

LAS NUBES DE ALTA VELOCIDAD DE LA GALAXIA Y LA ESTRUCTURA DEL GAS INTERESTELAR

RICCARDO GIOVANELLI
Departamento de Física *
Facultad de Ciencias y Humanidades
Universidad Nacional de El Salvador.

RESUMEN

Este trabajo presenta resultados que se proponen aclarar ulteriormente, los aspectos morfológicos y termodinámicos del medio interestelar en las regiones periféricas de la Galaxia. Se divide en (1) una parte de análisis eminentemente teórico, en el cual se postula una estructura jerárquica del gas, en tres fases de temperaturas y densidades distintas; y (2) en una parte de carácter observacional, en el cual se presentan los resultados de observaciones radioastronómicas que tienden a corroborar los resultados teóricos.

El cuadro resultante propuesto por este estudio es el de un gas galáctico periférico conformado en estructuras nebulares, que participan de la rotación galáctica y que, estando presumiblemente a grandes distancias, presentan altos valores de la velocidad radial; pueden ser interpretadas como representativas de dos fases en equilibrio de presión, térmico y de ionización entre ellas y con una tercera fase, "internebular", a temperatura mayor que 20000° K.

I

INTRODUCCION

El conocimiento de la estructura de nuestra galaxia, un aglomerado discoidal de estrellas y gas de caracteres relativamente típicos con respecto a las demás galaxias (que poblan los cúmulos que constituyen las unidades jerárquicamente superiores de nuestro horizonte físico), es un punto clave para la solución del problema cosmológico. Cómo es nuestra galaxia y cuál su relación al medio intergaláctico es un problema obviamente conectado en modo estrecho al de cómo evolucionó y con qué condiciones iniciales; tanto más importantes cuando se recuerda que la fecha de nacimiento de la Galaxia, alrededor de unos 10^{10} años atrás, se coloca en el período inicial de la actual fase de expansión del Universo.

* Actualmente en Indiana University, Department of Astronomy, Bloomington Ind. U. S. A.

La Galaxia, contenida en un elipsoide achatado de eje mayor de unos 1.2×10^{23} cm (o aproximadamente 120000 años luz), está distribuida en modo no uniforme entre dos componentes: (a) las aproximadamente 10^{11} estrellas que constituyen más del 90% de la masa total y (b) una componente difusa, formada por gas, partículas de polvo y rayos cósmicos. A esta segunda componente se debería agregar, aunque no contribuyan a la masa total, el campo magnético galáctico y el campo difuso de radiación electromagnética, cuyas características son argumento de activo debate y cuyas implicaciones astrofísicas son de fundamental importancia. La masa total de la Galaxia es del orden de los $2 - 3 \times 10^{44}$ gramos. Su geometría más obvia: la de un disco con un abultamiento central muy conspicuo y una estructura dominada por brazos de espiral en el plano del disco. El sistema entero está animado por un movimiento de rotación diferencial (es decir que la velocidad angular depende de la distancia del centro) alrededor del único eje de quasi-simetría radial. La velocidad angular, a la distancia del centro galáctico a la que se encuentra nuestro sistema solar (3×10^{22} cm), equivale a unos $1.3 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$, es decir una revolución cada 250 millones de años; la velocidad lineal correspondiente es de unos 250 km s^{-1} . El Sistema Solar se encuentra en la zona interna de uno de los brazos (o sub-brazos) de espiral: el que se llama comúnmente "brazo de Orión". Existen otros brazos más externos que el de Orión, tradicionalmente llamados "de Perseo" y "Externo", aunque radio-observaciones recientes parecen indicar la presencia de varias estructuras más externas aún (Verschuur, 1973a).

El gas y el polvo interestelares están estrechamente asociados a la estructura espiral, de la cual son los principales "trazadores" junto con las estrellas jóvenes. La mayor parte de la masa de esta componente difusa está formada por átomos de hidrógeno neutros, en el estado fundamental. Gracias a la estructura hiperfina de dicho nivel, que está separado en dos componentes de spin total (electrónico más nuclear) respectivamente 0 y 1, es posible observar las transiciones entre los dos, que corresponden a la emisión (o absorción) de una línea de 21 cm que cae en el rango de las radioondas. Esta transición se ha revelado como el medio observacional más potente de la astronomía galáctica. La línea de 21 cm es también el medio más potente para el estudio de la estructura dinámica y térmica del gas. Este tiende a configurarse en la forma de nubes, que en la zona local de la Galaxia (es decir, en las cercanías del Sistema Solar), están caracterizadas, en promedio, por los parámetros incluidos en la Tabla 1 (Spitzer, 1968). Estas nubes no son gravitacionalmente autocontenidas, es decir que no se mantienen como unidades en virtud de la intensidad del vínculo gravitacional originado por su propia masa y configuración (como en cambio lo hacen las estrellas), de modo que se presenta el problema sobre el mecanismo que las mantiene condensadas (o las reconstituye estacionariamente).

El problema de la estructura del gas ha sido estudiado en los últimos años con una teoría de contenimiento hidrodinámico (Field, Goldsmith, Habing, 1969; Hjellming, Gordon, Gordon, 1969; Spitzer, Tomasko, 1968; Pikel'ner, 1967), basada en la teoría de la inestabilidad térmica desarrollada por Field (1965).

Las nubes de alta velocidad fueron descubiertas en 1963 (Mueller et al, 1963), por un grupo de astrónomos holandeses que estudiaban la estructura del gas a altas latitudes galácticas. Inmediatamente la naturaleza de dichas nubes fue objeto de variadas tentativas de interpretación, en el marco galáctico y fuera de él (Oort, 1966; Puppi, Setti, Woltjer, 1966; Kerr, Sullivan, 1969; Verschuur 1969). Sin embargo, los parámetros físicos de las nubes de alta velocidad en base a las cuales se realizaron dichas interpretaciones teóricas son seriamente discutibles y en la mayo-

ría de los casos totalmente erróneos. La causa reside principalmente en la limitación instrumental del telescopio holandés de Dwingeloo, con el cual fueron realizadas casi todas las observaciones extensivas de nubes de alta velocidad en la década de los 1960.

En el presente trabajo se reporta sobre las observaciones realizadas por este autor y colaboradores en 1972, con los radiotelescopios del Observatorio Nacional de Radio Astronomía de los Estados Unidos de América (NRAO) y sobre la extensión cumplida por el autor a la teoría del contenimiento hidrodinámico del gas interestelar y las aplicaciones de esta teoría a la interpretación de la naturaleza de las nubes de alta velocidad.

La sección II de este trabajo contiene la revisión de los resultados teóricos previos y la contribución del autor a la teoría del equilibrio del gas interestelar.

La sección III describe los resultados observacionales y las interpretaciones precedentes de las nubes de alta velocidad.

La sección IV describe las observaciones realizadas en 1972 y resume los resultados obtenidos.

La sección V propone un modelo de las nubes de alta velocidad y discute las implicaciones del mismo.

II

TEORIA DEL EQUILIBRIO DEL GAS INTERESTELAR

El problema consiste en responder a la siguiente pregunta: ¿Qué mantiene condensada a una nube de gas interestelar?

La sugerencia que de ello se ocupe la auto-gravitación puede ser verificada aplicando el teorema del virial, que fácilmente nos permite obtener una condición necesaria de estabilidad. Si el mecanismo de contenimiento es la auto-gravitación, sobre el valor de la temperatura interna de la nube, suponiendo por simplicidad que sea esférica, homogénea e isoterma, vale la condición

$$(1) \quad T \leq GM \mu m_H / 5kR$$

donde G es la constante gravitacional, μ el peso molecular, M la masa de la nube, m_H la masa de un átomo de hidrógeno y k la constante de Boltzmann. Tomando $\mu = 1.4$ y sustituyendo los valores de la tabla 1 se obtiene que para la estabilidad debe ser $T \lesssim 8^\circ\text{K}$, valor muy inferior al que figura en la tabla 1. Por lo tanto, la nube no es gravitacionalmente contenida y, si dejada libre, tendería a expandirse en una escala de tiempos del orden del tiempo de caída libre.

