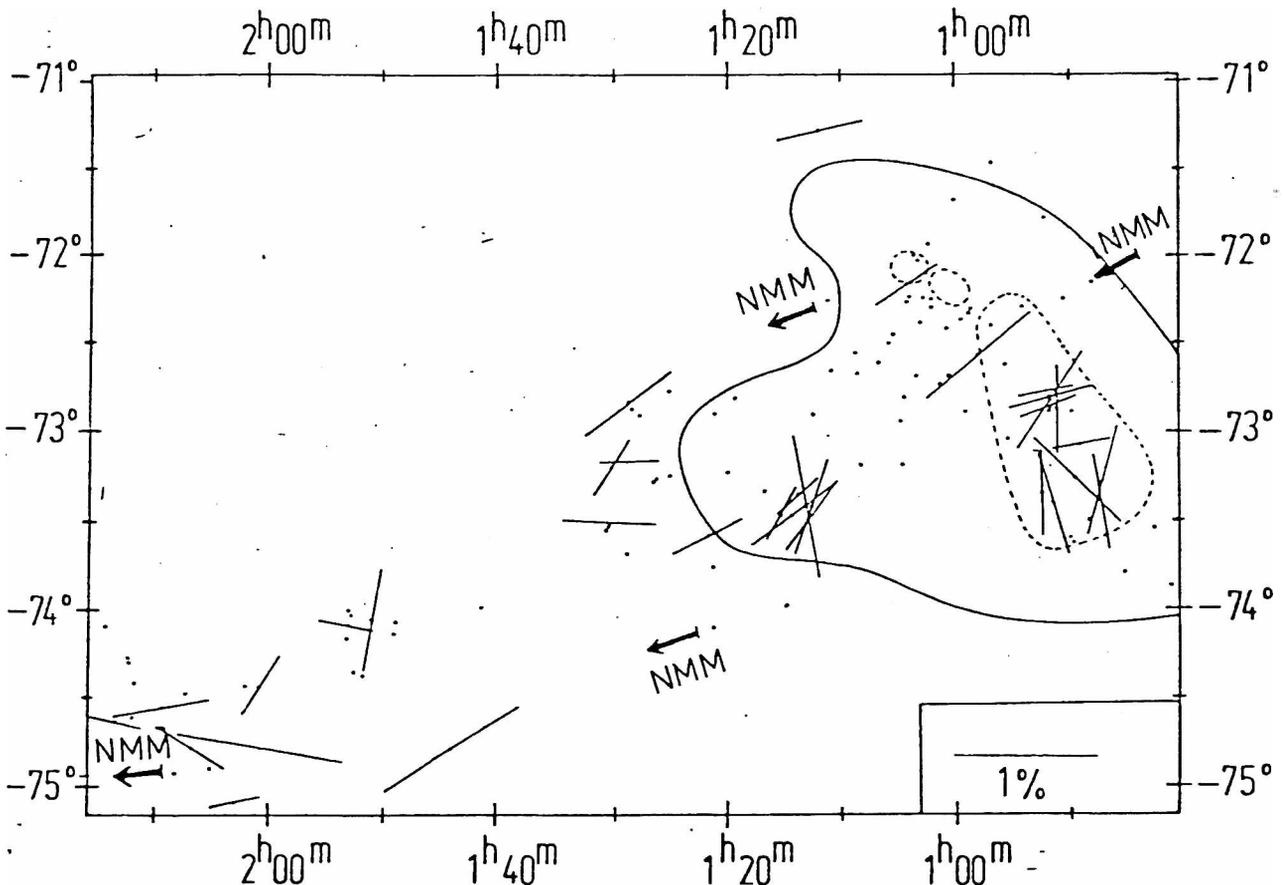


FIG. III.17 - Polarización intrínseca corregida, de estrellas de la NmM. Se indica la dirección de la Nube Mayor (NMM). (Schmidt, 1976).

La zona denominada II en la sección anterior aparece muy tenuemente en el óptico y en los mapas de mayor frecuencia en radio (por ej., Fis.III.2), y también aparece asociada con HI (Fis.II.2.b); luego, es probable que se trate de una extensión del cuerpo principal, donde tanto la emisión térmica como la no térmica son más débiles. Esto sería coherente con la propuesta del capítulo II de que en esta dirección se extiende un brazo de la galaxia. En el mapa aparece además una zona de mayor intensidad en la dirección de K1 y de K1' (definida en la sección II.3.c), donde hay también emisión en  $H_\alpha$  (Fis.III.16), HI (Fis.II.2.b), etc. Hacia el NO se observa una pequeña protuberancia que se destaca en los mapas del continuo en altas frecuencias (Fis.III.4) y de HI (por ej.,  $V=-19$  km/s en Fis.II.2.b), y que no tiene contraparte óptica.

Por medio de cortes similares a los de la figura III.11 se estimaron las dimensiones de la componente interna y de la envolvente, sin tener en cuenta las deformaciones existentes en las direcciones de K1, del Ala y de la protuberancia NO. Para la zona central se encontró un tamaño, deconvolucionado con el haz de la antena, de  $3.1\text{kpc} \times 1.2\text{kpc}$  en las direcciones del eje polar ( $A.P. = 57^\circ$ , sección II.3.b), y perpendicular al eje, respectivamente. Las dimensiones de la envolvente son, en las mismas direcciones,  $7.3\text{kpc} \times 4.7\text{kpc}$ . Luego, el cociente de ejes mayor y menor, sin tomar en cuenta las protuberancias, es menor para la envolvente o disco grueso, que para el disco central (1.5 y 2.3 respectivamente). Al igual que lo que ocurre para galaxias espirales vistas de canto, como NGC 4631, 891, 253, etc. (Klein et al., 1984a; Beck et al., 1979), la envolvente es menos achatada que el disco; el halo óptico alrededor de M104

(Fig.I.17) es casi perfectamente esférico (Beck et al., 1984).

La Nmm se asemeja más, en su índice espectral global,  $\alpha = -0.68$ , a las galaxias espirales normales, para las cuales  $\alpha \sim -0.74$  (Gioia et al., 1982), que a galaxias irregulares azules, cuyo índice es mucho más térmico,  $\alpha \sim -0.4$  (Klein et al., 1982).

