

UNIVERSIDAD DE GRANADA

FACULTAD DE CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE FISICA TEORICA Y DEL COSMOS.

INFLUENCIA DE LOS CAMPOS MAGNETICOS  
EN LA MORFOLOGIA DE LAS GALAXIAS ESPIRALES

ESTRELLA FLORIDO NAVIO

Tesis Doctoral



+ 17/112

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
Nº Documento <u>215896</u>
Nº Copia <u>215897</u>

INFLUENCIA DE LOS CAMPOS MAGNETICOS  
EN LA MORFOLOGIA DE LAS GALAXIAS ESPIRALES

Director y tutor de la Tesis:

Dr. Eduardo Battaner Lopez

Catedratico de Fisica de la Tierra, Astronomia y Astrofisica

Departamento de Fisica Teorica y del Cosmos

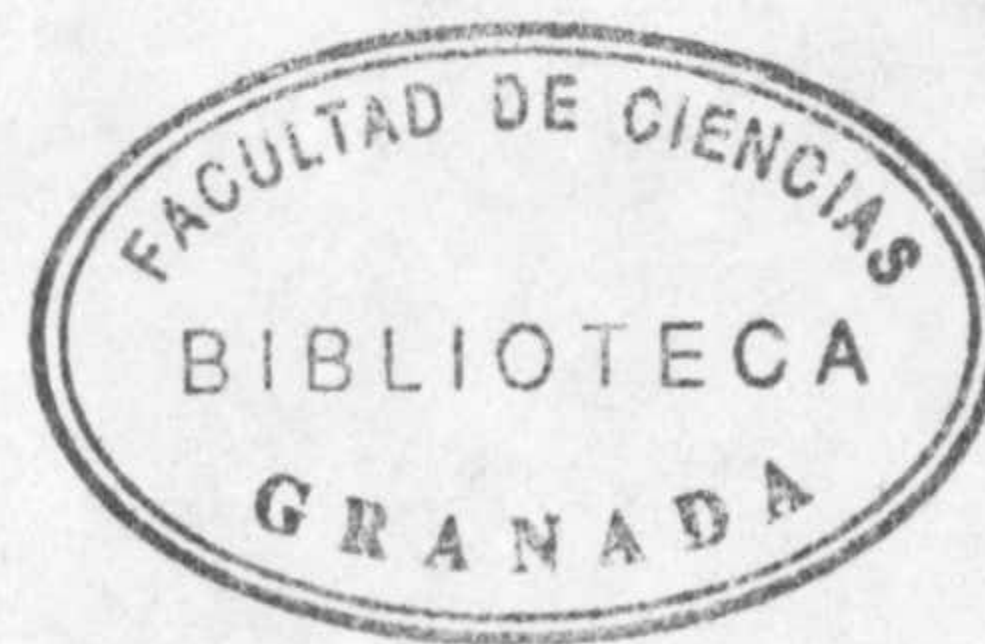
Universidad de Granada

Memoria presentada para optar al grado de Doctor en Ciencias  
(Seccion Fisicas)

Granada a 15 de Mayo de 1989

Estrella Florido Navio

Licenciada en Ciencia Fisicas





CAMPOS MAGNETICOS INTERESTELARES



INTRODUCCION



Tras un breve resumen, en el que veremos algunos de los metodos observacionales con los que se puede calcular la direccion, y aun en algunos casos puntuales la magnitud, del campo magnetico interestelar en galaxias espirales proximas (e incluso en nuestra propia Galaxia), haremos un estudio sobre la influencia de dicho campo magnetico en el gas galactico, asi como tambien -particularizando para el caso de la Via Lactea- el efecto que puede tener sobre la evolucion quimica de su disco.

Tomando como datos de entrada las presiones turbulentas en el plano galactico, y con las ecuaciones de la magnetohidrodinamica, podemos obtener los perfiles de campo magnetico de las distintas galaxias. Veremos como este proporciona un mecanismo eficaz a la hora de explicar las estructuras anulares tan comunes en galaxias espirales. Ademas veremos, aplicandolo a un caso concreto, que podemos calcular el campo magnetico compatible con la distribucion de gas tambien en galaxias donde no aparezcan estos anillos.

Posteriormente, haremos un estudio de como este campo interestelar calculado anteriormente, puede influir sobre la evolucion quimica de nuestra galaxia. Es decir, estudiaremos un modelo dinamico para describirla, a diferencia de los actuales modelos estaticos.



METODOS OBSERVACIONALES



Antes de ver los posibles efectos que un campo magnetico interestelar pueda causar sobre la distribucion de gas en galaxias espirales, asi como sobre la evolucion quimica en el disco de nuestra galaxia, vamos a hacer una breve revision bibliografica para ver que se conoce sobre dichos campos, y si las magnitudes y direcciones obtenidas observacionalmente son compatibles con los valores necesarios en nuestros modelos.

Estudios sobre las tecnicas de medida para estos campos aparecen en los trabajos de Sofue, Fujimoto y Wielebinski (1986), Beck (1986) y Heiles (1987).

La polarizacion optica mostro la primera evidencia sobre la existencia de campos magneticos interestelares. Ohman (1942) fue el primero en obtener resultados para una galaxia externa, M31. Su mecanismo basico es el efecto David-Greenstein, que consiste en el "scattering" de luz debido al alineamiento de las particulas de polvo paramagneticas orientadas perpendicularmente a las lineas de campo interestelar. La exactitud de este metodo no es muy satisfactoria debido a lo poco que conocemos sobre este polvo interestelar; ademas no es valido para conocer la magnitud del campo magnetico, solo nos daria informacion sobre su orientacion.

Otro efecto a tener en cuenta para estas medidas es el desdoblamiento Zeeman de las lineas de HI (o OH) en un campo magnetico. En el atomo de hidrogeno, un campo magnetico externo



desdobra el nivel superior de la línea de 21 cm en tres niveles. La anchura  $\Delta \nu$  entre los niveles mas alto y mas bajo, es de  $2.8 * B_{tot}$  Hz, donde  $B_{tot}$  es el campo magnetico total, en  $\mu G$ .

El efecto Faraday en emision de radio polarizada nos permite conocer el campo magnetico longitudinal debido a que las ondas de radio linealmente polarizadas giran al pasar a traves de un plasma en el que exista un campo magnetico uniforme. Si medimos la rotacion de Faraday,  $\phi_f$ , podemos conocer la componente longitudinal del campo,  $B_{||}$  ya que

$$\phi_f = RM * \lambda^2 \text{ [rad]} \quad (\text{Gardner y Whiteoak, 1966; Burn, 1966})$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda utilizada para la observacion, y RM es lo que se denomina "medida de rotacion", que depende de la integral de  $B_{||}$

$$RM = \text{cte.} * \int n_e B_{||} dl$$

con  $n_e$  la densidad de electrones termicos y  $dl$  el elemento de longitud en la línea de vision (ambos dificiles de conocer).

Midiendo la emision sincrotron de una galaxia se puede dar una configuracion del campo magnetico en la misma, ya que la intensidad de dicha emision depende de la integral de  $[N * B_{\perp}^{1-\alpha}]$ , siendo  $N$  la densidad de electrones de rayos cosmicos por intervalo de energia,  $B_{\perp}$  la componente del campo magnetico en el plano perpendicular a la direccion de observacion, y  $\alpha$  es el indice espectral de la intensidad sincrotron ( $I \propto \nu^{\alpha}$ ). La emision de



radio sincrotron linealmente polarizada permite conocer la componente uniforme de este campo magnetico.

Como resultado de las observaciones de la rotacion de Faraday en los discos de las galaxias espirales se llego a la conclusion de que la configuracion predominante del campo a gran escala en una galaxia espiral es, o bien espiral bisimetrica con las lineas de fuerza posiblemente abiertas al espacio intergalactico, o una estructura de anillo con las lineas de campo circulares, cerradas en el disco.

Parece ser que estas estructuras estan relacionadas con el origen de estas galaxias. En la actualidad existen dos modelos que intentan explicar el origen de los campos magneticos interestelares; por un lado esta el modelo dinamo (E.N. Parker, 1971) y por otro lado la teoria de Piddington (1964) en la que un campo magnetico primordial puede haber sido congelado en una protogalaxia y mantenido en su disco gaseoso en rotacion diferencial mediante un mecanismo como el propuesto por Sawa y Fujimoto. El primer modelo conduce a una estructura en anillo del campo magnetico (similar al de M31) mientras que el segundo daria como resultado un campo magnetico con estructura bisimetrica conectado al campo intergalactico.

A finales de 1982 se encontro como posible relacion el que galaxias espirales con una compañera masiva cercana exhiban magnetismo espiral, mientras que galaxias espirales sin compañera masiva proxima muestran magnetismo anular (Vallee, 1983).



MODELO TEORICO



## INTRODUCCION

Desde que Scoville y Solomon (1975) encontraron el anillo de gas en nuestra galaxia entre 4 y 8 Kpc, tanto las medidas de CO en 2.6 mm como las de HI en 21 cm han mostrado una creciente evidencia de la frecuente presencia de anillos gaseosos en galaxias espirales. Ademas de la Via Lactea, otros claros ejemplos de galaxias con anillo son M31 (Unwin 1980a,b; Stark 1979), NGC 7331 y NGC 2841 (Young y Scoville 1982a); mientras que otras galaxias, como la NGC 6946 muestran un decrecimiento continuo de la densidad del gas conforme nos alejamos del centro.

Algunas hipotesis han intentado explicar esta estructura en anillo de los discos gaseosos (por ejemplo, Young y Scoville 1982a; Jog y Solomon 1984; Myers y Scoville 1987; Muñoz-Tuñon y col. 1987, la segunda de las cuales concierne solamente a nuestra Galaxia y las dos ultimas tratan preferentemente con estructuras de anillo nuclear). Battaner y Sanchez-Saavedra (1986) sugieren una explicacion en la cual los efectos magneticos son los responsables de la ausencia de gas en el disco interno.

En este modelo se argumenta que, bajo la accion combinada de viscosidad y gradiente de presion, los anillos se disiparian en alrededor de  $5 \cdot 10^8$  años. Como es improbable que podamos encontrar un modelo en el que el gas tenga una edad inferior a esta, sera inmediato concluir que la disipacion debe ser prevenida por un efecto con un tiempo caracteristico menor de  $5 \cdot 10^8$  años. Por otra parte, sabemos que las fuerzas magneticas tienen un tiempo caracteristico de  $5 \cdot 10^7$  años, por lo que podria ser responsable de



su mantenimiento.

Este modelo toma como datos de entrada los perfiles de presión del gas publicados en la literatura, obtenidos de las medidas de 2.6 mm y 21 cm, a partir de lo cual calculamos el perfil de campo magnético responsable de estos perfiles de presión, y el continuo de radiación sincrotrón que este campo produciría. El último paso lo realizamos para comparar lo que obtenemos de forma teórica con las observaciones y así probar la validez del modelo.

Si bien este modelo se pensó en principio para explicar la distribución de gas en anillos, lo aplicaremos también a un caso en el que no aparece dicha estructura, a la NGC 6946, y comprobaremos así su validez también para estos casos, si bien el perfil de B cambiara considerablemente, lo que nos permitiría observar su importancia a la hora de decidir la distribución de gas en las galaxias.