Como alternativa válida, se propuso (Kahn, 1955) que el mecanismo que impide la disipación son las colisiones entre las nubes mismas. Cada colisión resultaría en una compresión, de modo que el equilibrio nebular sería de tipo dinámico, pero el choque también resultaría en un furioso calentamiento, pues ocurriría a velocidades supersónicas, con respecto al material nebular, con la consecuente producción de on-

TABLA 1**Parámetros de una nube promedio (Spitzer, 1968)**

Radio, R	20 años luz
Nº de nubes por (kpc) ³ *	5 x 10 ⁴
Fracción del volumen ocupado por nubes	0.07
Densidad de H	10 cm ⁻³
Densidad de iones pesados	5 x 10 ⁻³ cm ⁻³
Masa, M	400 Masas solares

* 1 kpc = 10³ parsec = 10³ x 3.08 x 10¹⁵ cm.**TABLA 2****Abundancias relativas de los elementos**

Elemento	n (A) / n (H)
He	.16
C	3.4 x 10 ⁻⁴
O	4.3 x 10 ⁻⁴
N	8.75 x 10 ⁻⁴
Ne	2.6 x 10 ⁻⁵
Mg	3.12 x 10 ⁻⁵
Si	3.12 x 10 ⁻⁵
S	1.66 x 10 ⁻⁵
Fe	3.12 x 10 ⁻⁵

das de choque. Más recientemente fue reconsiderada una vieja idea de Spitzer (1954) a la luz de nuevos trabajos sobre la teoría de la inestabilidad térmica (Field, 1965) y fue postulado un nuevo modelo: las nubes están en equilibrio hidrodinámico con un medio internebular mucho más tenue y caliente que el material nebuloso; la presión es la misma afuera y adentro de las nubes. Al equilibrio hidrodinámico debe acompañarse la condición de equilibrio térmico (equilibrio entre agentes de calentamiento y agentes de enfriamiento del gas) y la del equilibrio de ionización (n° de recombinaciones igual al n° de ionizaciones, para cada elemento presente en el gas). La solución contemporánea de este conjunto de ecuaciones, asociada a la ecuación de gases perfectos, resuelve el problema de un modelo estacionario del gas interestelar. La naturaleza de los agentes de calentamiento es argumento de debate; han sido propuestos como agentes principales los rayos cósmicos de baja energía (alrededor de 2 MeV), (Field et al., 1969; Pikel'ner, 1967; Hjellming et al 1969), aunque alternativamente también han sido considerados los rayos X blandos (alrededor de 200 eV y energías menores) (Silk y Werner, 1970) y la radiación ultravioleta de origen estelar (Hills, 1972). Por lo que se refiere a los agentes de enfriamiento, los más eficientes termostatos del medio interestelar son aquellos átomos, iones o moléculas que tienen niveles de energía cercanos al nivel fundamental (o de equilibrio a una dada temperatura), excitables colisionalmente y que se des-excitan emitiendo radiación, lo que constituye una pérdida neta de energía por el sistema. El Carbono es el agente más eficaz de enfriamiento para temperaturas comprendidas entre 10° K y 500° K , mientras que entre 500 y 10000° K son importantes el Silicio y el Hierro (Dalgarno y McCray 1972). A temperaturas superiores son importantes otros elementos, entre los cuales H, N, Mg, He y de nuevo Fe y C (Cox y Tucker, 1969); Cox y Daltabuit, 1971).

Los estudios anteriores a 1972 (Field, Goldsmith y Habing, 1969; Spitzer y Tomasko, 1967; Spitzer y Scott, 1969; Pikelner, 1967; Hjellming, Gordon y Gordon, 1969; Silk y Werner, 1970; Bergeron y Souffrin, 1971; Dalgarno y McCray, 1972), se refirieron sólo al estudio del gas en el intervalo de temperaturas menores que 10000° K . La solución de las ecuaciones de equilibrio da una relación $\log (P/\zeta)$ vs. $\log T$, donde ζ es la razón de ionización, en s^{-1} (dependiente del flujo de radiación ionizante, no conocido con precisión de unidades c.g.s. y T la temperatura en Kelvin. Cada punto de la relación $\log (P/\zeta)$ vs. $\log T$, corresponde a una situación de equilibrio. Field (1965), descubrió que no todos los puntos corresponden a situaciones de equilibrio estable. Lo son solamente aquéllos que corresponden a porciones de la relación donde:

$$(2) \quad d(\log P)/d(\log T) < 0$$

La porción comprendida entre $\log T = 1$ y $\log T = 4$ de la curva en la figura 1, que muestra la relación $\log (P/\zeta)$ vs. $\log T$, reproduce cualitativamente los resultados de los autores nombrados. Aparecen dos fases estables en dicha curva: una correspondiente a temperaturas menores que poco más que 100° K , otra alrededor de 10^4° K . De aquí la asociación de la fase fría con la fase nebulosa y de la más caliente con la fase internebulosa. La figura 1 ha sido obtenida suponiendo que los rayos cósmicos sean el agente de calentamiento (aunque en la región mencionada la curva no cambia sensiblemente aunque se supongan agentes de calentamiento alternativos) y utilizando como abundancias relativas de los elementos las abundancias solares standard listadas en la tabla 2 (Withbroe, 1971).

En esta sección se reporta sobre la extensión de la investigación de la curva $\log (P/\zeta)$ vs. $\log T$ a rangos de temperatura que se extienden hasta 10^6° K , utilizando

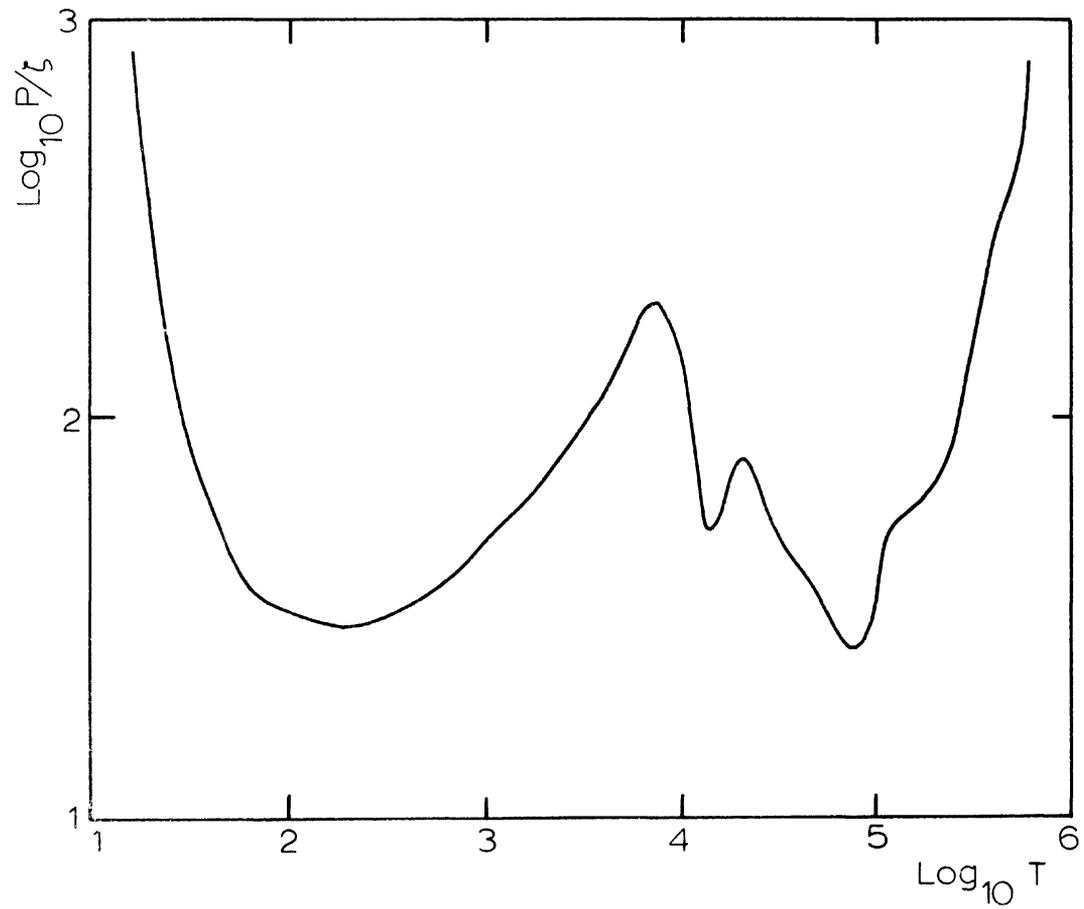


Figura 1: Curva de equilibrio $\log. (P/\zeta)$ vs. $\log. T$ en el caso de abundancias "normales".

los cálculos de pérdida de energía radiativa por cada ion realizados por Cox y Tucker (1969) y analizando los cambios inducidos en la curva por variaciones en las abundancias relativas de los elementos enfriantes.

Un rayo cósmico de baja energía que interactúa con un átomo de H neutro lo ioniza, cediendo al electrón una energía comprendida entre 20 y 30 eV (Dalgarno y McCray, 1972). Esta energía es suficiente para que el electrón esté en condiciones de producir a su vez ionizaciones secundarias (pues la energía de enlace de un átomo de H en su estado fundamental es de 13.6 eV). Las energías supertérmicas de los electrones liberados se distribuyen luego estadísticamente entre las demás partículas del gas a través de colisiones elásticas hasta que se termalizan. Cuando ocurre una colisión inelástica con consecuente excitación y desexcitación por emisión de un fotón, hay una pérdida neta de energía por el gas y consecuente enfriamiento. Otro medio de enfriamiento, efectivo a elevadas temperaturas, cuando el gas está completamente ionizado, es por bremsstrahlung. El sistema de ecuaciones básicas que expresan las condiciones de equilibrio son las siguientes (a) la ecuación del equilibrio térmico.

$$(3) \quad (1+\phi)\xi E_H n_H + \Gamma n_e = n_e (n_e + n_H) [L_{eO}(T) + L_{Ho}(T)] + n_e n_H L_{eH}(T)$$

(b) la ecuación de equilibrio de ionización para el hidrógeno

$$(4) \quad \xi n_H + C_{eH}(T) n_e n_H = n_e [n_e - n_H \sum A(X_i)] \alpha_H(T)$$

(c) la ecuación de equilibrio hidrodinámico

$$(5) \quad P_n = P_i$$

(d) y la ecuación de estado

$$(6) \quad P/\xi = (n_H/\xi)(1+2x).kT$$

donde n_e y n_H son las densidades (n° de partículas por cm³) del gas de electrones y del hidrógeno neutro, respectivamente; Γn_e es el calentamiento impartido directamente por los rayos cósmicos al gas ionizado ($\Gamma = 400 \text{ eV s}^{-1}$, según McCray y Buff, 1972);

$L_{eO}(T)$, $L_{Ho}(T)$ y $L_{eH}(T)$ representan las tasas de enfriamiento radiativo debido a la excitación colisional de elementos más pesados que helio por electrones, excitación colisional de átomos de hidrógeno por electrones y excitación colisional de elementos pesados por átomos de hidrógeno, respectivamente;

E_H es la energía cedida al gas por los electrones secundarios en el proceso de termalización;

ϕ es el número de ionizaciones secundarias por cada electrón primario;

$C_{eH}(T)$ es la tasa de ionización colisional de H por electrones térmicos;

$\alpha_H(T)$ es la tasa de recombinación del hidrógeno;

$A(X_i)$ es la abundancia relativa a H, por número de átomos, del elemento X_i ;

x es la fracción de ionización, definida como $x = n_e/n_H$.