Para poder comparar la emisión total en radio de objetos a diferentes distancias se utiliza la potencia o luminosidad en radio:  $P_\nu = S_\nu 4\pi D^2$ . Para la Nmm, con  $D=66\text{kpc}$  (Azzopardi, 1981), se obtuvo:

$$P_{1.4} = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ W Hz}^{-1}$$

Este valor es menor que el encontrado por Hummel (1981) para galaxias espirales, y está en buen acuerdo con la correlación que dicho autor encontró entre magnitud absoluta y potencia en radio.

Con el fin de comparar la potencia de la emisión de distintos tipos de galaxias se define el cociente entre la luminosidad en radio y en óptico. Este cociente, que es además independiente de la distancia, se define como:

$$R_\nu = S_\nu \text{ dex}[(B_o^T - 12.5)/2.5]$$

donde  $B_o^T$  es la magnitud total aparente corregida de la galaxia y  $S_\nu$  es la densidad de flujo en mJy. Para la Nmm  $B_o^T = 2.21$  (de Vaucouleurs et al., 1976), el flujo en 10.7 GHz, obtenido extrapolando los valores observados con un índice espectral de  $-0.68$ , es:  $S_{10.7} = 17.6 \text{ Jy}$ . Esta extrapolación se hizo suponiendo que el índice de la Nmm, tal como ocurre para otras galaxias (ver sección I.3.b), es casi constante hasta 10.7 GHz. Lo que puede afirmarse es que el flujo en 10.7 GHz es menor que el flujo en 5 GHz, el cual fue estimado en 34Jy,

luego  $R_{10.7} < 2.6$ . Este valor es de los más pequeños encontrados en galaxias,  $R_{10.7}$  varía desde  $0.7 \pm 0.5$  en NGC6822 (Klein et al., 1983), que es una galaxia irregular enana, hasta  $264 \pm 47$  en IIZw40 (Klein, 1982), que es una galaxia azul compacta. En esta frecuencia R representa principalmente la emisión térmica y está probablemente asociado con la tasa de formación de estrellas (Klein, 1982). El bajo valor de  $R_{10.7}$  sería entonces coherente con la baja tasa total de formación de estrellas de la NMM (Israel, 1980; Lequeux, 1984).

### III.3.d - ANALISIS DE LAS COMPONENTES TERMICA Y NO TERMICA

#### i) Separación de las componentes térmica y no térmica:

Hasta el presente sólo se ha podido separar la componente de disco de una componente de disco grueso o halo en algunas galaxias vistas de canto o muy inclinadas. En NGC 891 (Allen et al., 1978; Klein et al. 1983) y NGC 4631 (Ekers y Sancisi, 1977; Klein et al., 1984a) se han encontrado envolturas de tipo "disco grueso", de forma elipsoidal, NGC253, en cambio, presenta un halo de tipo esférico (Beck et al., 1979). Se ha encontrado también en estas galaxias que el índice espectral es cada vez más empinado hacia los bordes. Debido a que los errores son también mayores hacia los bordes, por ser cada vez más débiles las intensidades, no ha podido tampoco comprobarse si lo que varía es el índice de la componente no térmica o la

proporción de contribución térmica.

En la sección anterior se encontró que algo similar ocurre con la MmN, el índice espectral vale -0.81 en la envoltura y -0.53 en la parte interna. El hecho de que sea más plano en la parte interna puede deberse a la contribución de emisión térmica exclusivamente o puede deberse en parte a contribución térmica y en parte a una variación del índice no térmico.

Se analizan a continuación dos posibilidades extremas, que el índice no térmico sea constante en toda la galaxia, o que sea variable, con una contribución térmica del 14% en 1415MHz. Esta es la máxima contribución térmica que se encuentra en galaxias espirales (Gioia et al., 1982), y es de esperar que en una galaxia irregular la proporción térmica sea mayor que en las espirales (Fig.I.18) (Klein, 1982).

Si se supone que el índice no térmico es constante en toda la galaxia este tiene que tener el valor mínimo, que es el encontrado en la parte más externa,  $\alpha = -0.81$ . Utilizando los valores  $S_{408} = 162$  Jy y  $S_{1415} = 70$  Jy (sección III.3.b), la proporción térmica en cada frecuencia se obtiene resolviendo el par de ecuaciones:

$$S_{\nu} = c_t \nu^{-0.1} + c_{nt} \nu^{-0.81} \quad (\text{con } \nu = 408 \text{ y } \nu = 1415 \text{ MHz})$$

Se encuentra en este caso que la fracción térmica en 1415 MHz es de 19 Jy, es decir un 27% del total.

Si se supone, en cambio, que la contribución térmica es del orden de la encontrada en galaxias espirales, de un 14% en 1415 MHz, se tiene que  $\alpha = -0.74$  en el disco, decreciendo hasta alcanzar el valor -0.81 en el borde.

La proporción real es probablemente más cercana a la

segunda ya que una proporción térmica de un 27% sería demasiado grande para la NmM, que no es tan diferente de las galaxias espirales en otros aspectos como índice espectral total, color, etc..

ii) Componente térmica - flujo de fotones del continuo de Lyman:

Una forma de corroborar si la proporción térmica de la NmM ha sido correctamente estimada es calcular el flujo de fotones de Lyman que ha sido necesario para ionizar el gas en base a observaciones ópticas y en radio independientemente. La NmM es una de las pocas galaxias donde se han hecho mapas fotométricos en H $\alpha$  (Schmidt, 1972) (Fig. III.15), con los cuales pueden ser comparados los datos en radio del presente trabajo.

De las observaciones en radio puede derivarse el número de fotones del continuo de Lyman absorbido por el gas de la región HII, utilizando la siguiente ecuación (ver sección I.3.b):

$$\frac{L_c}{\text{fot.s}^{-1}} = 7.54 \cdot 10^{46} \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-0.1} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right]^{-0.45} \left[ \frac{S}{J_y} \right] \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]$$

El flujo que produce estas ionizaciones es el asociado con regiones HII, es decir el térmico. No existen para la NmM mediciones de la temperatura electrónica, pero como esta relación no depende fuertemente de ella puede usarse un valor típico. En la región 30 Dor de la Nube Mayor de Masallanes, en base a la observación de la línea de recombinación H166 $\alpha$ , se determinó una temperatura electrónica de (8700 $\pm$ 1000)K

(Cersosimo y Loiseau, 1984). Para regiones HII de nuestra galaxia un valor típico es de 8000K (Spitzer, 1978). Se adoptó entonces para este cálculo un valor de 8000K.