#### DESARROLLO

Utilizamos las ecuaciones magnetohidrodinámicas en su forma normal para las condiciones físicas que prevalecen en el gas galáctico.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0$$



$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} + \nabla \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\rho \nabla \mathcal{H} + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} + \eta \nabla \cdot \vec{\zeta}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\Omega_c}{v_B} \nabla \times ((\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B})$$

donde  $\rho$  es la densidad del gas,  $\vec{v}$  su velocidad macroscopica,  $p$  su presion,  $\vec{B}$  el campo magnetico,  $\mathcal{H}$  el potencial gravitacional,  $\eta$  la viscosidad,  $\vec{\zeta}$  el tensor cizalladura y  $\sigma_0$  la conductividad.

Adoptamos algunas hipotesis para simplificar tanto como sea posible las condiciones. Una de ellas es asumir estado estacionario como representativo de los ultimos  $5 \cdot 10^8$  años.

Tambien asumimos corrotacion de gas y estrellas, condicion que nos permite calcular la velocidad de rotacion del sistema estelar a partir de la ecuacion del movimiento, que es mucho mas simple y, como es normal, solo establece el balance entre fuerzas gravitatoria y centrifuga. Si la fuerza gravitatoria es la misma para el gas y para el sistema estelar, y si los terminos inerciales radiales por unidad de masa son tambien los mismos para ambos, obtenemos como resultado que los dos efectos estan compensados y por tanto los podemos despreciar en la ecuacion del movimiento para el gas. Somos conscientes del peligro de eliminar estos terminos, ya que son un orden de magnitud mayores que los terminos magneticos que quedan. Una pequeña separacion de la



corrotacion podria tener efectos tan importantes como los terminos magneticos. Consideramos que el equilibrio entre las fuerzas gravitatoria e inercial se alcanzan de forma tan rapida que los efectos de segundo orden, tales como el magnetismo, pueden ejercer una influencia decisiva. En realidad, cualquier distribucion radial de gas puede rotar en equilibrio gravitatorio, por lo tanto la distribucion de gas actual debe ser decidida por fuerzas mas debiles tales como el magnetismo o la viscosidad. Podemos recordar una situacion similar en la atmosfera terrestre, donde existe un balance entre la gravedad y el gradiente vertical de presion, por lo que una fuerza de segundo orden, como es la fuerza de Coriolis, decide la velocidad del viento.

Teniendo en cuenta estas condiciones en las ecuaciones de la magnetohidrodinamica, encontramos que solamente algunas direcciones del campo magnetico estan permitidas. Una de estas posibilidades -la que parece mas comun para el caso de las galaxias espirales- es la de un campo magnetico azimutal puro, siendo nulas las componentes vertical y radial.

Con las hipotesis descritas anteriormente, se obtiene la formula basica de este modelo

$$\frac{dp}{dr} + \frac{1}{4\pi} B_{\varphi} \frac{dB_{\varphi}}{dr} + \frac{1}{4\pi} \frac{B_{\varphi}^2}{r} = 0$$



donde  $r$  es el radio galactocentrico y  $B_\phi$  la fuerza magnetica azimutal. La presion del gas  $p$  es una "presion turbulenta" mas que una presion molecular. Esta relacionada principalmente con las velocidades relativas entre las distintas nubes de HI y  $H_2$ , y no con la velocidad termica molecular. La presion hidrostatica se define como un tercio de la traza del tensor presion  $p\langle\vec{v}\vec{v}\rangle$  ( $\rho$  es la densidad y  $\vec{v}\vec{v}$  es el producto diadico de las velocidades "peculiares" ( $\langle\rangle$  denota el valor medio). Como las velocidades nube-nube son tan grandes, estas velocidades aleatorias son las responsables del transporte de momento, siendo despreciables frente a ellas las velocidades caoticas debidas a movimientos moleculares termicos. Esta interpretacion de la presion en el medio interestelar ha sido analizada en detalle por Spitzer (1978).

De la ecuacion anterior podemos obtener directamente la presion magnetica  $M = B_\phi^2/8\pi$

$$M = - \frac{1}{r^2} \int_0^r \xi \frac{dp}{d\xi} d\xi ,$$

donde  $\xi$  es la coordenada radial para la integracion. Una vez que calculamos  $p(\xi)$  a partir de las observaciones, obtenemos la



presión magnética y el campo magnético tras una simple integración. Adoptamos  $M(r = 0) = 0$ , debido a la estructura azimutal del campo magnético.

Una vez calculado el campo magnético, hallamos el perfil de radiación sincrotrón. Para esto no asumimos la condición de equipartición. Alguna evidencia observacional favorece esta condición, pero también ha sido cuestionada, por ejemplo por Harnett (1984). En el análisis de Lerche y Schlickeiser (1980, 1981, 1982) concerniente al transporte de electrones relativistas, no se obtiene una función creciente de la energía del electrón con el campo magnético, como requeriría la equipartición. En el modelo se hizo la hipótesis inicial de que el espectro de energía era similar al espectro en la vecindad solar, con la densidad de número  $N_0$  proporcional a la presión del gas. Aquí consideramos que la energía de los electrones cósmicos se puede perder a causa de diferentes efectos, tales como la difusión (principalmente en la dirección  $z$ ; por ejemplo, Allen, Baldwin y Sancisi 1978; de Bruyn y Hummel 1979; Hummel y Bosma 1982), convección, deceleración adiabática, interacciones, y pérdidas radiativas, fenómenos estudiados por Lerche y Schlickeiser (1982). Hemos considerado la pérdida radiativa debido a la emisión sincrotrón como el mecanismo más importante para la disipación de la energía de los electrones relativistas, ignorando la emisión Compton inversa.

La convección y los vientos galácticos también podrían reducir los números de electrones relativistas en tiempos típicos



del orden de  $10^7$  años (Segalovitz 1977), que se identifica con la vida media de los rayos cósmicos. Para los electrones cósmicos, la pérdida de energía debido a la emisión sincrotrón es otro efecto competitivo, siendo el tiempo característico  $\tau = (uB^2E)^{-1}$  (Segalovitz 1977), donde  $u$  es una constante de valor  $1.57 \cdot 10^{-3}$  en unidades c.g.s. y  $E$  es la energía de los electrones. A una frecuencia de 2700 MHz la energía de los electrones relativistas correspondería a 6 GeV (Beck 1982). Si  $B$  es aproximadamente  $10^{-5}$  G,  $\tau$  viene a ser del orden de  $10^7$  años y por tanto tan corto como el tiempo característico de la convección. Si no hubiéramos tenido en cuenta esta pérdida de energía debido a la radiación sincrotrón, hubiéramos obtenido campos magnéticos tan grandes como  $10^{-3}$  G. Si este fuera realmente el caso, el tiempo característico de la pérdida de energía sincrotrón sería de menos de  $10^3$  años, y por tanto este tipo de disipación sería un efecto dominante. Lo cual sería una contradicción con el hecho de no haberlo tomado en cuenta.

Por tanto aplicamos las ecuaciones dadas por Lerche y Schlickeiser, que en el plano galáctico y bajo estas hipótesis se reduce a

$$N_0 = \text{constante} \cdot \frac{A(r, \varphi)}{B}$$



donde  $A(r, \varphi)$  es una función que tiene en cuenta la producción de electrones cósmicos,  $r$  y  $\varphi$  son las coordenadas radial y azimutal, y  $B$  es la fuerza del campo magnético. Consideramos que son las supernovas de tipo II la principal fuente de electrones cósmicos: como no pueden viajar muy lejos de sus lugares de nacimiento, y este tendrá lugar donde exista mayor densidad de gas, asumimos que la función  $A$  es proporcional a dicha densidad, de forma que nuestra hipótesis es finalmente

$$N_0 = \text{constante} * \frac{\rho}{B}$$

donde  $\rho$  es la densidad del gas. Teniendo en cuenta el valor en la vecindad solar de  $N_0$  dado por Nishimura y col. (1980) y algunos cálculos orientativos preliminares, proponemos el valor  $1.7 \cdot 10^3$  como valor de la constante que aparece en la fórmula (cuando medimos  $N_0$  en  $\text{ergs cm}^{-3}$ ,  $\rho$  en  $\text{g cm}^{-3}$ , y  $B$  en G).

La velocidad nube-nube típica es un parámetro muy importante en estos cálculos. Stark (1979) estimó valores del orden de  $8 \text{ Km s}^{-1}$ , mientras Clemens (1985) dedujo valores más bajos, del orden de  $3 \text{ Km s}^{-1}$ . Nosotros tomamos el valor intermedio de  $5 \text{ Km s}^{-1}$ , siguiendo a Gordon y Burton (1976) y Sanders (1984), valor generalmente aceptado en estudios posteriores. En cuanto al factor de conversión entre la intensidad de CO y la densidad numérica de hidrógeno molecular, Kutner y Leung (1985) desarrollaron modelos teóricos para determinarlo, proponiendo  $N_{\text{H}_2} / I_{12} = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K}$



$\text{km s}^{-1})^{-1}$ . Liszt (1982) encontro un valor de  $(5 \pm 2.5) * 10^{20}$ . Probablemente este factor de conversion sea diferente para las distintas galaxias, e incluso quizas dependa tambien del radio galactocentrico, de la metalicidad (Blitz y Shu 1980) y de la temperatura (Elmegreen, Elmegreen y Morris 1980). Pero, como es conveniente adoptar el mismo valor para todas las galaxias consideradas, y para cualquier distancia al centro, elegimos el valor intermedio de  $4 * 10^{20}$ , que es el mismo propuesto por Young y Scoville (1982a).

Stark y Sanders encontraron una dependencia de la escala de altura gaseosa con el radio. A pesar de este hecho, aqui hemos adoptado escalas de altura constantes: 120 pc para HI y 70 pc para el  $\text{H}_2$  (Burton 1976; Sanders, Solomon y Scoville 1984).

## RESULTADOS

Como hemos mencionado, cogemos los perfiles de presion a partir de las observaciones. En las figuras 1a-e aparecen los perfiles de presion turbulenta para las galaxias que vamos a estudiar: Via Lactea, M31, NGC 7331, NGC 2841 y NGC 6946. Se obtienen de la forma

$$p = (\rho_{\text{HI}} + \rho_{\text{H}_2}) \langle v^2 \rangle$$



Las densidades de HI en nuestra Galaxia las tomamos del estudio de Gordon y Burton (1976), mientras que para H<sub>2</sub> utilizamos las de Sanders (1983). En el caso de M31 cogemos para HI y H<sub>2</sub> los datos de Unwin (1980) y Stark respectivamente. Para las otras 3 galaxias, tomamos las densidades superficiales de HI de Bosma (1978) para las NGC 2841 y NGC 7331 y de Rogstad y Shostak (1972) para la NGC 6946. Tomamos las densidades superficiales de H<sub>2</sub> de Young y Scoville (1982a) para las NGC 2841 y NGC 7331 y de Young y Scoville (1982b) las de NGC 6946. Como distancia a M31 adoptamos el valor de 690 kpc, valor utilizado tambien por Unwin y Beck. Para el resto de las galaxias las adoptadas por Young y Scoville: 7.6 Mpc para NGC 2841, 20 Mpc para NGC 7331 y 10.1 Mpc para NGC 6946.