Para nuestros propósitos, se puede despreciar el uso de las ecuaciones de equilibrio de ionización para los elementos más pesados que el hidrógeno, siendo la precisión del procedimiento suficientemente alta sin tener que hacerlo. Los coeficientes de las ecuaciones (3) – (6) están dados en forma numérica y la solución del sistema de ecuaciones requiere procedimientos iterativos de análisis numérico. ϕ , E_H , L_{H_0} , L_{e_0} para T menor que 10^4 ° K han sido obtenidos de Dalgarno y McCray (1972), curvas para L_{eH} y L_{e_0} a temperaturas mayores de 10000 ° K de Cox y Tucker (1969) y Cox y Daltabuit (1971), C_{eH} de McCray y Buff (1972) y α_H de Spitzer (1968).

Para la solución del sistema de ecuaciones, fue escrito por el autor un programa en PL/1 y el problema resuelto con la ayuda de la máquina IBM360/50 de NRAO en Charlottesville, Virginia. Como parámetros variables en el programa son introducidas las abundancias relativas de los elementos enfriantes. La figura 1 presenta los resultados para abundancias "standard" (tabla 2); la figura 2 presenta los resultados que se obtienen alterando todas las abundancias uniformemente por factores indicados en cada curva.

Los resultados esenciales de este análisis pueden resumirse en el modo siguiente:

(i) hay tres fases térmicamente estables:

(I) $T \lesssim 100$ ° K

(II) 7200 ° K $\lesssim T \lesssim 1400$ ° K

(III) 22000 ° K $\lesssim T \lesssim 75000$ ° K

(ii) en condiciones de abundancias normales, el rango de presiones para el cual la fase (III) puede coexistir con las otras dos es mínima: $\Delta(P/\zeta) < 0.2$;

(iii) al disminuir las abundancias de los elementos pesados, la fase (III) es notablemente enfatizada; el rango de coexistencia, especialmente con la fase (II), crece;

(iv) este último efecto puede ser notablemente subrayado alterando en modo más arbitrario las abundancias (disminuyendo C y Si con respecto a Fe, por ejemplo). Este resultado no está reportado gráficamente en el presente artículo. Para mayores detalles al respecto, ver Giovanelli y Brown (1973).

La importante conclusión que se puede deducir de estos resultados es que una tercera fase, con T comprendida entre 22000 y 75000 ° K, térmicamente estable, puede coexistir en equilibrio de presión con las dos fases más frías alrededor de 10^4 ° K y 10^2 ° K respectivamente, especialmente en regiones de moderada escasez de elementos más pesados que helio. En esta fase, el hidrógeno está prácticamente todo ionizado ($x = 10^3$), por lo tanto su revelabilidad directa mediante la línea de $\lambda = 21$ cm es prácticamente imposible. Sin embargo, la posibilidad de una estructura jerárquica de nubes en ciertas regiones del gas, podría indirectamente revelar su existencia. Por ejemplo, en regiones a baja abundancia de elementos pesados la fase internebular ejemplo, en regiones a baja abundancia de elementos pesados la fase internebular será preferiblemente (III); en ella puede existir condensaciones nebulares en la fase (II) cuya fracción de ionización es suficientemente baja ($\log x = -0.5$) como para hacerla revelable observando a $\lambda = 21$ cm; más aún, al interior de las condensaciones en la fase (II) pueden eventualmente formarse sub-condensaciones en la fase (I), densas y frías. El hecho que esta estructura jerárquica pueda preferiblemente verificarse en

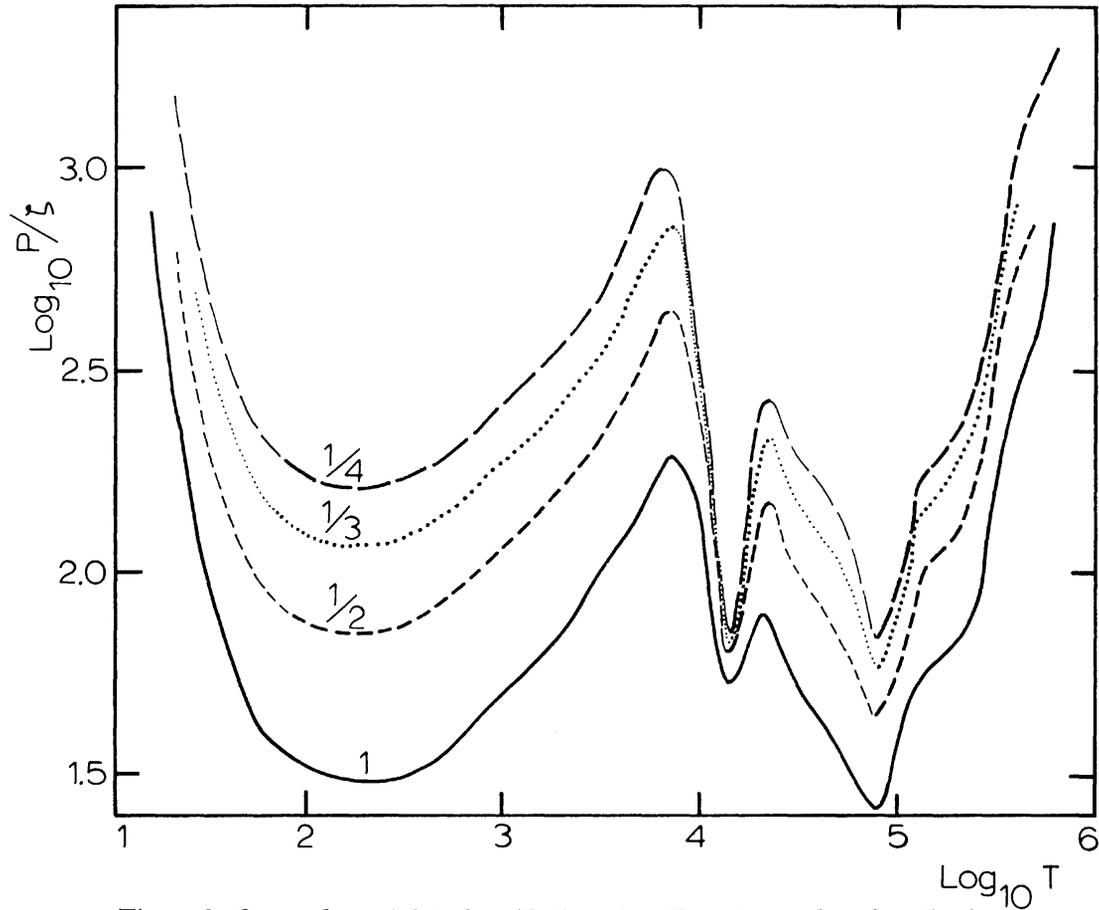


Figura 2: Curvas de equilibrio $\log. (P/z)$ vs. $\log. T$ en el caso de reducción de abundancias de elementos pesados por los factores indicados en cada curva.

regiones con baja abundancia de elementos pesados sugiere que se observe hacia regiones periféricas de la Galaxia. En ellas, el proceso de formación de estrellas ha sido y sigue siendo presumiblemente menos efectivo de modo que el ciclo de enriquecimiento de elementos pesados por parte del gas será mucho más lento, con consiguientes bajas abundancias de elementos pesados. En las próximas secciones esta posible conexión será desarrollada.

TABLA 3

Características instrumentales de los instrumentos usados para observar Nubes de Alta Velocidad

Telescopio	Resolución angular	Resolución espectral
Dwingeloo ¹ (Holanda)	0°.61 x 0°.66	50 KHz (~10.5 km.s ⁻¹)
Ohio State ²	10' x 40'	20 km.s ⁻¹
NRAO 300 pies	9'.7	3.5 kHz (~1.37 km.s ⁻¹)
NRAO 140 pies	20'	1.75 kHz (~0.7 km.s ⁻¹)

¹ Observaciones por Mueller y Raimond (1966); Hulsbosch y Raimond (1966); Kepner (1970); Hulsbosch (1968); Van Kuilemburg (1972).

² Observaciones por Meng y Draus (1970).