En los casos analizados en la sección anterior, si el flujo térmico de la NmM es el 14% del total,  $S_t = 9.8 \text{ Jy}$ , luego  $L_c = 3.6 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$ . Si el flujo térmico es el 30% del total,  $L_c = 7.8 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$ .

Ópticamente, el flujo de fotones del continuo de Lyman absorbido por el gas en la NmM, fue estimado por Lequeux (1984), integrando el mapa en  $H\alpha$  de Schmidt (1972), corrigiendo por absorción con un exceso de color  $E(B-V) = 0.08$  (ver por ejemplo Nandy, 1984), adoptando una distancia de 70 Kpc. Corrigiendo el valor obtenido por Lequeux (1984) por la diferente distancia adoptada ( $D=66\text{kpc}$ ), se obtiene  $L_c = 4.1 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$ .

Este valor sería el obtenido a través de los datos en 1415MHz si la componente térmica es un 16% del total. Esto refuerza la conclusión de la sección anterior de que la proporción térmica es muy poco superior a la de galaxias espirales, confirmando que el índice no térmico no es constante, sino que es más empinado hacia los bordes de la galaxia.

Mezser (1978) estudiando estrellas O y regiones HII de nuestra galaxia concluye que alrededor del 15% de los fotones del continuo de Lyman producidos escapan de las regiones HII, y que alrededor del 30% es absorbido por helio o granos de polvo; luego el 45% del total de fotones del continuo de Lyman no es aprovechado en la ionización. Puede estimarse entonces que el n° de estos fotones emitidos por las estrellas de la NmM es:

$$L'_c = 1.5 \cdot 4.1 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1} = 6.1 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$$

Es posible estimar el n° de estrellas de un tipo promedio entre O4 y B1 necesario para producir esta ionización, en base a los parámetros de excitación para los distintos tipos de estrellas calculados por Churchwell y Walmsley (1973). Se encuentra que para producir este número de fotones son necesarias unas 1900 estrellas de tipo O4→B1.

En el estudio más completo hasta el presente de la población estelar de la NMM (Azzopardi, 1981) se catalogan 470 estrellas supersisantes, 8 Wolf-Rayet, y 70 estrellas O-B no supersisantes. De las supersisantes el 62%, es decir 291 estrellas, son de tipo O→B2. Se concluye que han sido descubiertas menos del 30% de las estrellas que, de acuerdo con la ionización observada, deben existir en la NMM.

### iii) Componente no térmica - campo magnético

Utilizando la densidad de flujo no térmico  $S_{nt}$ , es posible estimar la componente perpendicular a la visual de la intensidad del campo magnético  $B_{\perp}$ , mediante la expresión (ver sección I.3.b):

$$I_{\nu} = c_5(\mathcal{T}) N_0 \cdot B_{\perp}^{1-\alpha} \left( \frac{\nu}{2c_1} \right)^{\alpha}$$

con  $c_1 = 6.3 \cdot 10^{18}$  y  $c_5 = 9.1 \cdot 10^{-24}$  en unidades cgs.

Si se considera, de acuerdo con los resultados de la sección anterior, una fracción térmica de un 16% en 1415 MHz,  $S_{nt} = 59 \text{ Jy}$ . El ángulo sólido de la envolvente donde ha sido detectada emisión sincrotrónica, sin considerar las protuberancias (K1, A1a, etc.), es:  $\Omega = 1.133 \theta_1 \theta_2$ , donde

$\theta_1$  y  $\theta_2$  son los anchos a potencia mitad del elipsoide,  $\theta_1 = 4.7^\circ$  y  $\theta_2 = 3.1^\circ$ . Luego  $\Omega = 5.0 \cdot 10^{-3}$  ster. La intensidad es entonces:

$$I_{1.4} = 1.17 \cdot 10^4 \text{ Jy ster} = 1.17 \cdot 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ ster}^{-1} \text{ s}^{-2}$$

Suponiendo que el disco de la galaxia es circular,  $l = 4.7^\circ = 5.7 \text{ kpc} = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}$ . Adoptando un  $\alpha_{nt}$  medio entre el central,  $-0.74$  y el externo,  $-0.81$ ,  $\alpha_{nt} = -0.77$ , y una densidad de  $e^-$  por unidad de energía de los rayos cósmicos igual a la medida en 1 erg en los alrededores del Sol ( $N_0 = 5 \cdot 10^{-17} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ ). Se obtiene:

$$B_{\downarrow} = (4.7 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ G}$$

El gas caliente del halo, los rayos cósmicos, y los campos magnéticos están acoplados; se espera entonces que si el sistema es estacionario haya equipartición de la energía entre el movimiento caótico del fluido y el campo magnético que este movimiento genera (Parker, 1970):  $\langle B^2/8\pi \rangle \sim \langle N v^2/2 \rangle$

El valor  $B_{\downarrow}$  encontrado en la NmM satisfaría esta condición ya que es muy similar al de los alrededores del sol de  $\sim 4 \mu\text{G}$ , habiéndose adoptado la misma densidad de electrones,  $N_0$ .

Hasta el presente en muy pocas galaxias se ha podido medir un campo magnético. En la Tabla III-2 se presentan valores recopilados por Beck (1983) a los que se agregan datos recientes de otras galaxias, y los datos de la NmM del presente trabajo. La magnitud absoluta fue obtenida a partir de la magnitud aparente corregida, dada por de Vaucouleurs et al. (1976),  $B_0^T = 2.21$ . Utilizando una distancia de 66 kpc se obtuvo  $M_B = -16.9$ . La clase de luminosidad depende, para cada tipo de galaxia, de la magnitud absoluta (van den Bergh, 1960). Para la NmM, la clase de luminosidad es IV.

Beck (1983), postula que hay una correlación entre la

clase de luminosidad y el campo magnético total de las galaxias. Las galaxias con brazos brillantes y masivos (clase I), tienen campos magnéticos intensos. Esto puede justificarse si el campo magnético está relacionado con la formación de estrellas. En la teoría de propagación estocástica, por ejemplo, las líneas del campo dan una dirección preferencial para la propagación de la formación de estrellas (Seiden y Gerola, 1982).