La presion alrededor del nucleo no ha sido tomada de las observaciones, sino que la hemos elegido como una condicion de contorno. Existe una presion critica  $p_c$  tal que si le damos a la presion central un valor menor de  $p_c$ , obtenemos que los efectos magneticos no pueden ser los responsables de la distribucion de gas observada. Elegimos la presion central de forma que la intensidad sincrotron a un  $r$  dado sea la misma que la observada. Debemos tener en cuenta que esta eleccion supone que los perfiles teoricos y observacionales coincidan solamente en un punto, de tal forma que el acuerdo entre los perfiles deberia indicar la validez de la eleccion de la presion central y, por supuesto, del modelo.

La diferencia entre la presion central elegida y la observada no puede explicarse en un modelo de estado estacionario como el que estamos analizando, y suponemos que estaria



relacionado con la formación de y la acreción a un agujero negro central muy masivo, con formación de estrellas en el centro, o eyección de gas. En la NGC 6946 es evidente que existe una formación estelar reciente, donde se han observado un gran número de supernovas (Minkowski 1964; Barbon, Ciatti y Rosiño 1982; Barbieri, Bandi y Cristiani 1982). A partir de los estudios de  $H_{\alpha}$  se ha deducido la presencia de alrededor de  $1.5 \times 10^4$  estrellas ionizadas O5 (van der Kruit y col. 1977; de Gioia-Eastwood y col. 1984; Beckman y col 1986). El núcleo de NGC 7331 es un LINER (Keel 1983; Muñoz-Tunon y col. 1987), el cual en realidad está conectado con actividad nuclear o formación estelar reciente. Hay evidencia observacional de que estos tres fenómenos nucleares son comunes para las distintas galaxias espirales. Sanchez-Saavedra y Battaner (1986) estimaron el flujo de gas hacia el centro de la galaxia debido a efectos magnéticos.

En la tabla I aparecen la presión central crítica y la elegida, ambas en dinas por centímetro cuadrado



Galaxia	Presion critica	Presion central elegida
Via Lactea	$3.98 \times 10^{-10}$	$3.98 \times 10^{-10}$
M31	$6.92 \times 10^{-10}$	$4.00 \times 10^{-09}$
NGC 7331	$2.01 \times 10^{-10}$	$1.00 \times 10^{-08}$
NGC 2841	$4.78 \times 10^{-10}$	$3.50 \times 10^{-09}$
NGC 6946	0.00	$2.82 \times 10^{-11}$

Con estos perfiles de presion calculamos los del campo magnetico segun lo visto anteriormente, obteniendo asi las figuras 2a-e. Los valores obtenidos estan respaldados por los datos que se conocen observacionalmente, pero no es posible una comparacion detallada de nuestros perfiles con las observaciones ya que lo que se ha obtenido con estas son valores en algunos puntos aislados de las distintas galaxias. Aunque no hemos asumido la equiparticion en este trabajo, la podemos utilizar para comparar ordenes de magnitud. Bajo esta condicion, Klein y col. (1982) obtuvieron un valor tipico de  $15 \pm 5 \mu\text{G}$  para la NGC 6946, que esta bastante de acuerdo con los resultados obtenidos aqui. Segun Beck (1982) el campo magnetico uniforme medio en M31 seria de unos  $3.2 \pm 0.9 \mu\text{G}$ . Posteriormente el mismo ha dado valores mas altos para esta magnitud, comparables al valor que nosotros hemos obtenido un , de unos  $7.30 \mu\text{G}$  a la distancia de 10 kpc que es la distancia a la que Beck realizo la anterior medida. Para NGC 7331 y NGC 2841 Hummel y Bosma dicen que el valor de la fuerza del



campo magnetico es aproximadamente de 17 y 9  $\mu$  G respectivamente, valores muy parecidos a los obtenidos aqui (estos quizas sean algo mas bajos, pero hay que tener en cuenta que los de Hummel y Bosma se refieren a campos magneticos totales, mientras que estos consideramos que son de la componente uniforme del campo magnetico debido a que estan orientados en la direccion azimutal.

La mejor forma de comparar nuestros resultados con las observaciones es mediante el analisis de los perfiles de continuo de la radiacion sincrotron. Los resultados aparecen en las figuras 3a-e comparados con los perfiles observacionales.

Los perfiles teoricos los obtenemos teniendo en cuenta que

$$I_{\nu} = c_5(\gamma) * N_0 * l * B_{u\perp}^{\beta_n - 1} * (\nu / 2c_1)^{-\beta_n + 2}$$

$$(\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sterad}^{-1})$$

donde

- $\gamma$  es el indice espectral del espectro de energia de los electrones,  $N * dE = N_0 * (E/E_0)^{-\gamma} * dE$ , que esta relacionado con  $\beta_n$  de la forma  $\gamma = 2 * \beta_n - 3$ .
- $c(\gamma)$  esta tabulada en Pacholckyk (1976).
- $c_1$  es una constante de valor  $6.27 * 10^{18}$  en el sistema c.g.s..
- $\nu$  es la frecuencia a la que se realiza la observacion.  $l$  el camino libre a traves de la fuente,



-  $B_{u\perp}$  es la componente uniforme del campo magnetico perpendicular a la linea de observacion. Es  $B_{u\perp} = B_u * \cos i$  (si tenemos en cuenta que el campo magnetico es azimutal).

- y  $N_0$  la densidad de electrones de rayos cosmicos por intervalo de energia, correspondiente a una energia  $E_0$  de un ergio.

Para comparar con un perfil de temperatura de brillo en vez de intensidad de radiacion sincrotron, hemos tenido en cuenta la siguiente relacion

$$T_B = \frac{\lambda^2}{2k} I_U$$

Seguidamente damos una tabla de los valores de  $\beta_n$  utilizados, la frecuencia a la que comparamos, los articulos de donde hemos cogido los perfiles y las inclinaciones de las distintas galaxias:



	Via Lactea	M31	NGC 2841	NGC 7331	NGC 6946
$\beta_n$	2.88	2.88	2.87	3.14	2.8
		(Beck)	(Batt.)	(de Vauc.)	(Klein y col.)
Magnitud comparada	$T_b$	$T_b$	$I_v$	$I_v$	$T_b$
Articulo	Beuermann y col. (1985)	Beck (1982)	Hummel y Bosma (1982)	Hummel y Bosma (1982)	Klein col. (1982)
$v$ (Hz)	$0.408 \cdot 10^9$	$2.7 \cdot 10^9$	$0.61 \cdot 10^9$	$1.415 \cdot 10^9$	$10.7 \cdot 10^9$
$i$	$78^\circ$	$78^\circ$	$68^\circ$	$75^\circ$	$30^\circ$

Teniendo en cuenta las aproximaciones hechas y el pobre conocimiento de los distintos parametros introducidos, hemos obtenido un ajuste bastante bueno entre teoria y observacion. Para la NGC 7331 la coincidencia entre ambos perfiles es bastante buena desde los 8 kpc, pero los valores teoricos son considerablemente mas altos cerca del centro. En el caso de NGC 2841 el acuerdo es muy satisfactorio. Desafortunadamente, Hummel y Bosma (1982) solamente dan valores hasta 8kpc. Para la Via Lactea comparamos



con el perfil de temperatura de brillo  $T_b$  obtenido por Beuermann y col.(1985). Establecen un modelo para describir esta distribucion segun un disco "delgado" y otro "grueso". Nosotros comparamos con un valor medio entre estos dos. Hasta aproximadamente  $r=2\text{kpc}$  la diferencia de valores es grande, siendo el valor obtenido segun el modelo bastante mayor en el centro galactico. A partir de ahi los dos perfiles son bastante similares excepto en  $r=6\text{kpc}$ , donde -segun el modelo- se produce un minimo bastante pronunciado debido a que existe este minimo tambien en la distribucion del campo magnetico y un maximo en la presion. A pesar de estas diferencias lo cierto es que los perfiles son bastante similares. Para nuestra Galaxia precisamente, la obtencion de resultados observacionales ofrece muchas dificultades, y por tanto disminuye la eficacia de la confrontacion con nuestros calculos. En el caso de Andromeda comparamos con el perfil de  $T_b$  obtenido por Beck (1982). Si bien la forma o estructura de dicho perfil es similar a la que describe el modelo utilizado aqui, existen determinados intervalos donde la diferencia de valores es bastante pronunciada, sobretodo en el centro galactico, dentro de los 4 primeros kpcs. No obstante, los resultados obtenidos son aceptables sobretodo en lo que se puede considerar como el disco propiamente dicho de la galaxia. Nuestros resultados tambien concuerdan razonablemente bien con la temperatura de brillo sincrotron de Klein y col (1982). Debemos recalcar este hecho ya que la NGC 6946 es una galaxia sin anillo. Por tanto, este modelo parece ser valido no solamente para galaxias espirales con anillo (Sanchez-Saavedra y Battaner 1987; Battaner y Sanchez-Saavedra 1986), sino tambien para galaxias con



un decrecimiento exponencial de la presión del gas. El hecho de que  $\vec{B}$  sea bisimétrico en NGC 6946, y no azimutal como asumimos aquí, no puede ser una fuente importante de error para nuestros propósitos.

#### CONCLUSIONES

El campo magnético está probablemente generado por efectos dinámicos y se pierde por disipación y otros efectos. Pero si alcanza una distribución cuasi-estacionaria, lo podríamos calcular a partir de la distribución del gas. Por los resultados obtenidos podemos concluir que el campo magnético es mayor en la parte central y disminuye cuando aumenta el radio galactocéntrico, con la excepción de la NGC 6946, donde se observa un campo magnético aproximadamente constante.

Podemos considerar que este modelo nos proporciona una explicación apropiada para el continuo de radio de emisión sincrotrón observado en galaxias espirales, así como una explicación razonable de cómo se mantienen los anillos gaseosos.

En cuanto a las presiones centrales, la interpretación propuesta aquí es que las fuerzas del campo magnético responsables del mantenimiento de los anillos también inducen un flujo hacia el centro galáctico que es una fuente de gas para la actividad



nuclear. Esto esta confirmado por la evidencia observacional de que las galaxias Seyfert tienen a menudo estructuras anulares en sus discos (Adams 1977).

Medidas directas del campo magnetico mediante observaciones en sincrotron polarizado a varias longitudes de onda constituira un metodo para verificar o no este modelo. Otras observaciones fotometricas y espectroscopicas pueden dar pistas importantes acerca del mecanismo responsable de la formacion y mantenimiento de anillos gaseosos en algunas galaxias espirales. Una combinacion de fotometria infrarroja y visible nos permite estimar la edad de la poblacion en el anillo, y de esta forma la edad de la estructura en si mismo, como han propuesto Prieto y col. (1986) para M31, y Muñoz-Tuñon y col. (1987) para la NGC 7331. Tales observaciones deberian imponer restricciones importantes sobre las posibles explicaciones acerca de los anillos de gas en las galaxias espirales.