III

LAS NUBES DE ALTA VELOCIDAD

Se denominan “nubes de alta velocidad” (NAV) a aquellos objetos visibles de $\lambda = 21\text{cm}$ caracterizados por elevados valores del desplazamiento Doppler de la línea, indicando velocidades radiales superiores a los 100 km s⁻¹ y a veces superiores a los 200 km s⁻¹, con respecto al Sol. Estas velocidades son preferiblemente de acercamiento, aunque en algunas regiones del cielo han sido observadas nubes con altas velocidades radiales positivas (de alejamiento) (Van Kuilemburg, 1972; Wannier, Wrixon y Wilson, 1972). Además, estas nubes se presentan a menudo a latitudes galácticas altas o intermedias (es decir lejos, angularmente, del plano galáctico). Las observaciones sistemáticas de estos objetos fueron realizadas, por varios años, por los astrónomos holandeses (Mueller y Raimond, 1966; Hulsbosch y Raimond, 1966; Kepner, 1970; Hulsbosch, 1968; Van Kuilemburg, 1972); por Meng y Kraus (1970) y por Dieter (1972) en los Estados Unidos. Todas estas observaciones han sido realizadas con radiotelescopios de reducidas resoluciones angular y espectral. La tabla 3 muestra las prestaciones de estos instrumentos comparativamente con el paraboloide de 300 pies de NRAO. Los resultados de estas observaciones pueden resumirse brevemente en el modo siguiente (Hulsbosch, 1972):

- (i) el gas de alta velocidad puede aparecer ya sea en pequeñas nubes aisladas o, más a menudo, reunidas en grupos o complejos;
- (ii) los perfiles de las líneas son muy anchos (semiamplitudes del orden de los 25 km/s o mayores);
- (iii) las velocidades son con gran preferencia, negativas;
- (iv) las dimensiones angulares de las nubes individuales son del orden de varios grados;
- (v) se las encuentra preferiblemente a latitudes intermedias, más en el hemisferio galáctico norte que en el sur (también porque observaciones sistemáticas exhaustivas no han sido cumplidas desde los radio-observatorios del hemisferio sur).

Se propuso que las NAV sean objetos extragalácticos, relativamente cercanos a la Galaxia y orbitantes como satélites alrededor de la misma (Kerr y Sullivan, 1969). Esta teoría no explica plenamente la preferencia de las NAV por ciertas regiones específicas del cielo y la falta de velocidades positivas en regiones previstas por el modelo, además de hacer frente a algunos problemas relativos a la estructura interna. Verschuur (1969) propuso que se tratase de protogalaxias en el grupo local, aunque contra esta hipótesis surgen problemas relativos al proceso de formación de estrellas en dichas protogalaxias, en tiempos relativamente breves desde el inicio del colapso: no se observan asociaciones de tal tipo. Oort (1966, 1970) propuso una hipótesis galáctica: según su teoría las NAV son el resultado de la interacción entre material extragaláctico que precipita hacia el plano galáctico con hidrógeno galáctico periférico. Esto explica las velocidades negativas y las altas latitudes. Mas, recientemente ha ido ganando aceptación una teoría alternativa, que conserva el carácter galáctico de las NAV: las NAV, de acuerdo a esta teoría, serían partes de brazos de espiral periféricos de la Galaxia. El acentuado carácter diferencial de la rotación galáctica justificaría las elevadas velocidades Davies, 1972; Verschuur, 1973 a) Las altas latitudes se justifican con la acentuada curvatura del plano galáctico en las zonas periféricas: a una distancia de 16 kpc del centro galáctico la deflexión vertical con respecto al plano galáctico en la zona interna a un radio de 10 kpc sería del orden de los 1500 pc (Verschuur, 1973 c, 1973 b).

IV

OBSERVACIONES

Las observaciones que se reportan en este trabajo han sido realizadas en los años 1971 y 1972 utilizando los radiotelescopios de 300 pies (91.5 metros) y 140 pies (42.5 metros) del Observatorio Nacional de Radioastronomía de los Estados Unidos (NRAO) localizados en Green Bank, West Virginia.

La tabla 3 contiene algunas de las características de los dos instrumentos, comparadas con las de los instrumentos usados previamente en la observación sistemática de NAV.

El telescopio de 300 pies, un instrumento de tránsito, es controlado por una computadora "on-line" que está en condiciones de guiar el telescopio a lo largo de líneas de latitud galáctica (b) o longitud galáctica (l) o declinación (δ) constante; se

utilizó en conexión con un receptor de $\lambda 21\text{cm}$ dotado de cuatro colectores orientables cada uno de los cuales puede cubrir un haz de 9.7 minutos de arco; orientados oportunamente, con un solo apuntamiento se puede cubrir una franja de 38 minutos de arco. El espectro es analizado por un autocorrelator de 384 canales. Los coeficientes de **autocorrelación** son transferidos a la computadora "on-line" cada 10 segundos, donde sufren una transformación de Fourier y son registrados en cinta magnética. Los perfiles de la línea, registrados cada 10 segundos, son enviados a Charlottesville, Virginia, al centro teórico de NRAO, donde son procesados utilizando una serie de programas de reducción, de los cuales el último y más importante paso es constituido por un programa modular que usa un interpretador para un metalenguaje de operaciones de reducción muy flexible (Cram, Giovanelli y Farris, 1973), en una computadora IBM360/50. Los datos son finalmente graficados por un "plotter" Cal Comp modelo 763, asistido por un programa de contornos modificado por T. R. Cram y por el autor, capaz de manejar más de 40000 puntos simultáneamente.

El telescopio de 140 pies también está controlado por una computadora "on-line" y las características del receptor, con un solo colector, y del autocorrelator, son análogas a las del radiotelescopio de 300 pies. Análogos también los procedimientos de reducción de datos.

Los datos han sido reducidos obteniendo tres tipos de salida. Se han obtenido perfiles simples de la línea correspondientes a posiciones fijadas del telescopio, se han combinado muchos perfiles construyendo mapas de contorno posición-velocidad-temperatura de brillantez, que esencialmente cubren una franja de cielo con l , b ó δ constante y la correspondiente coordenada complementaria como variable, o se han tomado conjuntos de perfiles de una cierta área extendida de cielo en las dos dimensiones y graficado mapas de contorno fijando la velocidad a un valor constante. Esencialmente el problema responde a la siguiente formalización: se registra numéricamente la función.

$$T(\alpha, \delta, v) \quad T(l, b, v)$$

donde T es la temperatura de brillantez correspondiente al valor v de la velocidad radial en el perfil tomado en el punto de coordenadas (α, δ) ó (l, b) del cielo. La representación gráfica de tal función sólo puede realizarse manteniendo una de las variables constante y construyendo mapas de contorno de T en función de las dos restantes. Esto es precisamente lo que se hace.

Con el telescopio de 140 pies han sido tomados perfiles con altísima cifra señal-ruido, es decir con una cifra de ruido de fondo muy baja, obtenida integrando la señal hasta 10 y en algunos casos hasta 20 minutos por punto. Esto ha permitido observar detalles de baja temperatura de brillantez y medir en condiciones óptimas las amplitudes de las líneas de emisión.

Las observaciones cubren un período de aproximadamente 60 horas en el de 300 pies en noviembre de 1971, 240 horas en el mismo telescopio en mayo de 1972, 100 horas en el de 140 pies en julio de 1972 y 180 horas en el de 300 pies en octubre de 1972. Las regiones observadas están listadas en la tabla 4. Las figuras 3, 4 y 5 presentan respectivamente la totalidad del complejo "A" hasta una sensibilidad de 0.5°K , 4 mapas de velocidad constante (indicada en los mismos) correspondientes a la región de más alta declinación del complejo "A", ambas a partir de datos del de 300 pies, y una selección de perfiles de bajo ruido tomados a lo largo del complejo "A" en las posiciones indicadas en la tabla 5, que indican la presencia de emisión