Si esta correlación fuera real la NmM tendría un  $B_t$  más intenso que el que corresponde a su clase de luminosidad. Una explicación de este hecho es que el campo medido a través de la emisión en el continuo no sería sólo el campo local de la NmM, sino también el campo magnético pan-masallánico propuesto por Schmidt (1976). Observaciones de polarización óptica (Fig.III.17) llevaron a Schmidt a la conclusión de que dentro de las Nubes no hay un campo regular que muestre estructura espiral o simetría. Existe en cambio un campo magnético de gran escala que, aunque con irregularidades locales, conecta las dos Nubes de Masallanes.

De acuerdo con estimaciones de de Boer (1984), el número de remanentes de supernova por unidad de volumen de la NmM es suficiente como para producir un halo de gas caliente. El flujo no térmico observado en radio estaría entonces asociado a electrones relativistas eyectados por la NmM, frenados en el campo magnético local de la NmM y global del Sistema Masallánico.

Tabla III.2 - Campos magnéticos en galaxias

Galaxia	Tipo	$\lambda$ (cm)	Distancia (Mpc)	$M_B$	$\langle B \rangle$ ( $\mu G$ )	Referencia
Via Láctea	Sbc II	21 - 73		-20.1	$\sim 4$	Spoelstra y Brouw (en prep.)
M31	Sb I-II	11	0.7	-21.6	$4 \pm 1$	Beck et al. (1980)
NGC 253	Sc (P)	2.8	2.5	-20.72	$\sim 13$	Klein et al. (1983)
M33	Scd II-III	11	0.7	-19.07	$3 \pm 1$	Beck, Berkhuijsen y Wielebinski (no publ.)
M81	Sab I-II	6.3	3.2	-20.75	$8 \pm 3$	Beck y Klein (en prep.)
M51	Sbc I	6.0	9	-21.6	$\sim 10$	Sesalovitz et al. (1976)
..	..	2.0	9.7	-21.3	$11 \pm 3$	Klein et al. (1984b)
NGC 6946	Scd I	2.8	7	-20.30	$12 \pm 4$	Klein et al. (1982)
IC 342	Scd I-II	6.3	4.5	-21.4	$7 \pm 2$	Grève y Beck (en prep.)
NmM	SBm IV	21	0.066	-16.9	$5 \pm 1$	presente trabajo

### III.4 - CONCLUSIONES

Se obtuvieron datos de alta sensibilidad, en 1415 MHz, de la NmM. En base a estos datos se dedujeron los siguientes resultados:

i) Se detectó en 1415 MHz la envolvente extendida que aparecía en mapas obtenidos a menores frecuencias. El tamaño de esta componente, de forma elipsoidal, es de  $7.3 \times 4.7$  kpc, mientras que el del cuerpo central de la galaxia es de  $3.1 \times 1.2$  kpc. La componente extendida o halo, al igual que en otras galaxias vistas de canto, es menos achatada que la componente de disco delgado. La NmM no presenta un núcleo claramente definido, la parte más prominente se encuentra en la zona SO del cuerpo central y podría estar asociada con la barra descrita en el capítulo II.

ii) La potencia total de la NmM en 1415 MHz obtenida es:  $P_{1.4} = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ W Hz}^{-1}$ , menor que la encontrada en galaxias espirales por Hummel (1981), en buen acuerdo con la relación entre potencia en radio y magnitud absoluta encontrada por dicho autor. La relación entre las potencias en el continuo en radio de los discos delgado y grueso de las galaxias aún no ha podido ser determinada, en la NmM la potencia del disco grueso en 1415 MHz sería del orden del 50% de la potencia total.

iii) Se estimaron el índice espectral total de la Nube  $\alpha = -0.68 \pm 0.07$ , y los índices de los discos delgado y grueso:

$\alpha = -0.53 \pm 0.07$  y  $\alpha = -0.81 \pm 0.07$ , respectivamente. Se encuentra que el índice espectral global es similar al de galaxias espirales normales, difiriendo del de otras galaxias irregulares como las azules compactas, cuyo índice es más térmico.

Extrapolando las densidades de flujo conocidas hasta 2.8cm (10.7 GHz), mediante el índice  $\alpha = -0.68$ , se obtuvo el cociente entre las luminosidades en radio y en óptico:  $R_{10.7} < 2.6$ . Este cociente, de los más pequeños encontrados en galaxias, indica una baja tasa total de formación de estrellas, en coincidencia con los resultados encontrados por Israel (1980) y por Lequeux (1984).

iv) Fueron estimadas las densidades de flujo térmico y no térmico en base a la suposición de que el índice no térmico no es constante sino que va aumentando su valor absoluto hacia los bordes de la galaxia, y que la proporción térmica es similar a la que se encuentra en galaxias espirales, menor que el 14% en 1.4 GHz. Se encuentra que el índice no térmico sería  $\alpha_{nt} = -0.74$  en la parte central de la Nube aumentando hasta  $-0.81$  en la parte externa.

v) En base a la densidad de flujo térmico se calculó el flujo de fotones del continuo de Lyman necesario para ionizar el gas:  $L_c = 3.6 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$ . Este número es coincidente con el encontrado por Lequeux (1984), en base a datos ópticos de la línea  $H_\alpha$  de Schmidt (1972),  $L_c = 4.1 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$  (para  $D=66\text{kpc}$ ). Se concluye entonces que la fracción térmica de la densidad de flujo en 1415 MHz ha sido correctamente estimada.

vi) El flujo de fotones del continuo de Lyman emitidos por las estrellas ionizantes se calculó a partir del flujo que fue necesario para ionizar el gas, corrigiendo por absorción interna de las regiones HII,  $L'_c = 6.1 \cdot 10^{51} \text{ s}^{-1}$ . El número de estrellas necesario para producir este flujo es de alrededor de 1900 estrellas O4→B2, tres veces mayor que el número de estrellas OB identificadas hasta el presente en la NMM (Azzopardi, 1981).

vii) A partir de la densidad de flujo no térmico se estimó la componente perpendicular a la visual de la intensidad media del campo magnético de la NMM,  $\langle B_t \rangle = (5 \pm 1) \mu\text{G}$ . La escasa información existente hasta el presente sobre campos magnéticos en galaxias indicaría la existencia de una correlación entre la intensidad del campo magnético y la clase de luminosidad de las galaxias (Reck, 1983). En este caso el campo magnético de la NMM (Irr IV) sería demasiado intenso para su clase. Una posible explicación de este hecho es que el campo magnético detectado no sea sólo el campo local de la NMM sino también un campo global del sistema masallánico, el cual coincidiría con el propuesto por Schmidt (1976) en base a observaciones de polarización óptica.