Efecto del  
CAMPO MAGNETICO GALACTICO  
sobre la EVOLUCION QUIMICA  
en el DISCO de la VIA LACTEA



## INTRODUCCION

En este apartado vamos a estudiar la influencia de los campos magneticos sobre la evolucion quimica en el disco de nuestra galaxia.

Hasta ahora el modelo aceptado es el "infall", el cual, para explicar la evolucion quimica de la Galaxia, supone un flujo de gas hacia ella.

Nuestro principal proposito es explorar la influencia de flujos radiales sobre la evolucion quimica en la vecindad solar. Hay dos cuestiones basicas que no estan resueltas por los actuales modelos de evolucion quimica estaticos. Primero, si las velocidades radiales de solamente  $\approx 10 \text{ Km s}^{-1}$  son suficientes para igualar la proporcion de formacion estelar (como mostraremos mas tarde), puede un modelo que las ignore considerarse realista?. Segundo, si la formacion estelar tiene lugar en un anillo, por que la distribucion de densidad estelar no tiene forma de anillo? Tambien deberiamos enfatizar que este trabajo, si bien no presume "infall" de gas desde el halo o desde el medio intergalactico, no lo rechaza. Puede ser que algunas observaciones sean compatibles con el "infall", pero los modelos se hacen tambien especulativos cuando adoptan muchos parametros libres para especificar cuando y donde tiene lugar este "infall".



## MODELO

Se sabe que la formación estelar en el disco de nuestra Galaxia se produce principalmente en un anillo entre 5 y 8 Kpc del centro (Tinsley 1980). Según el estudio que hemos hecho anteriormente, vemos que este coincide con el anillo observado en 21 cm y 2.6 mm (Gordon y Burton 1976; Sanders y col. 1984), y también hemos visto que estos anillos deben haber estado en estado estacionario al menos durante los últimos  $10^8$  años, e incluso podrían ser más viejos siempre y cuando estuvieran mantenidos mediante campos magnéticos. Así, la primera hipótesis para este modelo es que los anillos gaseosos en el disco son estructuras dinámicamente estables.

Una segunda hipótesis es que la masa del gas en el anillo se haya mantenido constante desde justo después de la formación del disco hasta estos momentos, es decir, que exista algún efecto dinámico que proporcione un flujo de gas "entrante" en el anillo para compensar las pérdidas debidas a la formación estelar (según hemos visto anteriormente bien pudiera ser el campo magnético una de estas fuerzas). Por supuesto esta hipótesis no se puede cumplir siempre, pero sí en una primera fase, relativamente corta si la comparamos con la historia de nuestra Galaxia.

Vamos a considerar el disco dividido en dos partes: Una interna, con  $r < 5\text{Kpc}$ , que proporciona un flujo gaseoso a la parte externa ( $r > 5\text{Kpc}$ ) debido a la acción combinada de los campos magnéticos y la viscosidad. Por tanto la región externa, que es la que denotaremos por anillo de aquí en adelante, tendrá un extremo



interno a una distancia galactocentrica de 5 Kpc, y su borde externo sera la periferia de la galaxia.

Actualmente, las estrellas estan naciendo principalmente en el anillo. Si este fuera lo suficientemente viejo, las estrellas se acumularian en el, por lo que la cuestion seria por que en el presente la distribucion de estrellas no tiene forma de anillo?: Como hay muchas estrellas en la region interna del disco, podemos imaginar un flujo estelar desde el anillo a la region interna. Para establecer este flujo de estrellas hacia el interior, se requiere un mecanismo de transporte de momento angular, mecanismo que viene proporcionado por la viscosidad del sistema estelar. Estimaremos mas tarde que la viscosidad tiene un tiempo caracteristico del orden de  $10^9$  años, y por tanto es un efecto importante cuando consideramos la evolucion de nuestro disco.

Antes de aproximadamente  $10^9$  años, las estrellas no fluyen desde el anillo hacia el interior, porque no hay mecanismos dinamicos que puedan reducir el momento angular, y asi aumenta el numero de estrellas en el anillo. En el presente, sin embargo, despues de  $\approx 10^{10}$  años, la viscosidad es lo suficientemente importante para sacar del anillo tantas estrellas como nazcan por unidad de tiempo. Asi, nuestra tercera hipotesis sera por tanto, que despues de algun tiempo, cuando la densidad de estrellas fuera una funcion creciente en el anillo, alcanzo una situacion dinamica pero estacionaria. En el presente, el gas fluye hacia dentro del anillo y forma estrellas, y estas entonces fluyen volviendo al centro. La densidad, tanto del gas como de las estrellas permanece constante, aunque la metalicidad del gas aumenta, y asi el



espectro de metalicidad de las estrellas se despliega. No se excluye la formacion de estrellas fuera del anillo, pero aqui adoptamos el cuadro simplificado de que el anillo es la principal region de formacion estelar del disco.

Una vez mencionados el escenario general y las hipotesis basicas, proponemos un modelo teorico simple. Primero propondremos argumentos de ordenes de magnitud para justificar nuestras hipotesis, integraremos analiticamente un conjunto de ecuaciones diferenciales para la masa estelar, metalicidad y la distribucion de metalicidad estelar. Posteriormente, discutiremos los resultados y conclusiones.

El cuadro general concebido en este modelo es como sigue: Inicialmente, hace aproximadamente  $10^{10}$  años, se formo el disco. En la region del anillo habia aproximadamente la misma acumulacion de gas que ahora. Los campos magneticos y la viscosidad gaseosa turbulenta empezaron a producir un flujo hacia el exterior que, despues de un corto tiempo, equilibrio la formacion estelar en el anillo. Nos referiremos a este periodo de tiempo como A. Durante esta fase A, una cantidad creciente de estrellas en el anillo no estaba afectada por ningun flujo radial efectivo de estrellas. Otros modelos (Kalnajs 1978; Ostriker 1977; Mayor y Vigroux 1981; Lacey y Fall 1985; Arimoto y Yoshii 1986) tienen en cuenta un flujo radial de gas, aunque aqui se considera responsable a un mecanismo diferente. Un campo magnetico induce el "outflow"



radial. El tiempo relativamente corto en el que el flujo de gas dirigido hacia el anillo equilibra las pérdidas debidas a formación estelar es del orden del tiempo característico de la viscosidad turbulenta del gas, es decir  $10^8$  años, mayor que el tiempo característico del campo magnético ( $5 \times 10^7$  años), pero despreciable cuando se compara con el tiempo de evolución del disco, y con la duración de la fase A.

La fase B empezó tras un tiempo  $T$ , cuando la viscosidad estelar se hizo efectiva y produjo un "inflow" de estrellas a través del extremo interno del anillo hacia el centro galáctico. Finalmente, la componente estelar alcanzó condiciones de estado estacionario. Mientras tanto, la eyección del gas hacia el anillo continuo, pudiendo estar relacionadas varias fuentes de gas: Gas original que permanece en la parte interna del disco, gas eyectado del núcleo, gas eyectado de las estrellas de masa intermedia que habían caído ya a un radio menor de 5 Kpc, e incluso, no descartamos un "infall" del medio intergaláctico o del halo. Claramente  $T$  debe ser del orden del tiempo característico de la viscosidad estelar. Por supuesto, la transición entre las dos fases no debería ser brusca, aunque en nuestros cálculos se considere así para simplificar el tratamiento.

En resumen, la masa del gas en la zona que corresponde al actual anillo será considerada constante durante toda la vida del disco. El número de estrellas aumentó con el tiempo durante la



fase A, alcanzo el presente valor despues de un tiempo T, y permanecio constante hasta ahora.

Como hemos dicho, la densidad gaseosa en el anillo es considerada constante durante toda la historia del disco. Esto esta de acuerdo con los argumentos dados por Twarog (1979) y Rana y Wilkinson (1986) favoreciendo una SFR ("Star Formation Rate") constante. La ecuacion de continuidad para el gas en el anillo la podemos escribir en su forma normal

$$\frac{d M_G}{d t} = - \psi (1 - R) + F_G$$

donde  $M_G$  es la masa de gas en una columna normal al plano galactico, de  $1 \text{ pc}^2$  atravesando la galaxia completa, de tal forma que su derivada temporal debe ser cero.  $\psi$  es la SFR, que tiene un valor tipico en la vecindad solar de  $5 \text{ a } 10 M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$  (ejem. Tinsley 1981; Larson 1986). El factor  $(1 - R)$  toma en cuenta la parte del gas que regresa al ISM por evolucion estelar y  $F_G$  es el flujo de gas que entra en el anillo y permanece alli. En condiciones de estado estacionario



$$F_G = \psi (1 - R) \quad (1)$$

Si el modelo es realista,  $F_G$  y  $\psi$  tendrían un orden de magnitud similar. El flujo creado por campos magnéticos y viscosidad sería lo suficientemente grande para producir la SFR observada en la actualidad.

La masa del gas que fluye hacia el interior del anillo por unidad de tiempo a través del borde interno es del orden de  $(\rho 2H) * 2\pi r v$ , donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $H$  la escala de altura,  $r$  el radio del borde del anillo y  $v$  la velocidad esperada para este flujo. El factor  $(\rho 2H)$  es la cantidad de gas en una columna perpendicular al plano galáctico de  $1 \text{ pc}^2$  de sección, que estaba ya definida como  $M_G$ , y tiene un valor de aproximadamente  $10 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ . El flujo  $F_G$  que se extiende sobre toda el área del anillo debería ser igual a  $(\rho 2H) 2\pi r v$  dividido por el área "equivalente" del anillo. Definimos la anchura "equivalente" del anillo como la anchura que tendría si estuviera comprimido para tener en cualquier punto la máxima densidad. A partir de datos que aparecen en Battaner y Sanchez-Saavedra (1986), deducimos una anchura equivalente de  $l = 3.5 \text{ kpc}$ . El área equivalente del anillo es por tanto  $\pi(l^2 + 2rl)$ , de tal forma que el flujo  $F_G$  sería del orden de



$$F_G = \frac{(\rho_{2H}) 2\pi r v}{\pi (l^2 + 2r1)}$$

Este "flujo" sería del mismo orden de magnitud que  $\psi_1$ , el presente (y en este modelo, independiente del tiempo) valor de la SFR.

Las estrellas y el gas tienen movimientos opuestos y por tanto es posible hablar de un proceso de difusión en el medio bicomponente de gas y estrellas. Sin embargo, este movimiento relativo no sería una difusión en el sentido usual de la palabra, como implicaría una situación física en la que las colisiones entre ambas clases de partículas (para el caso de colisiones entre estrellas y átomos de hidrógeno) deciden la velocidad de difusión. Se puede calcular, utilizando expresiones clásicas cuando ambas componentes tienen distinta temperatura, que este proceso de difusión "clásica" tendría un tiempo característico muy grande, de aproximadamente  $10^{20}$  años, y es por tanto despreciable. No hay fricción apreciable debido al gas en el movimiento del sistema estelar y, cuando consideramos longitudes de escala galácticas, el movimiento del gas no es perturbado por encuentros con estrellas. Por tanto, la velocidad del gas en esta clase de difusión tiene un orden de magnitud que podemos obtener de su ecuación de movimiento sin más que considerar las fuerzas magnética y viscosa como dominantes frente a las fuerzas de fricción de las estrellas.