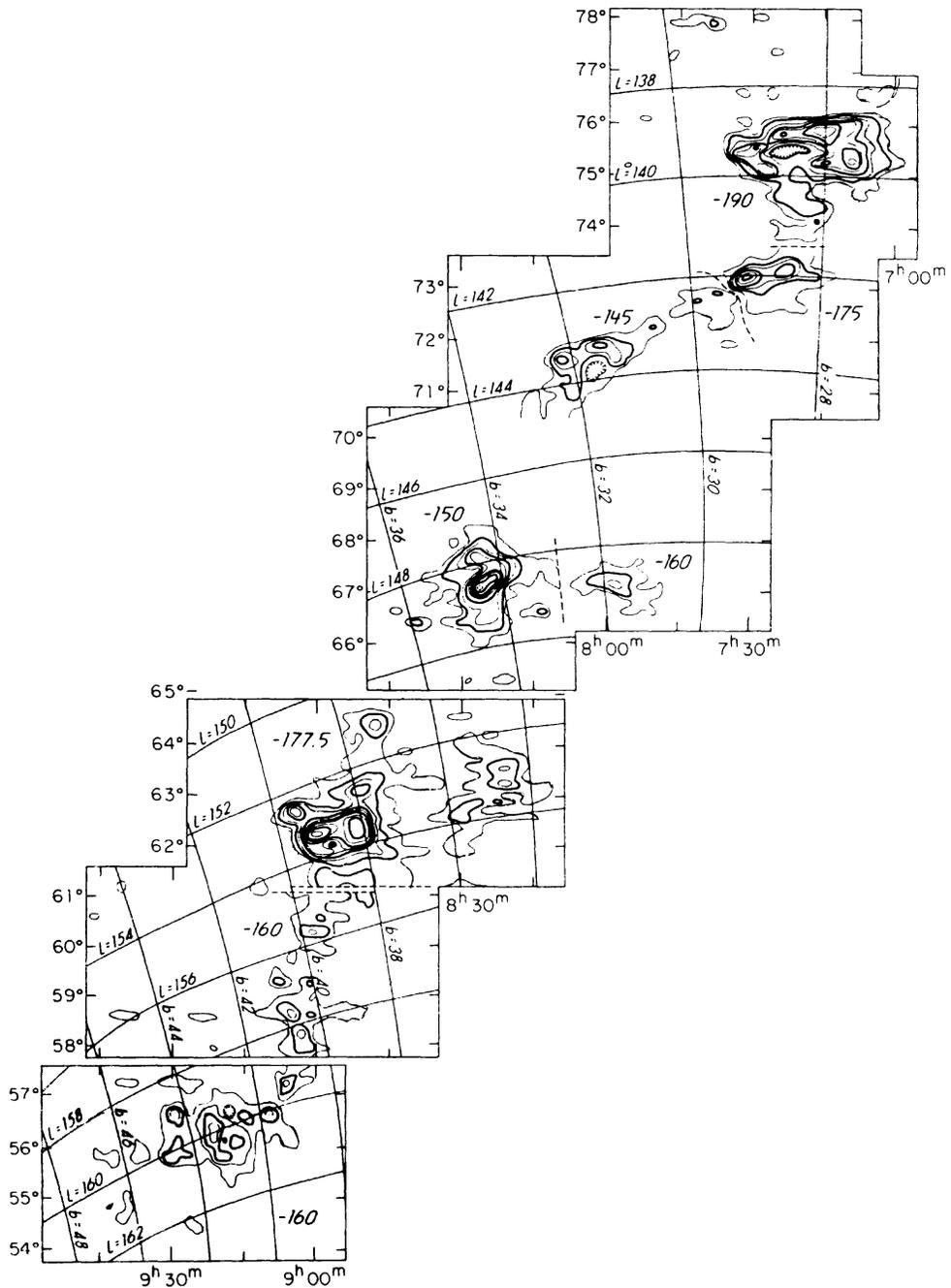


Figura 3: Mapa ascensión recta-declinación del complejo A. Cada estructura está representada a la velocidad en que se presenta más intensa. Los números al lado de cada una indican las velocidades radiales.

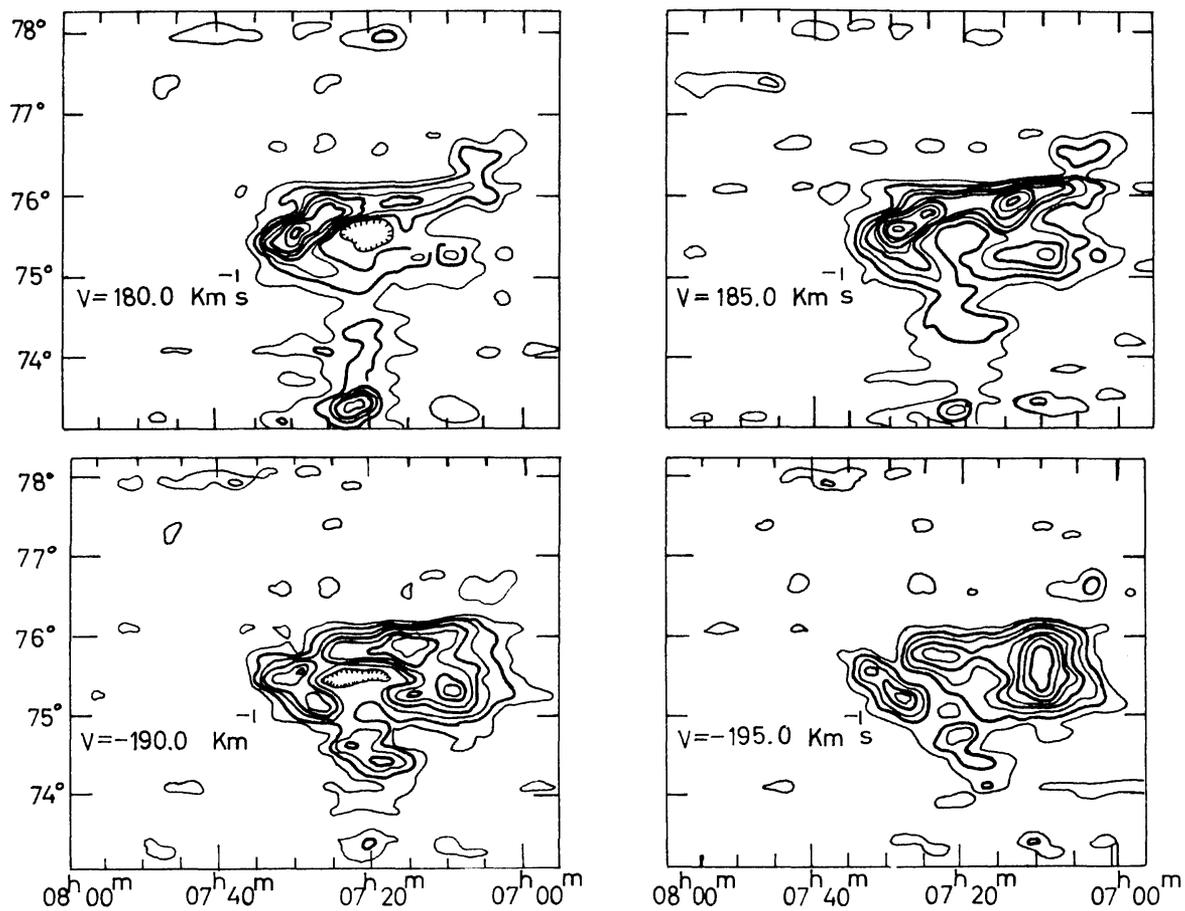


Figura 4: Región más conspicua del complejo A, en 4 mapas ascensión recta-declinación a 4 valores distintos de la velocidad.

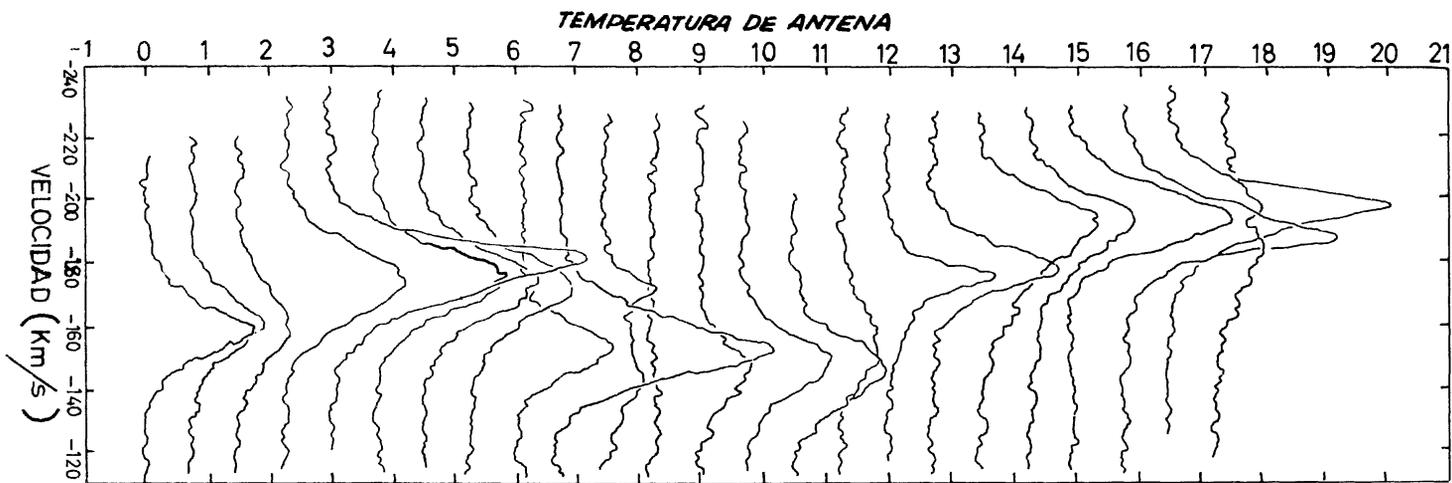


Figura 5: Una selección de perfiles en emisión del complejo A obtenidos con el telescopio de 140 pies, en los puntos cuyas coordenadas están indicadas en la tabla 5.

entre las zonas más conspicuas del complejo "A", dando sentido a la continuidad de la estructura, también corroborada por la variación gradualmente consistente de la velocidad de pico de cada perfil. La figura 6 muestra una selección de mapas de velocidad constante del complejo M I y la figura 7 una selección de mapas de declinación constante del mismo objeto.

TABLA 4

Nombres, localizaciones y velocidades de las regiones observadas

Nombre	RA	δ	l	b	Velocidad con respecto al LSR *
Complejo A	7 ^h	55°	139°	26°	-140 a -190 km s ⁻¹
	a	a	a	a	
	9 ^h 30 ^m	77°	161°	46°	
M I	11 ^h 20 ^m	44°	165°	67°	- 75 a -130
M II	11 ^h 00 ^m	37°	187°	64°	- 60 a - 90
OMM360	10 ^h 15 ^m	29°	200°	56°	- 30 a - 60
C I	14 ^h 40 ^m	60°	100°	52°	-100 a -150
	a	a	a	a	
	16 ^h 40 ^m	53°	80°	40°	
C III	13 ^h 00 ^m	65°	120°	52°	-110 a -150
HVC 166 + 56	10 ^h 30 ^m	48°	166°	56°	-140
HVC 112 + 2	23 ^h				
	a	62°	112°	2°	-140
	24				

* LSR = Standard local de reposo.