**CAPITULO IV**

**CONCLUSIONES**

#### IV - CONCLUSIONES

El estudio de los perfiles de la línea de 21 cm de la Nube Menor de Masallanes condujo al cálculo de algunos parámetros de esta galaxia, como la masa de hidrógeno, la velocidad de rotación, la inclinación, y a otros resultados que se sumarizan en la sección II.4.

El principal aporte de este estudio del HI es, quizás, la compatibilización del modelo propuesto por de Vaucouleurs y Freeman (1972, dVF), en base al estudio de la distribución de la emisión en el óptico, con la complicada cinemática encontrada tanto en 21 cm como en estrellas supersigantes y regiones HII. La distribución de la emisión en el óptico es sólo, descontando el problema de la absorción, una proyección de la estructura sobre el plano tangente. En base a esta distribución y a datos de distancias de estrellas, Dubois (1980) y Azzopardi (1981), adoptaron los rasgos principales del modelo de dVF, aunque disintiendo con respecto a la orientación de la barra y los brazos.

A este tipo de modelos se contraponen las propuestas de Maurice (1979) y Mathewson (1984), quienes, dado que las velocidades no son compatibles con movimientos de rotación pura, y que la galaxia tiene una gran extensión a lo largo de la visual, proponen que se trata no de una sola galaxia sino de dos complejos, uno acercándose y otro alejándose. En el presente trabajo se muestra que una interpretación menos artificial es posible. Se propone una estructura del tipo de la de dVF, donde el campo de velocidades puede explicarse como la

superposición de las velocidades de rotación y velocidades peculiares en la barra y en los brazos embrionarios. Estas velocidades peculiares han sido observadas en otras galaxias barreadas. La existencia de las protuberancias en la dirección del puente y de la Corriente de Masallanes son compatibles con el modelo de Murai y Fujimoto (1980), quienes proponen que las Nubes orbitan alrededor de nuestra galaxia, acercándose periódicamente entre ellas. El último encuentro se habría producido hace  $2 \times 10^8$  años y, como consecuencia del mismo, se habría desprendido de la NMM el gas que forma el puente y la Corriente de Masallanes.

Los datos de alta sensibilidad del continuo en 1415 MHz de la NMM permitieron obtener los resultados resumidos en la sección III.4. Estos datos permitieron confirmar la existencia de una envolvente o halo que había sido detectada previamente en 408 MHz (Haslam et al., 1982). Se encontró que el índice espectral de esta componente es:  $\alpha = -0.81 \pm 0.07$ , más empinado que el de la parte central o disco:  $\alpha = -0.53 \pm 0.07$ . Se estimaron las proporciones térmica y no térmica de la emisión en el continuo de la Nube. La densidad de flujo térmico fue relacionada con datos de gas ionizado y de estrellas ionizantes. A partir de la densidad de flujo no térmico se estimó la densidad media del campo magnético de la NMM, comparándola con resultados de polarización en el óptico (Schmidt, 1976).

La prosecución del estudio de las Nubes de Masallanes no necesita ser recomendada ya que se halla en este momento en su apogeo. Los resultados de observaciones en el infrarrojo, con

el satélite IRAS, serán importantes para confirmar el contenido aparentemente muy bajo de polvo de la NMM, la tasa de formación de estrellas y las zonas donde esta formación ocurre actualmente. Los datos de rayos X, combinados con observaciones ópticas y en radio, están proveyendo información sobre supernovas que cambiarían las teorías sobre su evolución aceptadas actualmente. Observaciones de CO que se están realizando en Chile (Rubio et al., 1984) proveerán nueva información sobre la composición y cinemática de la NMM.

Con respecto a la estructura y cinemática de la NMM propuestas en el presente trabajo sería necesaria una mayor cantidad de datos para poder confirmarlas. Serían importantes en particular mediciones de velocidades de objetos de población I, como estrellas supersigantes y regiones HII, fuera del cuerpo principal, en particular en la región K2 y en el extremo Suroeste. A este respecto pueden contribuir las mediciones de velocidades de la línea  $H_{\alpha}$  que están realizando Carranza y Torres (1984) con un interferómetro Fabry-Perot. Sería fundamental además contar con mediciones precisas de distancias, para lo cual es necesario contar con instrumentos muy sensibles, y con sistemas de calibración mas exactos que los actuales. También serán importantes los progresos de los modelos de interacción entre galaxias, a lo cual, recíprocamente, el conocimiento de la estructura y cinemática del Sistema Masallánico puede contribuir.

En el continuo en 1415 MHz el sistema de adquisición y reducción de datos desarrollado para el presente trabajo está siendo aplicado actualmente, en el IAR, al estudio de otros

objetos. Con respecto al continuo de la NMM los índices espectrales y la existencia del halo podrán ser confirmados cuando se analicen datos obtenidos recientemente en Sudáfrica, en 2.3 GHz. El próximo avance de importancia sería el estudio de la polarización en radio, y la discriminación de la polarización intrínseca del Sistema Masallénico, de la polarización local de nuestra Galaxia, ya que en los datos de polarización óptica existentes, esta separación no es suficientemente segura. A este fin pueden contribuir los resultados del relevamiento de las dos polarizaciones del continuo en 1415 MHz del Hemisferio Sur, que se realizará en el IAR en el año 1985.