Como resultado de las fuerzas magneticas, obtendriamos una velocidad  $\vec{v}$  que deberia tener un valor del orden de la velocidad de Alfven,  $B/(4\pi\rho)^{1/2}$ . Para un campo magnetico de  $10^{-5}$  G, obtenemos  $v \cong 16 \text{ kms}^{-1}$ . Por otro lado, la viscosidad produce un flujo radial de gas, permitiendo un transporte de momento angular. Sin viscosidad, un volumen dado de gas no puede modificar su momento angular, y así no puede modificar su orbita. La velocidad radial inducida por este efecto viscoso es del orden de  $\nu/L$  (como se deduce de las ecuaciones de continuidad y movimiento), donde  $\nu$  es el coeficiente de viscosidad cinematica y  $L$  es una longitud caracteristica, de alrededor de 1 kpc. Larson (1976) y Battaner y Sanchez-Saavedra (1986) propusieron valores del coeficiente de viscosidad  $\eta$  de  $1.2 \times 10^3 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Para una densidad tipica de  $0.3 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ , se obtiene una velocidad de aproximadamente  $1 \text{ km s}^{-1}$ , o  $10^3 \text{ pc Gyr}^{-1}$ . Con este valor obtenemos  $F_G = 1.7 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$ . Para un valor tipico de  $R = 0.2$ , la SFR tendria del orden de  $2 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$ . Este es bastante similar al valor obtenido a partir de las observaciones, que es de  $5.1 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$  (por ejemplo Tinsley, 1981). Por tanto, el flujo de gas requerido para mantener la SFR presente es del mismo orden de magnitud que el flujo esperado debido a las fuerzas magnetica y viscosa y podemos concluir por tanto que las condiciones de estado estacionario para el gas en el anillo es una hipotesis razonable.

Debido a la viscosidad del sistema estelar, aparece durante la fase B un flujo de estrellas desde el anillo hacia el centro. El coeficiente de viscosidad de la componente estelar puede ser



facilmente estimado. Sea  $\eta = \rho\lambda V$ , donde  $\rho$  es la densidad,  $V$  es una velocidad del orden de las velocidades peculiares, en el rango de 20-25 km/s, y  $\lambda$  es el camino libre medio. Como una estrella no puede intercambiar momento mas alla de las cotas de una orbita epicyclica tipica; si estas cotas fueran denotadas por  $a$  y  $b$ , el camino libre medio deberia ser del orden de sus diferencias, por tanto,  $a-b$ . Para obtener una estimacion del orden de magnitud, supongamos que una orbita epicyclica tipica pueda aproximarse a una elipse con semiejes  $a$  y  $b$ . En cualquier punto de la elipse, hay una componente radial de la velocidad cuyo valor cuadrado medio viene dado por

$$\langle V_r^2 \rangle = \frac{GM}{r^5} (a^2 - b^2)^2$$

donde  $M$  es la masa de la galaxia dentro de un radio medio  $r$ . Asi

$$\frac{V}{\theta} = \frac{(a^2 - b^2)}{r^2} = \frac{\lambda^2 + 2b\lambda}{r^2} \cong \frac{2\lambda}{r}$$

donde  $\theta$  es la velocidad de rotacion,  $V = 0.1\theta$  aproximadamente, y  $r = 10\text{kpc}$ . Asi,  $\lambda$  es aproximadamente 0.5 kpc y el coeficiente de viscosidad  $\eta$  es del orden de  $2.5 \times 10^4 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . El tiempo caracteristico para la viscosidad estelar es  $\tau_{\text{vis}} = L^2/\nu = L^2/\lambda V$ ,



donde  $L$  es una longitud característica para variaciones de la velocidad de rotación (tomamos 2 kpc). Así obtenemos un valor para  $\tau_{vis}$  de aproximadamente 1 Gyr.

Este tiempo característico de viscosidad también representa el tiempo característico para la transferencia de momento, o para que se establezca el movimiento de corriente. También es necesario determinar la dirección de este flujo. En épocas tempranas, antes del tiempo  $T$ , la distribución estelar tenía estructura de anillo, y la fuerza del gradiente de presión estaba por tanto dirigido hacia adentro. Después de un tiempo  $T$ , la viscosidad facilita que prosiga esta fuerza y las estrellas se mueven hacia la región interna relativamente vacía. En el presente se invierte la fuerza del gradiente de la presión en el borde interno del anillo, correspondiendo a una distribución estelar cuasi-exponencial en el disco. Pero la fuerza viscosa está dirigida todavía hacia adentro a causa de la cizalladura presente. Supongamos que la cizalladura está producida solamente por rotación diferencial. Se puede encontrar entonces fácilmente que la fuerza de viscosidad en la dirección de rotación es

$$\eta \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{\theta}{r} \right) + \frac{2}{r} \left( \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{\theta}{r} \right) \right]$$

Tras adoptar una curva de rotación, por ejemplo la de Gordon y Burton (1976), se encuentra que esta fuerza es negativa, al



menos entre 3 y 15 kpc, por tanto tiende a una velocidad de rotación mas baja, produciendo así un flujo radial hacia el centro.

Un poco tiempo despues de 0.5 Gyr, tambien se alcanzaron condiciones estacionarias para el sistema estelar. T debe ser mayor que, pero del orden de  $\tau_{vis}$ . La velocidad que esta viscosidad puede soportar seria del orden de  $V_{vis}^? = v/L = \lambda v/L$ , o moderadamente mas baja que una velocidad peculiar tipica, es decir, alrededor de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Si hubieramos utilizado  $\lambda = (nS)^{-1}$  (con N la densidad numerica y S la seccion, aproximadamente  $\pi(0.2 \text{ pc})^2$ ) obtendriamos  $\eta = 10^9 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  y  $\tau_{vis} = 2 \text{ años}$ . Claramente la viscosidad estelar no puede ser tan importante.



Así, concluimos que la viscosidad y las fuerzas magnéticas pueden suplir al gas que es convertido en estrellas en el anillo, y que durante la fase B, la viscosidad puede sacar a las estrellas en la misma proporción que nacen en el anillo.

La otra restricción que tiene que solventar este modelo es que el número total de estrellas formadas a lo largo de la vida media del disco tiene que ser igual al valor presente.

Tanto en la fase A como en la B, tiene que existir un balance entre la formación estelar y el flujo de gas,

$$\frac{dM_s}{dt} = F_G = \psi (1 - R) \quad (2)$$

Si, como es normal,  $t_1$  denota el tiempo presente (desde la formación del disco en este caso), se han formado  $\psi (1-R)t_1$  masas solares por  $\text{pc}^2$  (columna). Por tanto, en el anillo del disco se formaron  $\psi(1-R)(\pi(r_1^2 + 2r_1))t_1$  masas solares. Con  $\psi_1 = 5M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gyr}^{-1}$  y  $t_1 = 10 \text{ Gyr}$ , obtenemos alrededor de  $10^{10} M_\odot$ . Teniendo en cuenta las incertidumbres de los parámetros que aparecen, este resultado se puede considerar como razonable. Muchas estrellas de nuestra galaxia no pertenecen al disco y otras no han nacido en el disco. Por otro lado, el mismo efecto viscoso que lleva a las estrellas a la región interna debe inducir además un escape de las estrellas de la galaxia.



Es fácil producir una estimación grosera de la pérdida en número de las estrellas, después de un tiempo  $T$ . Supongamos que las estrellas perdidas escapan con el mínimo de energía. Por la conservación del momento angular tendríamos

$$N\theta^2 r = N_1 \theta_1^2 r_1 + N_2 \theta_2^2 r_2$$

$$N = N_1 + N_2$$

donde  $N$  es el número relativo de estrellas en el anillo,  $\theta$  la velocidad de rotación en el anillo y  $r$  su radio, mientras que las cantidades correspondientes en el segundo miembro de la ecuación se refieren a la región interna y a la periferia de la galaxia. Con  $r=10$  kpc,  $\theta=250$  kms<sup>-1</sup>,  $r_1=2$ kpc,  $\theta_1=200$ kms<sup>-1</sup>,  $r_2=20$  kpc y  $\theta_2=200$  kms<sup>-1</sup> (de Gordon y Burton 1976; el último punto es una extrapolación), se determina que el número de estrellas que se escapan sería de alrededor de 3/4 de las estrellas formadas después de  $T$ . Este es un límite superior teniendo en cuenta que la energía con la que escaparían estas estrellas sería en general más alta que la energía mínima. Como mostraremos más tarde,  $T$  será un parámetro libre ajustable, pero podemos estimar que una fracción sustancial de estrellas nacidas en el disco y que se escapan sea posiblemente del orden de  $10^9 M_\odot$ . Esta es una estimación grosera, aunque no afecta a otros cálculos en este trabajo.



En cuanto a la evolucion quimica del anillo, vamos a invocar las hipotesis mas simples para llevar a cabo nuestros calculos. Para evitar problemas con el nucleo, consideraremos solamente la region del anillo. Se puede hacer algunas hipotesis para la metalicidad del gas que fluye hacia el anillo para evitar problemas con el nucleo: Al principio, este gas deberia proceder principalmente de la region central, donde tiene lugar una formacion estelar baja, por lo que este gas es basicamente no procesado y nosotros consideramos su contenido en metal como despreciable. Durante los ultimos estados de la evolucion, sin embargo, el gas constaria principalmente del material eyectado de las estrellas envolventes de masa intermedia, que han fluido previamente a la region interna. Asi, durante las ultimas etapas, el gas debe tener una metalicidad similar al gas en el anillo. Una forma sencilla de tener en cuenta la evolucion temporal de la metalicidad del gas entrante es asumir que era cero antes de T, y tanto mas metalizado como el gas en el anillo despues de T. Sin embargo se exploraran otras posibilidades.

Como hemos dicho, asumimos un flujo del gas hacia afuera, a traves del borde interno del anillo, y un flujo de estrellas hacia adentro, desde el anillo. Como argumentamos antes, esto no puede ser considerado como difusion estrellas-gas en el sentido usual de la palabra, ya que esta no seria un factor muy decisivo para determinar el movimiento de la componente que se difunde. Sin embargo, creemos que estos flujos opuestos de estrellas y gas en el borde interno del anillo existen y deberian ser suficientemente



grandes para ser detectados.

De acuerdo con nuestras hipótesis la cantidad de gas por  $\text{pc}^2$  es una constante,  $M_G$ , durante toda la historia del disco, <sup>así como</sup> tan bien  $\leftarrow$  como la SFR y el "flujo" de gas. La masa de estrellas por  $\text{pc}^2$  es una función lineal del tiempo durante la fase A (como se deduce de la ecuación (2)),

$$M_s = \psi (1 - R) t$$

y una constante durante la fase B.  $M_s$  debería ser por tanto igual a su presente valor durante la fase B. La fórmula de arriba para  $t=T$  da el valor actual

$$M_{s1} = \psi (1 - R) T$$

La ecuación para la metalicidad sería la usual (e.g. Tinsley 1980). Ahora consideramos un flujo de metalicidad  $xZF_G$ , donde  $Z$  es la metalicidad del gas y  $x$  un coeficiente que, de acuerdo con las hipótesis simplificadoras expuestas anteriormente, tendría el valor de cero en la fase A y la unidad en la fase B. Podemos expresar esta ecuación teniendo en cuenta (1) como:





$$M_G \frac{dZ}{dt} = -\psi Z(1-R) + y(1-R)\psi + xZ(1-R)\psi$$

Donde  $y$  es el "yield". El primer termino responde a la perdida de metalicidad por la formacion estelar, el segundo a la ganancia por la materia que las estrellas arrojan al gas, y el ultimo termino se debe al flujo del gas. Debemos llevar a cabo una integracion diferente para ambas fases.