Para cada objeto observado, además de los parámetros directamente medibles en los perfiles y en los contornos, han sido calculadas densidades superficiales de hidrógeno neutro N_H (número de átomos de hidrógeno neutro a lo largo de un cilindro de 1 cm³ de sección que atraviesa toda la nube), y masas de hidrógeno neutro en función de la distancia $M r^{-2}$. Para un más detallado análisis de todos los datos consultar Giovanelli, Verschuur y Cram (1973), Verschuur, Cram y Giovanelli (1972) y Giovanelli y Cram (1974).

Los resultados de estas observaciones pueden ser resumidos en el modo siguiente. Las observaciones precedentes de NAV fueron dramáticamente dependientes de la baja resolución angular y espectral de los instrumentos usados. En particular, la identificación de concentraciones individuales de gas fueron, en la mayoría de los casos, erradas y la computación de los parámetros físicos inconsistente, los datos sobre dimensiones y amplitudes en velocidad de las líneas de objetos individuales condujeron a valores excesivamente altos de la temperatura interna de las nubes y de los parámetros $M r^{-2}$. Además, pueden subrayarse una serie de hechos "nuevos" descubiertos por las presentes observaciones:

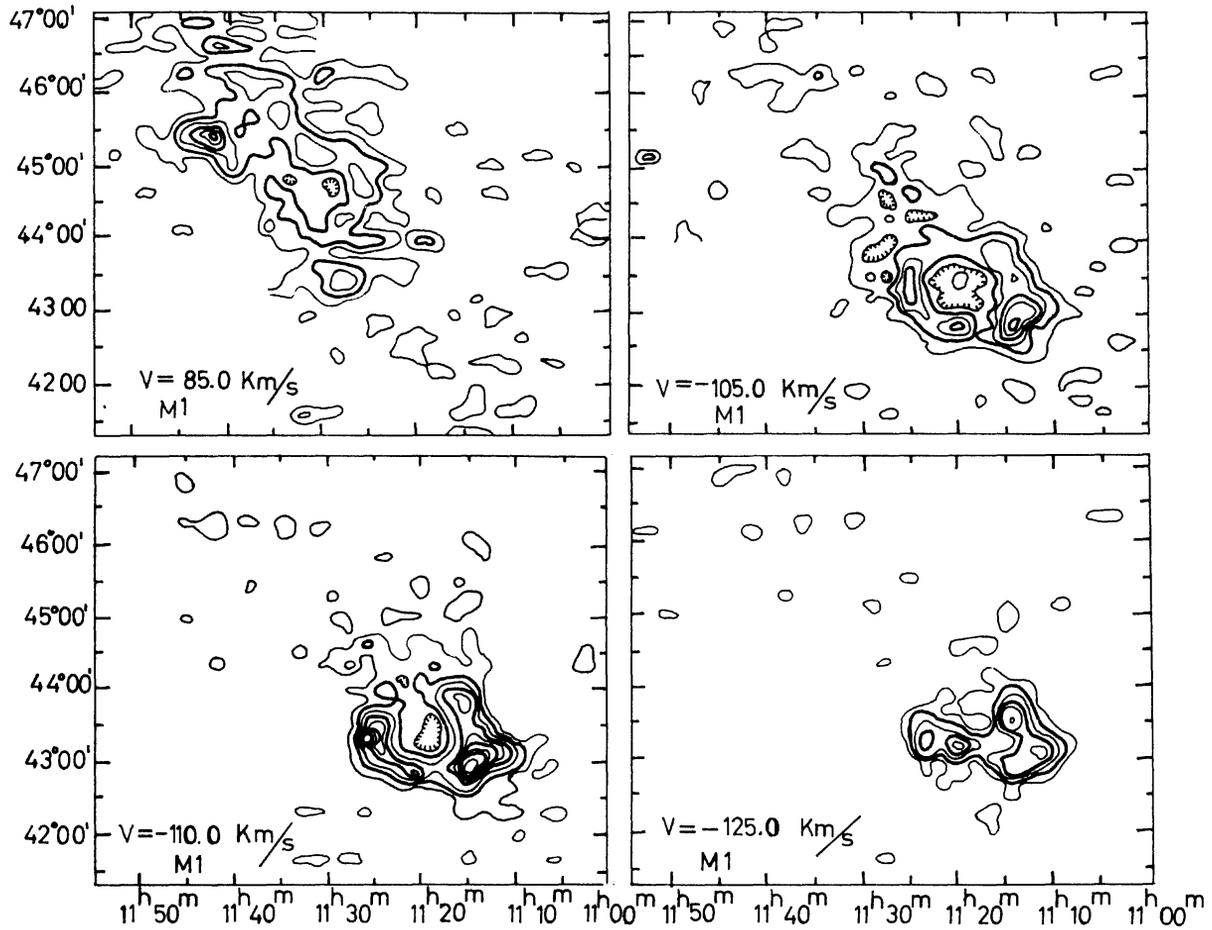


Figura 6: Mapas ascensión recta-declinación para la región M1, a cuatro valores de la velocidad radial.

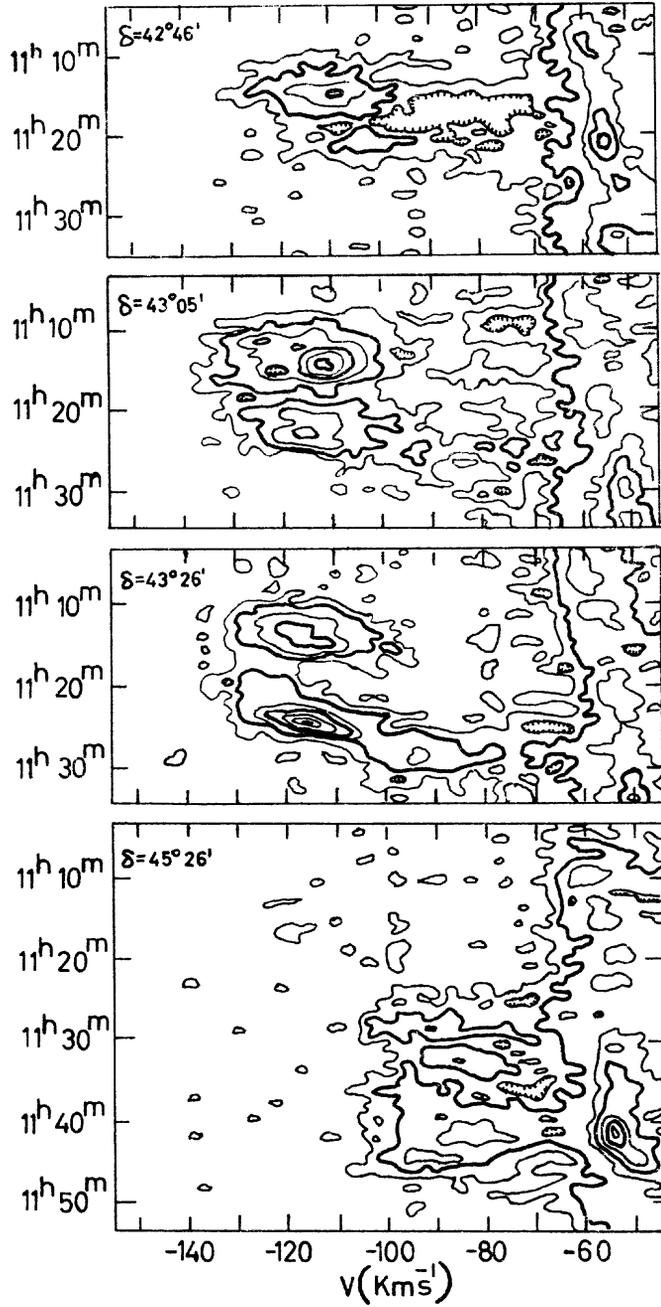


Figura 7: Mapas ascensión recta-velocidad de MI, a cuatro valores de la declinación.

TABLA 5

Posiciones de perfiles observados en el complejo A,
según el orden en la figura 5

Ascensión Recta (1950.0)			Declinación (1950.0)	
7	03 ^m	30 ^s	76°	38'
7	08	00	75	52
7	14	30	75	51
7	09	30	75	15
7	16	00	75	09
7	27	00	75	11
7	22	00	73	27
7	31	00	72	27
7	34	00	72	37
8	00	30	71	52
8	07	00	71	37
8	09	00	70	55
8	15	00	69	02
8	23	30	68	16
8	25	30	67	10
8	26	30	66	43
8	47	30	64	29
8	52	30	63	07
9	04	00	62	45
9	01	00	62	14
8	58	00	61	46
9	00	00	60	14
9	04	00	58	14
9	22	00	56	14

- Los complejos de NAV aparecen formados por componentes conectadas entre ellas por material difuso de baja emisividad, como muestra la figura 5 para el complejo "A";
- dichos complejos muestran una estructura jerárquica: estructuras pequeñas de dimensiones angulares inferiores a 30 minutos de arco, típicamente, y de elevadas cifras N_H , aparecen embebidas en estructuras mucho mayores de emisividad inferior y bordes pobremente definidos;
- aparecen estructuras de tipo anular, del tipo indicado en la figura 6, trazadas por sucesiones de condensaciones pequeñas; la estructura anular aparece comúnmente "rota" hacia la dirección en que se observa mayor cantidad de gas de baja emisividad y, generalmente, de velocidad radial menos negativa (en MI, principalmente alrededor de $v = -85 \text{ km s}^{-1}$, entre $\delta = 44^\circ - 46^\circ$ y R.A. = $11^{\text{h}}20^{\text{m}} - 11^{\text{h}}45^{\text{m}}$, no mostrado en figura);
- La amplitud en velocidad de los perfiles es típicamente inferior a los 25 km s^{-1} , y en las concentraciones más pequeñas es común encontrar amplitudes del orden de 10 km s^{-1} o menores. La estructura jerárquica que aparece en la morfología de las nubes, también está presente en las amplitudes de las líneas.