*Mora Roizen*

## REFERENCIAS

- ALLEN, R. J., BALDWIN, J. E., SANCISI, R.: 1978, *Astron. Astrophys.* 62, 397.
- ALTENHOFF, W., MEZGER, F. G., WENDKER, H., WESTERHOUT, G.: 1960, *Veröff. Sternwarte Bonn*, No. 59, 48.
- ARDEBERG, A., MAURICE, E.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 30, 261.
- ARDEBERG, A., MAURICE, E.: 1979, *Astron. Astrophys.* 77, 277.
- AZZOPARDI, M., VIGNEAU, J.: 1982, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 50, 291.
- AZZOPARDI, M.: 1981, Tesis, Toulouse.
- BAJAJA, E., LOISEAU, N.: 1982, en "La Structure du Petit Nuage de Magellan", *Comptes Rendus* 4, p. 16.
- BAJAJA, E., LOISEAU, N.: 1982, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 48, 71.
- BAJAJA, E., CAPPÀ, C. E., CERSOSIMO, J. C., LOISEAU, N., MARTIN, M. C., MORRAS, R., OLANO, C. A., POPPEL, W. G. L.: 1984, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* (en prensa).
- BALKOWSKI, C.: 1973, *Astron. Astrophys.* 29, 43.
- BECK, R.: 1982, *Astron. Astrophys.* 106, 121.
- BECK, R.: 1983, "Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies", ed. E. Athanassoula, Reidel Pub. Co., Dordrecht, p. 159.
- BECK, R., BIERMANN, P., EMERSON, D. T., WIELEBINSKI, R.: 1979, *Astron. Astrophys.* 77, 25.
- BECK, R., BERKHUIJSEN, E. M., WIELEBINSKI, R.: 1980, *Nature* 283, 272.

- BECK, R., HUTSCHENREITER, W., WIELEBINSKI, R.: 1982, *Astron. Astrophys.* 106, 112.
- BECK, R., DETTMAR, R. J., WIELEBINSKI, R., LOISEAU, N., MARTIN, M. C., SCHNUR, G. F. O.: 1984, *The ESO Messenger* No. 36, 29.
- BERKHUIJSEN, E. M.: 1972, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 5, 263.
- BERKHUIJSEN, E. M., KLEIN, U.: 1983, *IAU Symp. No. 106*, (en prensa).
- BRACEWELL, R. N.: 1956, *Austr. J. Phys.* 9, 297.
- BRACEWELL, R. N., ROBERTS, J. A.: 1954, *Austr. J. Phys.* 7, 615.
- BROSCHÉ, P.: 1971, *Astron. Astrophys.* 13, 293.
- BROTEN, N. W.: 1972, *Austr. J. Phys.* 25, 599.
- BRUCK, M. T.: 1975, *Mon. Not. Roy. astr. Soc.* 173, 327.
- BURBRIDGE, E. M., BURBRIDGE, G. R.: 1975, "Star and Stellar Systems" vol. IX, Univ. of Chicago Press, p. 81.
- BURGESS, A.: 1958, *Mon. Not. R. astr. Soc.* 118, 477.
- BUSCOMBE, W., KENNEDY, P. M.: 1962, *J. Roy. Astr. Soc. Canadá* 56, 113.
- CAMERON, M. J.: 1971, *Mon. Not. R. astr. Soc.* 152, 439.
- CARRANZA, G. J., TORRES, G.: 1984, "IV Reunión Regional Latinoamericana de la UAI - Nov. 1984" (en prensa).
- CERSOSIMO, J. C., LOISEAU, N.: 1980, *Informe Interno - IAR*, No. 12.
- CERSOSIMO, J. C., LOISEAU, N.: 1984, *Astron. Astrophys.* 113, 93.
- CHRISTIANSEN, J., JEFFERYS, W. H.: 1976, *Astrophys. J.* 205, 52.
- CHURCHWELL, E., WALMSLEY, C. M.: 1973, *Astron. Astrophys.* 23, 117.
- COLIN, J., ATHANASSOULA, E.: 1983, *IAU Symp. No. 100 'Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies'* (ed. E. Athanassoula), 239.
- COLOMB, F. R., GIACANI, E. B., LOISEAU, N., MARTIN, M. C., QUINIENTO,

- Z., SAHADE, J., TESTORI, J.C.: 1984, Rev. Mex. Astron. Astrof. (en prensa).
- DAVIES, R.O., ELLIOTT, K.H., MEABURN, J.: 1976, Mem. R. astr. Soc. 81, 89.
- DE BOER, K.S.: 1984, IAU Symp. No. 108 "Structure and Evolution of the Magellanic Clouds", eds. S. van den Bergh & K.S. de Boer, 375.
- DE BOER, K.S., SAVAGE, B.D.: 1980, Astrophys. J., 238, 86.
- DE VAUCOULEURS, G.: 1955, Astron. J., 60, 219.
- DE VAUCOULEURS, G.: 1961, Astrophys. J., 133, 405.
- DE VAUCOULEURS, G., FREEMAN, K.C.: 1972, Vistas in Astron. 14, 163.
- DE VAUCOULEURS, G., de VAUCOULEURS, A.: 1963, Astrophys. J., 137, 363.
- DE VAUCOULEURS, G., de VAUCOULEURS, A., CORWIN, H.G., Jr.: 1976, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, Austin & Londres.
- DE VAUCOULEURS, G., de VAUCOULEURS, A., FREEMAN, K.C.: 1968, Mon. Not. Roy. astr. Soc. 139, 425.
- DICKEL, J.R.: 1976, en "Methods of Experimental Physics", vol. 12C (ed. M.L. Meeks, Academic Press, New York), p. 16.
- DUBOIS, P.: 1975, Astron. Astrophys. 40, 227.
- DUBOIS, P.: 1980, Tesis, Strasbourg.
- ECKERS, R.D., SANCISI, R.: 1977, Astron. Astrophys. 54, 973.
- ELSASSER, H.: 1959, Zeit. f. Astrophys. 41, 1.
- FEAST, M.W.: 1968, Mon. Not. Roy. astr. Soc. 140, 345.
- FEAST, M.W.: 1970, Mon. Not. Roy. astr. Soc. 149, 291.
- FEAST, M.W., THACKERAY, A.D., WESSELINK, A.J.: 1960, Mon. Not. Roy.