Durante la fase A:

$$Z = y (1 - e^{-\epsilon})$$

que es la formula obtenida por Larson (1972b) que establece el balance entre el "infall" y la formacion estelar. En nuestro caso el significado es analogo, solo que el flujo de gas no viene de fuera de la galaxia, sino de otras partes de su propio disco. *En este caso* Ahora,  $\epsilon$  sea

$$\epsilon = \frac{M_s}{M_G}$$

donde  $\epsilon$  es una funcion del tiempo durante la fase A y una constante  $\epsilon_1$  durante la fase B. Como caso particular, para  $t=T$



$$Z_T = y (1 - e^{-\epsilon})$$

En la fase B tenemos

$$Z = Z_T + y\epsilon_1 \left( \frac{t}{T} - 1 \right)$$

Si asumimos  $x$  diferente de cero y uno, habríamos obtenido

$$Z = \left( Z_T - \frac{y}{1-x} \right) e^{-\epsilon (1-x)(t-T)/T} + \frac{y}{1-x}$$

Es también conveniente calcular la distribución acumulativa de metalicidad estelar. Esta viene representada por la función  $S(Z)$ , que representa el número de estrellas con una metalicidad menor de  $Z$ , relativa al número presente de estrellas. Después de un corta derivación obtenemos:

Fase A: 
$$S = - \frac{e}{\epsilon_1} e^{-(t/T)} \ln \left( 1 - \frac{Z}{y} \right)$$

que da

$$S_T = e^{1-t/T}$$



y

$$\text{Fase B: } S = e^{-(t-T)/T} e^{\frac{1}{\epsilon} \left( \frac{Z}{y} - 1 + e^{-\epsilon} \right)}$$

Por simplicidad, introducimos las cantidades relativas:

$$t' = t/T \quad Z' = Z/Z_1 \quad y' = y/Z_1 \quad \epsilon' = \epsilon/\epsilon_1$$

Con lo que obtenemos las siguientes formulas

a) Cantidad relativa de estrellas:

$$\epsilon' = t' \quad (\text{fase A}) \quad \epsilon' = 1 \quad (\text{fase B})$$

b) Metalicidad del gas:

$$\text{Fase A: } Z' = y' (1 - e^{-\epsilon t'})$$

$$t'=1: \quad Z'_T = y' (1 - e^{-\epsilon})$$

$$\text{Fase B: } Z' = Z'_T + y' \epsilon_1 (t' - 1) \quad (3)$$

c) Espectro de metalicidad estelar:

$$\text{Fase A: } S = - \frac{e}{\epsilon} e^{-t'} \ln \left( 1 - \frac{Z'}{y'} \right)$$

$$t'=1: \quad S_T = e^{1-t'}$$

$$\text{Fase B: } S = e^{-(t'-1)} e^{-\frac{1}{\epsilon} \left( \frac{Z'}{y'} - 1 + e^{-\epsilon} \right)}$$



En principio, todos los parametros que aparecen son conocidos, con excepcion de  $t'_1$ , que deberia ser considerado como un parametro libre ajustable. En la practica, hay bastante incertidumbre tambien en los valores de  $y'$  y especialmente en el de  $\epsilon_1$ .

Como los valores de  $\epsilon_1$  estan dentro del rango de 4 a 10 (Tinsley (1981) puso una cota en 4.75, y Bahcall (1984) en 6),  $e^{-\epsilon} \ll 1$  y el valor de  $z_T$  es aproximadamente igual a  $y'$ . Por tanto  $Z_T$  sera igual aproximadamente a  $y$ , al final de la fase A. Hay una restriccion importante en la eleccion de los parametros. Por definicion, en la actualidad  $Z'_1 = 1$ . Por tanto

$$1 = y'(1 + \epsilon_1 (t'_1 - 1))$$

Esta ecuacion deberia determinar en principio el valor del parametro  $t'_1$ , pero a causa de las incertidumbres en  $\epsilon_1$  e  $y'$ , solamente podra utilizarse para excluir los parametros que dan valores de  $t'_1$  muy altos.

## RESULTADOS Y DISCUSION

Veamos que valores de  $t'_1$  podemos obtener con esta formula mediante combinaciones razonables de los parametros que aparecen. Si asumimos que  $y$  tiene un valor comprendido entre 0.7 y 0.8 veces la metalicidad solar, y la metalicidad actual es alrededor de 2 o



3 veces la metalicidad solar, entonces  $y'$  estaria entre 0.23 y 0.4 aproximadamente. No obstante, no podemos rechazar valores mas altos de  $y'$ , hasta 0.53, y -como veremos mas tarde- dan resultados razonables. De esta forma, obtenemos la Tabla 1, con estimaciones de valores posibles para  $t'_1$ , donde vemos que  $t'_1$  tendria un valor en el rango 1.1-1.9.

TABLA I

Valores de  $t' = t / T$

$\epsilon$	$Z_{\odot}'$	$y'=0.7 Z_{\odot}'$	$y'=0.8 Z_{\odot}'$
4	1/2	1.47	1.38
	1/3	1.83	1.69
6	1/2	1.31	1.25
	1/3	1.55	1.46
10	1/2	1.19	1.15
	1/3	1.33	1.27

Con la ecuacion (3), vamos a obtener  $Z'_{\odot}$  como una funcion de  $t'_{\odot}$ , la epoca a la que el sol nacio. Como  $t'_{\odot} = t_{\odot} / T$  (donde  $t_{\odot}$  es unos 4.5 Gyr) podemos obtener  $T$ , que es de interes en si mismo, y nos permite obtener, a partir de  $t'_1 = t_1 / T$ , un valor para  $t_1$ , la edad del disco. Este es otro chequeo importante para nuestro



modelo, la edad del disco, con lo que obtenemos la tabla 2.

TABLA II

Valores de T (Gyr) y  $t_d$  (Gyr)

$\epsilon_1$	$Z_{\odot}'$	T		$t_d$	
		$y'=0.7 Z_{\odot}'$	$y'=0.8 Z_{\odot}'$	$y'=0.7 Z_{\odot}'$	$y'=0.8 Z_{\odot}'$
4	1/2	12.6	14.4	18.5	19.8
	1/3	6.3	7.2	11.5	12.2
6	1/2	18.9	21.6 *	24.8 *	27.0 *
	1/3	9.4	10.8	14.6	15.7
10	1/2	31.5 *	36.0 *	37.3 *	41.4 *
	1/3	15.7	18.0	20.9 *	22.0 *

\* valores no admisibles físicamente

El modelo parece favorecer valores bajos de  $\epsilon_1$ . Si  $\epsilon_1=10$ , entonces se obtienen valores inaceptables para la edad del disco, independientemente de la combinación que se tome para los parámetros que aparecen.

También puede calcularse la SFR, una vez que se conoce T. Si  $\epsilon_1$  toma valores entre 4 y 6,  $\psi_1$  estará entre 3.9 y 9.1 para combinaciones extremas de los parámetros.



En la figura 1 dibujamos las curvas  $(S, Z')$  para dos conjuntos de parametros ( $\epsilon_1=4.25$ ,  $t_1=1.21$  e  $y'=0.53$ ) y ( $\epsilon_1=9$ ,  $t_1=1.34$  e  $y'=0.25$ ). En estos ejemplos, si adoptamos  $t_1=10\text{Gyr}$ , entonces la fase A finaliza en alrededor de 8 Gyr. Si  $y=0.8 Z_\odot$ , entonces  $Z_1$  tendria un valor en el rango de 1.5-3. A causa de la brusca transicion entre las fases A y B, las curvas teoricas tienen una apariencia discontinua poco "agradable". Seria relativamente facil suavizar nuestras curvas con hipotesis mas elaboradas, pero un tratamiento matematico mas simple es posiblemente mas convincente.

Espectro de metalicidad estelar (relativo al numero de estrellas con metalicidad mayor de Z). La linea discontinua representa las observaciones (de Tinsley, 1980). La linea continua A la obtenemos con  $y/Z = 0.25$ ;  $t/T=1.34$  y  $\epsilon = 9$ . La linea continua B con  $y/Z = 0.53$ ;  $t/T=1.21$  y  $\epsilon = 4.25$ .



En esta segunda figura, representamos las curvas de metalicidad frente al tiempo junto con algunos resultados observacionales. De nuevo, aparece esta brusca discontinuidad como consecuencia de las hipótesis del modelo.



## CONCLUSIONES

Los modelos simples de evolucion quimica de la vecindad solar no explican los hechos observacionales, tales como el problema de las enanas G. Para solventar esta dificultad, algunos modelos ajustan un numero conveniente de parametros libres para justificar sus hipotesis. En el disco galactico tienen lugar algunos procesos dinamicos, los cuales no deberian ser despreciados ni rechazados. Se ha mostrado que velocidades del orden de solamente  $10 \text{ kms}^{-1}$  pueden alterar sustancialmente el cuadro estatico corriente.

El gas en el disco de la Via Lactea, como en muchos otros discos, tiene una estructura anular, probablemente muy vieja, estructura que desapareceria debido a la viscosidad y a la formacion estelar. Debe existir un flujo hacia afuera de gas desde la region interna que prevenga esta disipacion, y las fuerzas magneticas proporcionan este flujo requerido. La viscosidad estelar es un mecanismo eficiente para transportar estrellas desde el anillo donde nacen a la region interna. A causa de este flujo, nosotros no observamos enanas metalizadas pobres en nuestra vecindad. Sin embargo, el flujo hacia el interior de estrellas es relativamente reciente. Probablemente se establecio mucho mas tarde que el flujo hacia afuera del gas. El tiempo  $T$ , al cual se hizo estacionario, se puede calcular a partir del tiempo caracteristico de la viscosidad estelar. Es tambien posible calibrar la relacion obtenida entre la metalicidad del gas y el tiempo. Dos puntos permiten esta calibracion: la epoca del



nacimiento del sol y el tiempo presente. Todos estos procesos coinciden, dentro de las incertidumbres de los distintos parametros, y este tiempo T se puede estimar como ligeramente anterior al nacimiento del sol.



CAMPOS MAGNETICOS INTERGALACTICOS



INTRODUCCION



De partida, ya existe una diferencia basica entre esta parte de campos magneticos intergalacticos y la primera parte, sobre campos magneticos interestelares. Y es que, sobre este ultimo, se puede partir de su existencia, del conocimiento de su direccion, e incluso de su magnitud (al menos en ordenes de magnitud) para tratar de ver cual podria ser su influencia.