Este último punto es de gran importancia conceptual, en conexión con (b), en virtud de los resultados teóricos discutidos en la sección II. En efecto, si interpretamos las amplitudes de los perfiles como ensanchamientos fundamentalmente térmicos (es decir debidos a las velocidades térmicas de las partículas en el gas), podemos asociar a las nubes valores máximos de la temperatura cinética interna. Este problema fue analizado con mayor detalle utilizando perfiles de baja cifra de ruido (perfiles "limpios") obtenidos con el telescopio de 140 pies. Fueron tomados un elevado número de perfiles centrados en las concentraciones más brillantes de las NAV y en las zonas periféricas de las mismas. Cada perfil fue analizado con un programa de "gaussian fit" que ajusta un número arbitrario de gaussianas a los perfiles observados; el procedimiento fue conducido desde el terminal CRT de exposición visual de la computadora IBM360/50, en que perfil por perfil fue siendo proyectado, procesado por el método de los mínimos cuadrados ajustando una o más gaussianas y los resultados siendo proyectados en la pantalla, numérica y gráficamente; el procedimiento es muy rápido y permite un elevado nivel de interacción hombre-computadora, en un diálogo con tiempos muertos extremadamente breves. Para cada perfil se procedió al ajuste del número mínimo de gaussianas que minimizaban tolerablemente las desviaciones de los datos. Las amplitudes de las gaussianas fueron luego analizadas estadísticamente y la figura 8 muestra un histograma de las mismas. Aparece clara la meta demarcación del diagrama entre dos grupos de perfiles, correspondiente a diferentes valores de la amplitud. Un grupo caracterizado por amplitudes relativamente pequeñas, menores que 10 km s^{-1} , y otro caracterizado por amplitudes del orden de los 22 km s^{-1} . Interpretando estos perfiles como ensanchados esencialmente por la agitación térmica del gas, es decir ignorando las contribuciones al ensanchamiento debidas a velocidades turbulentas, el valor máximo de la temperatura del gas que puede ser asociada a los dos grupos es $T = 1200^\circ \text{ K}$ para el primer grupo y $T = 10400^\circ \text{ K}$ para el segundo. Esto ulteriormente sugiere el punto ya mencionado que se está observando gas en dos fases termodinámicas distintas.

V

DISCUSION Y CONCLUSIONES

El trabajo descrito sugiere la validez de un modelo galáctico de las NAV, de acuerdo con las ideas de Verschuur (1973) y Davies (1972). Este modelo requiere que el "plano" galáctico esté no sólo seriamente curvado hacia el Polo Galáctico Norte, en el primer cuadrante de longitudes galácticas ($0 - 90^\circ$), sino que su espesor aumente drásticamente al aumentar la distancia del centro galáctico. Esta condición es aparentemente satisfecha, ya sea desde el punto de vista teórico (Kellman, 1972) ya sea desde el punto de vista observacional (Verschuur, 1973 c).

El modelo propuesto, puede por lo tanto, ser descrito en el modo siguiente. El gas galáctico en las regiones periféricas, débilmente retenido por el tenue campo gravitacional del plano galáctico (a su vez drásticamente curvado), tiene extensiones "perpendiculares" considerables, que desde nuestra posición en la Galaxia se proyectan a elevadas latitudes. Este gas participa de la rotación diferencial de la Galaxia, y su gran distancia de nosotros, junto con el efecto de rotación diferencial, permite la observación de velocidades radiales proyectadas de elevado valor absoluto. Esta descripción tiene en cuenta la cinemática de las nubes. No explica su estructura in-

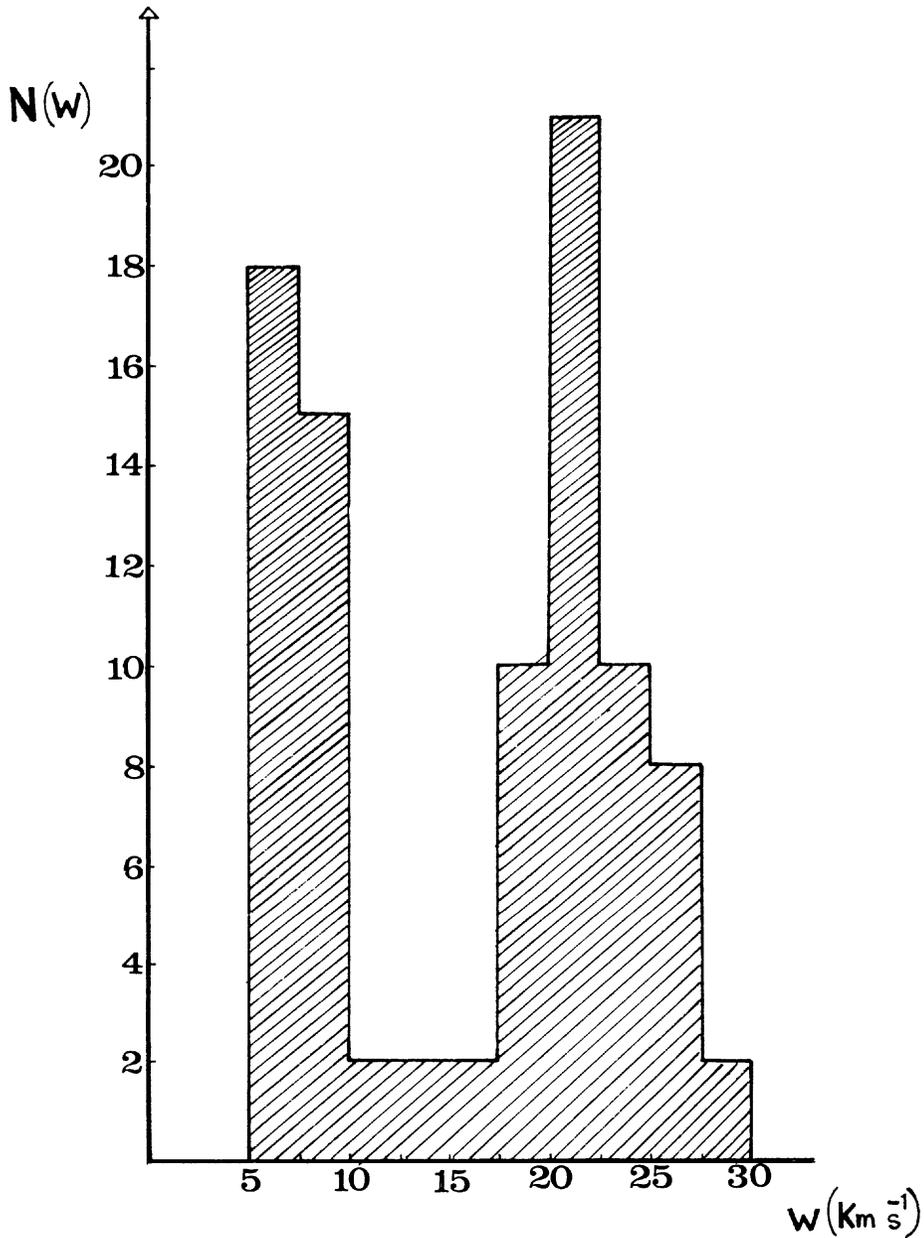


Figura 8: Histograma de las amplitudes de las componentes gaussianas de los perfiles, W , para una selección de perfiles obtenidos con el telescopio de 140 pies en las regiones listadas en la tabla 4.

terna, la naturaleza de los vínculos físicos que las mantienen como unidades y su aparente estructura jerárquica. Los resultados teóricos aquí referidos permiten una explicación de su estructura. Las regiones periféricas de la Galaxia presumiblemente nunca han sido sede de intensa actividad de formación de estrellas, de modo que el "reciclarse" de la materia interestelar, con el consiguiente aumento de la proporción de iones pesados, ha sido muy poco eficiente. Este hecho, interpretado a la luz de los resultados mencionados en la sección II tiende a indicar que la mayor parte del gas se encontrará en una fase caliente y difusa, a temperaturas superiores a los 20000° K, casi completamente ionizado. Sin embargo, en este medio son posibles, y estables, configuraciones condensadas a temperaturas inferiores, alrededor de los 10000° K, cuya razón de ionización es suficientemente baja como para permitir su detección como "nubes" calientes y difusas (relativamente a los criterios de la tabla 1). Al interior de estas nubes son aún posibles subcondensaciones, frías y localizadas, dando lugar a una estructura jerárquica coherente con el dato observacional.