- astr.Soc. 122, 433.
- FEITZINGER, J.V.: 1983, IAU Symp.No.100 "Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies", (ed. E.Athanassoula), p.241.
- FEITZINGER, J.V., GLASSGOLD, A.F., GEROLA, H., SEIDEN, P.: 1981, Astron.Astrophys 98, 371.
- FELTEN, J.E.: 1968, Astrophys.J. 151, 861.
- FILLOY, E.M.: 1981, Bol.Asoc.Arg. de Astr. No.20-24, 115.
- FLORSH, A.: 1972, Tesis, Strasbourg.
- FLORSH, A., MARCOUT, J., FLECK, E.: 1981, Astron.Astrophys. 96, 158.
- FREEMAN, K.C.: 1975, "Star and Stellar Systems" vol.IX, Univ. of Chicago Press, p.409.
- FREEMAN, K.C.: 1984, IAU Symp.No.108 "Structure and Evolution of the Magellanic Clouds"(eds. S. van den Bergh & K.S.de Boer), 107.
- FUJIMOTO, M., MURAI, T.: 1984, IAU Symp.No.108 "Structure and Evolution of the Magellanic Clouds"(eds. S. van den Bergh & K.S.de Boer), 115.
- GARCIA-MUNOZ, M., MASON, G.M., SIMPSON, J.A.: 1977, Astrophys.J. 217, 859.
- GIACANI, E.B., TESTORI, J.C.: Informe Interno - IAR, No.40.
- GIOIA, I.M., GREGORINI, L., KLEIN, U.: 1982, Astron.Astrophys. 116, 164.
- HARRIS, B.J., KRAUS, J.D.: 1970, Nature 227, 785.
- HARWIT, M.: 1973, "Astrophysical Concepts", Wiley, New York.
- HASLAM, C.G.T., KEARSEY, S., OSBORNE, J.L., PHILLIPPS, S., STOFFEL, H.: 1981, Nature 289, No.5797, 470.
- HASLAM, C.G.T., SALTER, C.J., STOFFEL, H, WILSON, W.E.: 1982, Astron.Astrophys.Suppl.Ser. 47, 1.
- HEIDMANN, J., HEIDMANN, N., DE VAUCOULEURS, G.: 1972, Mem.R.Astr.

- Soc. 75, 85.
- HINDMAN, J.V.: 1967, Austr.J.Phys. 20, 147.
- HINDMAN, J.V., BALNAVES, K.M.: 1967, Austr.J.Phys.Astrophys. Suppl., No.4.
- HODGE, P.W.: 1974a, Publ.Astron.Soc.Pacific 86, 263.
- HODGE, P.W.: 1974b, Astron.J. 79, 860.
- HODGE, P.W., SNOW, T.P.: 1975, Astron.J. 80, 9.
- HOLMAN, G.D., IONSON, J.A., SCOTT, J.S.: 1979, Astrophys.J. 228, 576.
- HUMMEL, E.: 1981, Astron.Astrophys. 93, 93.
- ISRAEL, F.P.: 1980, Astron.Astrophys. 90, 246.
- JOHNSON, H.M.: 1961, Publ.Astron.Soc.Pacific 73, 20.
- JOHNSON, P.G., MEABURN, J., OSMAN, A.M.I.: 1982, Mon.Not.Roy. astr. Soc. 198, 985.
- KERR, F.J.: 1968, "Star and Stellar Systems" vol.VII, Univ. of Chicago Press, p 575.
- KERR, F.J., HARTEN, R.H., BALL, D.L.: 1976, Astron.Astrophys. Suppl.Ser. 25, 391.
- KERR, F.J., HINDMAN, J.V., ROBINSON, B.J.: 1954, Austr.J.Phys. 7, 297.
- KIPENHEUER, K.O.: 1950, Phys.Rev. 79, 738.
- KLEIN, U.: 1982, Astron.Astrophys. 116, 175.
- KLEIN, U., EMERSON, D.T.: 1981, Astron.Astrophys. 94, 29.
- KLEIN, U., GRAVE, R., WIELEBINSKI, R.: 1983, Astron.Astrophys. 117, 332.
- KLEIN, U., WIELEBINSKI, R., BECK, R: 1984a, Astron.Astrophys. (en prensa).
- KLEIN, U., WIELEBINSKI, R., BECK, R: 1984b, Astron.Astrophys. (en prensa).

- KRAUS, J.D.: 1966, "Radio Astronomy", McGraw-Hill, New York.
- KUPCZAK, P.: 1983, Diplomarbeit, Univ. de Bonn.
- LAYZER, D., ROSNER, R., DOYLE, H.T.: 1979, *Astrophys. J.* 229, 1126.
- LEQUEUX, J.: 1979, en "Star Formation", SAAS-FEE, p.77.
- LEQUEUX, J.: 1984, IAU Symp. No. 108 "Structure and Evolution of the Magellanic Clouds" (eds. S. van den Bergh & K.S. de Boer), 67.
- LERCHE, I., SCHLICKEISER, R.: 1981, *Astrophys. Letters* 22, 31.
- LOISEAU, N.: 1979, Informe Interno - IAR, No. 23.
- LOISEAU, N., BAJAJA, E.: 1981, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.* 6, 55.
- LOISEAU, N., BAJAJA, E.: 1984, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.* (en prensa).
- MATHEWSON, D.S., CLEARY, M.N., MURRAY, J.D.: 1975, *Astrophys. J. Letters* 195, L97.
- MATHEWSON, D.S., FORD, V.L.: 1984, IAU Symp. No. 108 "Structure and Evolution of the Magellanic Clouds" (eds. S. van den Bergh & K.S. de Boer), 125.
- MATHEWSON, D.S., FORD, V.L., SCHWARZ, M.P., MURRAY, J.D.: 1979, IAU Symp. No. 84, "The Large Scale Characteristics of the Galaxy" (ed. W.B. Burton), 547.
- MATHEWSON, D.S., HEALEY, J.R.: 1964, IAU Symp. No. 20, "The Galaxy and the Magellanic Clouds" (eds. F.J. Kerr & A.W. Rodgers), 245.
- MATHEWSON, D.S., SCHWARZ, M.P., MURRAY, J.D.: 1977, *Astrophys. J. Letters* 217, L5.
- MAURICE, E.: 1979, Tesis, Marseille.
- McGEE, R.X., NEWTON, L.M.: 1981, *Proc. astron. Soc. Austr.* 4, 189.
- McGEE, R.X., NEWTON, L.M.: 1982, *Proc. astron. Soc. Austr.* 4, 308.