Sin embargo, sobre el campo magnetico intergalactico ya veremos que los datos observacionales no son de mucha ayuda para su conocimiento, e incluso cabria preguntarse si existe, y si es asi que efecto causaria. O -de otra forma- suponer su existencia, ver que efecto causaria y comprobar si este es observable.

Otra pregunta bien podria ser si este -si existe- es uniforme en todo el Universo o solo a menor escala.

Estas son algunas de las preguntas que trataremos de responder en esta parte.



7

REVISION BIBLIOGRAFICA



Antes de hacer un modelo que trate de ver el efecto que puede causar un campo magnetico intergalactico sobre el disco de una galaxia espiral, vamos a hacer una introduccion con lo que aparece en la literatura acerca de la existencia de dicho campo.

Si bien parece que no existen evidencias definitivas sobre la existencia de un campo magnetico uniforme en el Universo, lo cierto es que observamos fenomenos que bien podrian estar relacionados con la fuerza de dicho campo (MacGallum, 1979). Ademas, mediante metodos observacionales podriamos conocer, aunque con bastante margen de error, la intensidad de este campo. Estos metodos observacionales nos dan valores muy pequeños - de ahí la dificultad que tenemos en medirlos- pero que a su vez son compatibles con los valores necesarios en la construccion de ciertos modelos teoricos en los cuales interviene este campo magnetico intergalactico.

En cuanto a los metodos utilizados, quizas el mas valido (fiable) sea el que se basa en su obtencion a partir de las medidas de rotacion de Faraday en fuentes de radio extragalacticas (si asumimos que hay suficiente material intergalactico ionizado y que existe este B intergalactico uniforme).



La medida de rotacion viene dada por

$$RM = 8.1 * 10^5 \frac{\text{rad}}{\text{m}^2} \int n_e (\text{cm}^{-3}) B_{\parallel} (\text{G}) dl(\text{pc}) \quad (\text{rad m}^{-2})$$

siendo  $n_e$  la densidad de electrones del medio en el que se propaga la radiacion, y  $B_{\parallel}$  la componente de la fuerza del campo magnetico en la direccion de observacion.

Por la aditividad de angulos, la medida de rotacion observada sera la suma de las contribuciones de la Galaxia, la fuente, y el medio intergalactico con un campo magnetico homogeneo, y esta es quizas una de las mayores dificultades a la hora de calcular  $B_{IG}$ .

Los valores de  $B_0$  ( $B_{\parallel} = B_0 \cos \theta$ ) obtenidos mediante este metodo son



año	Referencia	$B_0$ (G)	Numero de radiofuentes
1968	Sofue y col.	$10^{-9}$	40
1969	Kawabata y col.	$2 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$	60
1970	Reinhardt y Thiel	$2 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$	88
1972	Reinhardt	$< 10^{-9} - 10^{-8}$	98
1975	Vallee	$10^{-9} - 10^{-6}$	44
1976	Kolobov y col.	$10^{-9} \Omega^{-1}$	139
1976	Kronberg y Simarond-Normandin	$10^{-8}$	108
1977	Ruzmaikin	$< (-4.8 + 9.2) \cdot 10^{-10} \Omega^{-1}$	94
1977	Kronberg y col.	$5 \cdot 10^{-9} - 2.5 \cdot 10^{-7}$	65
1983	Vallee	$< 3 \cdot 10^{-11} - 10^{-10}$	142

Los primeros valores (Sofue y col. y Kawabata y col.) fueron obtenidos sin extraer la contribucion debida a nuestra Galaxia.

Posteriormente Ruzmaikin y Sokoloff (1977) realizaron un modelo simple en el que llevaban a cabo un estudio simultaneo de las tres principales contribuciones a la medida de rotacion. Por ejemplo para la Galaxia, considera que RM depende del angulo entre la direccion a una fuente y el campo magnetico galactico; en las fuentes depende del redshift  $z$ , pero no de sus coordenadas angulares; la contribucion del hipotetico campo magnetico intergalactico debe depender de un cierto angulo (el que forma la



direccion del campo con la linea de vision) y aumentar con z:

$$RM = RM_g + RM_{ig} + (1 + z)^{-2} RM_f$$

donde

$$RM_g = 8.1 * 10^5 \frac{\text{rad}}{\text{m}} n_e B h | \cotg b | \text{sen } l$$

siendo b y l las coordenadas de una fuente y h la anchura media del disco galactico.

Como hemos dicho, asumimos la existencia de un campo magnetico intergalactico homogeneo, por lo que del modelo cosmologico de Friedmann tenemos

$$RM_{ig} = A \Omega^{-2} [(1 + \Omega z)^{3/2} - 3(1 - \Omega)(1 + \Omega z)^{1/2} + 2 - 3\Omega] \cos \theta$$

en cuya deducccion se supuso que

$$n_e = n_{e0} (1 + z)^3, \quad B = B_0 (1 + z)^2, \quad \Omega = \rho / \rho_{\text{cri.}}$$

y

$$A = 8.1 * 10^5 \frac{2c}{3H_0} n_{e0} B_0 \approx 10^{10} \frac{\text{rad}}{\text{m}^2} \left( \frac{H_0}{50 \frac{\text{km}}{5\text{Mpc}}} \right) \left( \frac{B_0}{1 \text{ G}} \right) \Omega$$



$$\cos\theta = \cos b * \cos b_1 * \cos(l - l_1) + \sin b * \sin b_1$$

donde  $l$  y  $b$  son las coordenadas de  $B_{1G}$

Por el metodo de regresion calculan los parametros  $K$ ,  $A$ ,  $l$ ,  $b$  y  $\Omega$ . Excluyen las fuentes con  $b < 20^\circ$  porque en la vecindad del ecuador galactico la formula teorica para calcular RM no es valida. Tambien excluyen la region  $b > 0^\circ$ ,  $0^\circ < l < 40^\circ$ ,  $270^\circ < l < 360^\circ$ .

Los resultados que obtienen son:

a)  $0 < z < 0.3$

$$A = 33.3 \quad b_1 = -1^\circ \quad l_1 = 160^\circ$$

b)  $0.3 < z < 0.8$

$$A = 38.5 \quad b_1 = 7^\circ \quad l_1 = 74^\circ \quad \text{para } \Omega = 0.1$$

c)  $z > 0.8$

$$A = 13.4 \quad b_1 = 15^\circ \quad l_1 = 235^\circ \quad \text{para } \Omega = 0.1$$

$$A = 19.0 \quad b_1 = 18^\circ \quad l_1 = 235^\circ \quad \text{para } \Omega = 1$$

d) global

$$A = -4.8 \pm 9.2 \quad b_1 = 21.5^\circ \quad l_1 = 99.4^\circ \quad \text{para } \Omega = 0.1$$

Utilizando este ultimo valor para  $A$ , Ruzmaikin y Sokoloff estiman un limite superior al campo  $B_{1G}$  uniforme de



$$B_0 \leq (-4.8 \pm 9.2) * 10^{-10} \Omega^{-1} \text{ G}$$

Con estimaciones parecidas a esta, Kawabata y col. (1969), Reinhardt y Thiel (1970) y Reinhardt (1973) dieron  $B_0 = 10^{-8} - 10^{-9} \text{ G}$ .

La RM intergalactica puede estar producida por un  $B_{IG}$  uniforme o/y aleatorio, pero hasta ahora los estudios sobre la posibilidad de una componente aleatoria para este campo no han tenido exito (Kronberg, Reinhardt y Simard-Normandin, 1977).

Por lo que respecta a otros metodos alternativos para obtener un limite superior del campo magnetico intergalactico, Kawabata y col. (1969) lo derivaron a partir de medidas de la radiacion de radio (debida a la radiacion sincrotron) y de la radiacion de fondo de rayos X; asi, obtuvieron

$$B_0 (\text{G}) < 2.2 * 10^{-7} \left( \frac{I_R}{I_X} \right)^{0.56} \left( \frac{\nu_R}{\nu_X} \right)^{0.44} \approx \text{un valor} * 10^{-8}$$

donde  $I_R$  es la intensidad del fondo de radio,  $I_X$  la intensidad de rayos X, y  $\nu_R$  y  $\nu_X$  las frecuencias de observacion. Pero habría que tener cuidado, porque las observaciones a alta energia no son suficientes para distinguir entre teorías que favorecen un mecanismo de difusion del fondo de rayos X y las que favorecen la suma de contribuciones de fuentes discretas (QSO, galaxias Seyfert



y nubes de galaxias).

En cuanto a los valores necesarios para la elaboracion de ciertas teorías que introducen el campo magnetico intergalactico en su estructura, Beech (1985) realiza una investigacion sobre la influencia que este podria ejercer en el Universo primitivo, particularmente su efecto sobre el tiempo en que se rompio la simetria GUT ("grand unified theories"). Concluye que, suponiendo cierta la condicion de Zeldovich (1965, 1970)

$$\frac{\rho_B(t)}{\rho_R(t)} \ll 1 \quad \forall t$$

(con  $\rho_B(t)$  y  $\rho_R(t)$  las densidades de energia del campo magnetico y de la radiacion respectivamente) obtiene un limite superior de :

$$B_0(G) < 10^{-6} - 10^{-7} G$$

Discute que  $\rho_B(t)$  no es suficiente para modificar las condiciones bajo las que tuvo lugar la rotura de simetria, y que solamente se podria retardar este tiempo si las condiciones fueran tales que  $B_{IG} \approx 10^{-6} G$ , valor aceptado por Zeldovich pero -segun Beech- lejos de las observaciones.

Anteriormente, el estudio de Zeldovich (1965), por el que consideraba valido este limite, se basaba en admitir que -debido a la buena prediccion del modelo "big-bang" por lo que respecta a la abundancia de elementos ligeros- un B primordial no deberia tener



fuerza suficiente para perturbar apreciablemente las condiciones en las que se produciría la síntesis nuclear. Así, estableció que un  $B_{IG}(G) \leq 10^{-7}$  puede ser admisible en nuestra época.

Recientemente, Shapiro y Wasserman (1981) han utilizado un argumento similar: si la masa del neutrino en reposo es distinta de cero, se puede establecer un límite sobre el B primordial para que los efectos de la precesión de neutrinos no altere la abundancia predicha por el "big-bang".

Considerando también la presencia de un B primordial, se puede restringir su valor con la consideración de la posibilidad de oscilaciones del neutrón como predice la GUT. Mahapatra y Marshak (1980) sugirieron que el neutrón puede sufrir  $n - \bar{n}$  oscilaciones en una escala de tiempo  $\tau_{n-\bar{n}} \geq 10^5 - 10^7$  s, mientras Sawada y col. (1981) y Sivaram y Krishan (1983) han investigado la sensibilidad de tales oscilaciones en la presencia de un campo magnético. Como el número de neutrones relativo a protones es de primera importancia en el conjunto de la nucleosíntesis en el Universo primitivo (Tayles, 1983) se puede calcular un límite inferior de B primordial en el tiempo de la síntesis del deuterio. Sivaram y Krishan (1983) encuentran que esto permite un B actual de

$$B_o(G) \geq \frac{10^{-10}}{(\tau_{n-\bar{n}} / 10^6 \text{ s})}$$



Por otro lado, se ha recurrido a un  $B$  primordial en varios intentos por resolver problemas de estructura y morfología galáctica (Wasserman, 1978; Piddington, 1964 y 1981). En tales casos, los modelos hidromagnéticos de formación de galaxias se utilizan para estimar  $B$  de forma que reproduzca aceptablemente los campos magnéticos galácticos observados.