Uno de los problemas de mayor envergadura que enfrenta una interpretación de este tipo es la temperatura derivada para la componente de perfiles de baja amplitud: alrededor de 1200° K. Este valor es un orden de magnitud mayor que el derivado para la primera fase estable, de acuerdo con la teoría. Las explicaciones posibles pueden ser varias; entre ellas dos son las más razonables: (a) las estructuras más pequeñas tienen dimensiones angulares observadas cercanas al límite de resolución del telescopio; es posible que los objetos observados sean superposiciones de varios objetos de dimensiones inferiores a la resolución del telescopio (recuérdese que las amplitudes de los perfiles fueron determinadas por medio de observaciones efectuadas con el telescopio de 140 pies, cuya resolución angular es de $20'$) de modo que varias condensaciones, caracterizadas por velocidades radiales ligeramente distintas, entren en el haz del telescopio, simulando un objeto mayor y de mayor amplitud en velocidad. Este efecto ha sido verificado efectivamente gracias a observaciones realizadas con el nuevo instrumento interferométrico de Westerbork en Holanda, en por lo menos un caso, el de HVC 112 + 2 (Hulsbosch, 1973 comunicación privada). (b) Una explicación alternativa consiste en conceder la posibilidad que las concentraciones más pequeñas efectivamente se encuentren a temperaturas muy por arriba del intervalo correspondiente a la fase estable fría; es decir, conceder que se trata de estructuras inestables, para las cuales el tiempo de desintegración (o transición de fase) es muy largo, al punto de hacerlas casi-estables. Esto puede verificarse si la forma de la curva $\log(P/L)$ vs. $\log T$ satisface ciertas condiciones en el intervalo de temperaturas considerado (derivada baja); condición satisfecha para ciertas combinaciones de abundancias relativas muy plausibles (Giovanelli y Brown, 1973).

La interpretación formulada para la estructura periférica de nuestra Galaxia y para las NAV en particular tiene notables implicaciones. Un medio difuso completamente ionizado (fase III) en la periferia de la Galaxia podría ser un eficiente agente de confinamiento de los rayos cósmicos en la Galaxia, resolviendo este añoso problema. Además la contribución de este medio ionizado a la medida de rotación de las radiofuentes extragalácticas permite determinar un modelo del campo magnético galáctico muy distinto de los modelos hasta ahora postulados. Las implicaciones sobre las inhomogeneidades en las abundancias a lo largo del "plano" galáctico son entre las más interesantes. Observaciones ópticas (Searle, 1971) de regiones HII de 5 galaxias a espiral cercanas han mostrado la existencia de bien definidos gradientes de abundancia de iones pesados a lo largo del disco, disminuyendo hacia la periferia; más aún, ciertos elementos cambian en abundancia más rápidamente que otros, por

ejemplo: la razón de abundancia [O/N] disminuye por un factor 7 entre las regiones III internas y las más externas.

Recientemente (Morton et al. 1973) han sido determinadas abundancias de elementos en el medio interestelar por medio de un observatorio orbitante (OAO-3: Copernicus). Los nuevos valores de las abundancias relativas son en algunos casos, drásticamente distintos que los comúnmente aceptados hasta ahora.

ABSTRACT

This paper presents results which further clarify morphological and thermodynamical aspects of the interstellar medium in the peripheric regions of the Galaxy. It is composed of (1) a part of theoretical analysis, in which a hierarchical structure of the gas, in three phases of different temperatures and densities, is postulated; and (2) a mainly observational part in which the results of $\lambda 21$ cm observations are presented showing and agreement with theoretical results.

The picture proposed by this study shows the peripheric galactic gas conformed in nebular structures which rotate with the Galaxy and, given their presumably big distances, show high values of the radial velocities. They are interpreted as representative of two phases in pressure, thermal and ionization equilibrium between them and with a third phase, "internebular", at a temperature higher than 20000 K.

RIASSUNTO

Questo lavoro presenta risultati che si propongono di chiarire ulteriormente gli aspetti morfologici e termodinamici del mezzo interstellare nelle regioni periferiche della Galassia. Si divide in (1) una parte di analisi eminentemente teorica, nella quale è postulata una struttura gerarchica del gas, in tre fasi di temperature e densità diverse; e (2) in una parte osservazionale, nella quale si presentano i risultati di osservazioni radioastronomiche che tendono a corroborare i risultati teorici.

Il quadro risultante di questo studio è quello di un gas galattico periferico conformato in strutture nebulari, che partecipano della rotazione galattica e che essendo presumibilmente a grandi distanze, presentano alti valori della velocità radiale; possono essere interpretate come rappresentative di due fasi in equilibrio di pressione, termico e di ionizzazione fra di loro e con una terza fase, "internebular", a temperatura superiore ai 20000 K.

BIBLIOGRAFIA

- BERGERON, J., SOUFFRIN, S., *Astronomy and Astrophysics*, vol.11, p. 40, 1971.
- COX, D., DALTABUIT, E., *Astrophysical Journal*, vol. 167, p. 113, 1971.
- COX, D., TUCKER, W., *Astrophysical Journal*, vol. 157, p. 1157, 1969.
- CRAM, T. R., GIOVANELLI, R., FARRIS, S., NRAO Computer División internal report N° 12, 1973.
- DALGARNO, A., McCRAY, R. A., *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.*, vol. 10, p. 375, 1972.
- DAVIES, R. D., *Nature*, vol. 237, p. 88, 1972.
- DIETER, N. H., *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, vol. 5, p. 21.
- FIELD, G. B., *Astrophysical Journal*, vol. 142, p. 531, 1965.
- FIELD, G. B., GOLDSMITH, D. W., HABING, H. J., *Astrophysical Journal Letters*, vol. 155, p. 149, 1969.
- GIOVANELLI, R., BROWN, R. L., *Astrophysical Journal*, vol. 182, p. 755, 1973.
- GIOVANELLI, R., VERSCHUUR, G. L., CRAM, T. R., *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, vol. 12, p. 209, 1973.
- GIOVANELLI, R., CRAM, T. R., en preparación 1974.
- HILLS, J. G., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 17, p. 155, 1972.
- HJELLMING, R. M., GORDON, C. P. GORDON, K. J., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 2, p. 202, 1969.
- HULSBOSCH, A. N. M., RAIMOND, E., *Bull. Astron., Inst. Netherlands*, vol. 18, p. 413, 1966.
- HULSBOSCH, A. N. M., *Bull. Astron, Inst. Netherlands*, vol. 20, p. 33, 1968.
- HULSBOSCH, A. N. M., Tesis de doctorado, Universidad de Leyden, 1972.
- KAHN, F. D., *Proceedings of the International Astronomical Union Symposium N° 2*, North Holland Publ. Co., Amsterdam, p. 60, 1965.
- KELLMAN, S., *Astrophysical Journal*, vol. 175, p. 353, 1972.
- KEPNER, M. E., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 5, p. 444, 1970.
- KERR, R. J., SULLIVAN III, W. T., *Astrophysical Journal*, vol. 158, p. 115, 1969.
- McCRAY, R. A., BUFF, J., *Astrophysical Journal Letters*, vol. 175, p. 65, 1972.
- MENG, S. Y., KRAUS, J. D., *Astronomical Journal*, vol. 75, p. 535, 1970.

- MORTON, D. C., DRAKE, J. F., JENKINS, E. B., ROBERSON, J. B., SPITZER, L., YORK, D. G., *Astrophysical Journal Letters*, vol. 181, p. 103, 1973.
- MUELLER, C. A., OORT, J. H., RAIMOND, E., *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris*, vol. 257, p. 1961, 1963.
- MUELLER, C. A., RAIMOND, E., SCHWARZ, U. J., TOLBERT, C. R. *Bull. Astron. Inst. Netherlands, Suppl. 1*, p. 213, 1966.
- OORT, J. H., *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, vol. 18, p. 421, 1966.
- OORT, J. H., *Astronomy And Astrophysics*, vol. 7, p. 381, 1970.
- PIKELNER, S. B., *Soviet Astronomy*, vol. 11, p. 737, 1967.
- PUPPI, G., SETTI, G., WOLTJER, L., *Nuovo Cimento*, vol. 45, p. 252, 1966.
- SEARLE, L., *Astrophysical Journal*, vol. 168, p. 237, 1971.
- SILK, J., WERNER, M., *Astrophysical Journal*, vol. 158, p. 185, 1970.
- SPITZER, L., *Astrophysical Journal*, vol. 120, p. 1, 1954.
- SPITZER, L., "Difuse Matter in space", ed. Interscience, New York, p. 85, 1968.
- SPITZER, L., TOMASKO, M. G., *Astrophysical Journal*, vol. 152, p. 971, 1968.
- SPITZER, L., SCOTT, E. H., *Astrophysical Journal*, vol. 158, p. 161, 1969.
- VAN KUILENBURG, J., *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, vol. 5, p. 1, 1972.
- VERSCHUUR, G. L., *Astrophysical Journal*, vol. 156, p. 771, 1969
- VERSCHUUR, G. L., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 22, p. 139, 1973c.
- VERSCHUUR, G. L., Preprint 1973b.
- VERSCHUUR, G. L., Preprint 1973c.
- VERSCHUUR, G. L., CRAM, T. R., GIOVANELLI, R., *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, vol. 12, p. 203, 1973.
- WANNIER, P., WRIXON, G. T., WILSON, R. W., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 18, p. 224, 1972.
- WITHBROE, G. *Proc. Menzel Symp.*, ed. K. B. Gebbie, N. B. S. Spec. Publ. 353, 1971.