- Mc.GEE,R.X.,NEWTON,L.M.,BUTLER,P.W.: 1976, Austr.J.Phys. 29,  
329.
- Mc.KEE,C.F.,OSTRIKER,J.P.: 1977, Astrophys.J. 218, 148.
- MEZGER,P.G.: 1978, Astron.Astrophys. 70, 565.
- MEZGER,P.G.,HENDERSON,A.P.: 1967, Astrophys.J. 147, 471.
- MILLS,B.Y.: 1955, Austr.J.Phys. 8, 368.
- MILLS,B.Y.:1959, Handbuck der Physik, vol.53,(ed.S.Flugge,  
Springer-Verlag), 239.
- MILLS,B.Y.,TURTLE,A.J.: 1984, IAU Symp.No.108 "Structure and  
Evolution of the Magellanic Clouds",eds. S. van den Bergh  
& K.S.de Boer, 283.
- MOFFET,A.T.: 1975,"Stars and Stellar Systems"(eds.  
A.Sandage, M.Sandage & J.Kristian,Univ.of Chicago  
Press.),vol.IX, p.244.
- MURAI,T.,FUJIMOTO,M.: 1980, Publ.astr.Soc.Japan, 32, 581.
- NANDY,K.: 1984, IAU Symp.No.108 "Structure and Evolution of  
the Magellanic Clouds",eds. S. van den Bergh & K.S.de  
Boer, 341.
- OLALDE,J.C.: 1980, Informe Interno - IAR, No. 26.
- PARKER,E.N.: 1970, Astrophys.J. 160, 383.
- PHILLIPS,S.,KEARSEY,S.,OSBORNE,J.L.,HASLAM,C.G.T.,STOFFEL,H.:  
1981, Astron.Astrophys. 98, 286.
- PISHMISH,P.: 1981, Rev.Mex.Astron.Astrof. 6, 65.
- ROBERTS,M.S.: 1975, "Star and Stellar Systems" vol.IX, Univ. of  
Chicago Press, p.309.
- ROHLFS,K.,KREITSCHMANN,J.,SIEGMAN,B.C.,FEITZINGER,J.V.: 1984,  
Astron.Astrophys. 137, 343.
- RUBIN,V.C.: 1980, Astrophys.J. 238, 808.
- RUBIO,M.,COHEN,R.,MONTANI,J.: 1984, IAU Symp.No.108 "Structure

- and Evolution of the Magellanic Clouds', eds. S. van den Bergh & K.S. de Boer, 399.
- SCHKLOVSKII, I.O.: 1960, "Cosmic Radiowaves", Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.
- SCHLICKEISER, R.: 1982, "Progress in Cosmology", ed. A. Wolfendale, Reidel Pub. Co., Dordrecht, p.215.
- SCHMIDT, TH.: 1972, Astron. Astrophys. 16, 95.
- SCHMIDT, TH.: 1976, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 24, 357.
- SCHWINGER, J.: 1949, Phys. Rev. 75, 1912.
- SEIDEN, P.E., GEROLA, H.: 1982, Fund. Cosm. Phys. 7, 241.
- SERSIC, J.L.: 1982, "Extragalactic Astronomy", (D. Reidel Pub. Co.).
- SOFUE, Y., REICH, W.: 1979, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 38, 251.
- SHAIN, C.A.: 1959, Proc. IAU-URSI Paris Symp. on Radio Astronomy (Ed. R.N. Bracewell), p.328 (Stanford Univ. Press.).
- SMART, W.M.: 1931, Spherical Astronomy, p.282.
- SMITH, M.G., WEEDMAN, D.W.: 1973, Astrophys. J. 179, 461.
- SPITZER, L.: 1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium", Wiley, New York, p.226.
- THONNARD, N.: 1980, "Carnegie Institution of Washington, Year Book '79", 581.
- TOOMRE, A., TOOMRE, J.: 1972, Astrophys. J. 178, 623.
- VALLEE, J.P.: 1983, Astrophys. Letters 23, 85.
- VAN DEN BERGH, S.: 1960, Pub. David Dunlap Obs. vol.2, No.6.
- VERSCHUUR, G.L., KELLERMANN, K.I. (eds.): 1974, "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", Springer-Verlag, New York.
- WEBSTER, B.L.: 1969 Mon. Not. Roy. astr. Soc. 143, 97.
- WEBSTER, A.: 1978, Mon. Not. R. astr. Soc., 185, 507

WESTERLUND, B. E., DANZIGER, I. J., GRAHAM, J.: 1963, *Observatory* 83,  
74.

WESTERLUND, B. E., GLASPEY, J.: 1971, *Astron. Astrophys.* 10, 1.

WESSELINK, A. J.: 1959, *Mon. Not. Roy. astr. Soc.* 119, 576.

WILLS, B. J.: 1975, *Austr. J. Phys. Astrophys. Suppl.* 38, 1.

ZANSTRA, H.: 1927, *Astrophys. J.* 65, 50.

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar aquí mi agradecimiento a numerosas personas que contribuyeron de una u otra forma a la realización de este trabajo:

- Al Dr.E.Bajaja por su dirección, por haber sugerido este tema de investigación, y por haberme permitido, como Director del IAR, llevar a cabo el trabajo en dicho Instituto.

- Al Dr.A.E.Rodríguez por su asesoramiento científico, como profesor del Departamento de Física de la Fac. de Ciencias Exactas de la Univ. Nac. de La Plata.

- Al Dr.R.Wielebinski por su constante estímulo para la realización de este trabajo, y sus sugerencias con respecto al estudio del continuo en la Nube Menor.

- A todos mis compañeros de IAR, en particular a los Dres. W.G.L.Pöppel, F.R.Colomb y J.Sahade, y a los Licenciados J.C.Cersosimo, M.C.Martín, J.C.Olano y E.B.Giacani por sus aportes en discusiones sobre diversos temas.

- A las personas responsables de la instalación y mantenimiento del nuevo receptor del IAR, sin el cual las observaciones del continuo no habrían sido posibles. En particular a los Ingenieros E.Filloy, A.J.Sanz y J.C.Olalde y al Dr.N.Thonnard.

- Al personal técnico de IAR, en particular al Sr.J.Mazzaro por su asistencia en las observaciones, a la Lic.V.M.Chedrese por su asistencia en la parte computacional, y a la Sra.M.Trotz,

quién realizó gran parte de los dibujos de este trabajo.

- Al Dr.C.G.T.Haslam por haberme facilitado una cinta magnética con los datos del continuo en 408 MHz.

La totalidad de este trabajo fue realizada como miembro del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).