En estas teorías,  $B_0$  debe ser suficientemente alto para controlar los movimientos aleatorios de gas en las protogalaxias (Piddington, 1978), pero no mayor de  $10^{-8}$  G porque la compresión de  $B_0$  por colapso gravitacional amplificaría el  $B$  galáctico. Para campos galácticos de  $\sim 10^{-6}$  G, Piddington (1981) predice un

$$10^{-9} \leq B_0(\text{G}) \leq 10^{-8}$$

Wasserman predice un límite superior de  $10^{-9}$  G tomando como hipótesis la presencia de un campo magnético cósmico desordenado en el tiempo de la recombinación (dice que este  $B$  tiene una escala de longitud de 1 Mpc).

Como ya mencionamos anteriormente, Tosa y Fujimoto (1978) y Sofue, Takano y Fujimoto (1980) encontraron una evidencia en la RM dentro de las galaxias espirales M81 y M51 de un  $B_{IG}$  uniforme primordial, a gran escala.

Como resumen,  $B_{IG}$  toma los valores de  $10^{-6}$ - $10^{-11}$  G según las medidas de rotación de Faraday,  $10^{-8}$  G si tenemos en cuenta otros datos, y los valores necesarios en la teoría oscilan entre  $10^{-6}$  y  $10^{-10}$  G.



MODELOS TEORICOS



Como hemos mencionado con anterioridad, ahora vamos a estudiar la influencia que puede ejercer un campo magnetico intergalactico, con una fuerza suficientemente grande, sobre las zonas mas externas del disco galactico. Para ello consideremos la periferia de una galaxia espiral normal

y tengamos en cuenta la ecuacion del movimiento del gas

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} + \nabla \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \nabla \cdot \left( \eta \vec{\zeta} \right) = -\rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B}$$



donde  $\rho$  es la densidad,  $v$  la velocidad,  $t$  el tiempo,  $p$  la presión,  $B$  la fuerza del campo magnético,  $\eta$  el coeficiente de viscosidad,  $\vec{\zeta}$  el tensor cizalladura y  $\mathcal{F}$  el potencial gravitatorio.

Estamos asumiendo que las líneas de campo magnético están congeladas, tanto en el interior galáctico como en el espacio intergaláctico.

Para nuestro estudio, nos interesará principalmente la fuerza magnética, que será, según la ecuación anterior

$$\vec{F}_B = -\nabla \left[ \frac{B^2}{8\pi} \right] + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B}$$

De aquí en adelante denotaremos por  $\vec{b}$  al campo magnético intergaláctico, y por  $\vec{B}$  al campo magnético galáctico. Elegimos la posición del punto A de forma que en él la componente  $b_x$  sea nula, por tanto  $\vec{b}$  será de la forma

$$\vec{b} = (0, b_y, b_z)$$

Llamamos  $L$  a una longitud característica en la cual las regiones galácticas en las que prevalece  $\vec{B}$  empiecen a estar dominadas por el campo extragaláctico  $\vec{b}$ . Por tanto,  $L$  especificará el orden de magnitud de la longitud de la zona de transición que caracteriza a la periferia. Podemos ver en la figura que también estamos suponiendo que el campo magnético galáctico es azimutal, cosa que ya hemos estudiado en apartados anteriores.

Si estudiamos el término del gradiente en la fuerza magnética,  $\nabla(B^2/8\pi)$ , vemos que esta fuerza actuará evidentemente



de forma simétrica en cualquier punto de la periferia galáctica, por tanto no puede producir una distorsión diferente en sus distintos puntos, así que restringiremos nuestro estudio al término

$$\frac{\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}}{4\pi}$$

Vamos a hacer este estudio por separado de los distintos puntos que nos interesan: A, B y C.

Si el punto A es un punto límite, en  $(r_A - L/2)$  el campo será de la forma  $(B_\varphi, 0, 0)$  mientras que en  $(r_A + L/2)$  será  $(0, b_y, b_z)$ , por lo que justo en A tomamos un valor medio  $(B_\varphi/2, b_y/2, b_z/2)$ . Según esto, este término de la fuerza tendrá la forma

$$\vec{F}_A = -\frac{1}{8\pi} (B_\varphi, b_y, b_z) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -B_\varphi/L & b_y/L & b_z/L \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} =$$



$$= -\frac{1}{8\pi L} \begin{bmatrix} -b_y B_\varphi \\ b_y^2 \\ b_y b_z \end{bmatrix}$$

donde hemos despreciado las variaciones de  $B_\varphi$  (aproximacion que podremos hacer siempre que  $L \ll r_A$ ). Tambien hemos considerado que el campo magnetico intergalactico es mucho menor que el galactico, y ademas hemos despreciado las variaciones del campo en la direccion vertical (aunque esto no supone modificacion alguna).

En el punto B, el vector  $\vec{b}$  tendra la misma forma que en A, pero ahora  $\vec{B} \equiv (-B_\varphi, 0, 0)$ , por lo que en este caso

$$\vec{\pi}_B = -\frac{1}{8\pi} (-B_\varphi, b_y, b_z) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -B_\varphi/L & -b_y/L & -b_z/L \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$



$$= -\frac{1}{8\pi L} \begin{bmatrix} -b_y B_\varphi \\ -b_y^2 \\ -b_y b_z \end{bmatrix}$$

Y en el punto C,  $\vec{b} = (0, b_y, b_z)$  y  $\vec{B} = (0, -B_\varphi, 0)$ , así que el campo medio es  $(0, (b_y - B_\varphi)/2, b_z/2)$ , y la fuerza

$$\vec{F}_C = -\frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{b_y - B_\varphi}{2} \\ \frac{b_z}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & \frac{b_y + B_\varphi}{L} & \frac{b_z}{L} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$= 0$$



## CASOS PARTICULARES

1.-  $b_y$  y  $b_z$  distintos de cero.-

Con este sencillo estudio podemos ver que la fuerza en la direccion vertical es  $b_y b_z / 8\pi L$  en el punto A. En el punto B tiene la misma forma pero signo contrario,  $-b_y b_z / 8\pi L$ , y es igual a cero en la posicion intermedia C.



Esto generaria una deformacion en las partes mas externas de las galaxias que es lo que se conoce como alabeo galactico.

Si observamos la figura anterior y la componente vertical que hemos obtenido para la fuerza magnetica, podemos deducir que estos alabeos seran mas facilmente observables en el caso de que tengamos la galaxia de perfil, es decir, en las que su angulo de inclinacion este muy proximo a  $90^\circ$ . Asi que, segun lo anteriormente dicho, podemos concluir que las galaxias con  $i \cong 90^\circ$  tendran un alabeo siempre y cuando:

- exista una proyeccion no nula del campo magnetico intergalactico sobre el plano perpendicular a la linea de vision
- que la direccion de esta proyeccion no coincida con el eje de rotacion de la galaxia (es decir, que  $b_z$  sea distinto de cero)
- y que tampoco coincida con el plano galactico, en cuyo caso  $b_y$  seria cero.

Seria interesante saber la orientacion relativa que deberia tener una galaxia que observasemos de perfil, con respecto al campo magnetico intergalactico, para tener una mayor eficiencia en la obtencion de los alabeos.

Hemos supuesto que  $\vec{b}$  tiene su direccion en el plano tangente (perpendicular a la linea de vision), y obtenemos que en este plano la fuerza vertical sera maxima cuando asi lo sea el producto  $b_y b_z$ . Para un modulo dado de  $\vec{b}$ , en este caso  $(b_y^2 + b_z^2)^{1/2}$ , este producto es maximo en el caso en el caso de que las dos componentes sean iguales, es decir  $b_y = b_z$ , por lo que este campo



magnetico intergalactico tendra una mayor eficiencia para la formacion de alabeos cuando su direccion forme un angulo de  $45^\circ$  con el semieje mayor de la galaxia. Para angulos distintos de  $45^\circ$  la fuerza se reduce considerablemente, por lo que para el estudio que haremos posteriormente sobre distintas galaxias supondremos que el angulo entre  $\vec{b}$  y el plano galactico es de  $45^\circ$ . Sin embargo haremos una evaluacion mas tarde sobre el error que puede introducir este hecho.

Al decir que este angulo es de  $45^\circ$  dejamos un margen de 4 posibilidades, como vemos en la siguiente figura



Por la ecuación deducida anteriormente podemos eliminar dos de las posibilidades (la 2 y la 4) quedandonos con la 1 y la 3, pero ya no es posible con este tratamiento discernir entre ambas, de forma que podemos conocer la dirección de  $\vec{b}$  pero no su sentido.

2.-Campo magnético perpendicular al eje de rotación ( $b_x=0$ ,  $b_z=0$ ).

Otro caso, aun más particular, sería ver que ocurre en el caso de que no solo  $b_x$  fuera igual a cero, sino también  $b_z$ , así

$$\vec{b} = (0, b_y, 0)$$

Si tenemos esto en cuenta en las fuerzas que hemos obtenido anteriormente para los puntos A, B y C de la figura:

$$\vec{F}_A \cong -\frac{1}{8\pi_L} (-b_y B_\varphi, b_y^2, 0)$$

$$\vec{F}_B \cong -\frac{1}{8\pi_L} (-b_y B_\varphi, -b_y^2, 0)$$

$$\vec{F}_C \cong 0$$



segun esto, en este caso no se producira un levantamiento, es decir, una fuerza segun el eje z en ninguno de los puntos, por lo que un campo magnetico de este tipo no producira alabeos galacticos.

Pero en el eje y sí que hay una fuerza no nula y que ademas actua de distinta forma en estos puntos. Mientras que en C si se anula, en A y B son de signo opuesto, es decir, nos encontraremos con una especie de "alargamiento" de la galaxia en la direccion del eje y.

Esta estructura se podria observar viendo las galaxias de cara aproximadamente, es decir, con una inclinacion muy pequeña, y seria conveniente tener las isofotas, ya que cuanto mas se alejaran estas del centro galactico aumentaria su excentricidad.



La forma detallada de las isofotas mas externas requeriria calculos mas detallados. Probablemente la deteccion de esta peculiar estructura sugeriria el desarrollo de un modelo sofisticado, ya que sera en la practica muy dificil de identificar debido principalmente a tres razones:

a) Los brazos podrian producir una distribucion similar, aun mas complicada por las irregularidades, de tal forma que siempre seria dificil decidir entre si las partes alargadas son el resultado de los brazos o de la fuerza magnetica.

b) La galaxia seria demasiado similar a una galaxia con una inclinacion mayor o alabeada.

c) La rotacion de la galaxia en si misma tendria una tendencia a disipar esta forma.

Sin embargo, consideramos que el efecto analizado aqui seria un ingrediente adicional que deberia ser tomado en cuenta cuando se discuta la morfologia de las galaxias, y no se puede descartar la futura identificacion de un claro ejemplo de galaxias espirales que pertenezcan a este tipo.

Cuando este tipo de galaxias se observan de perfil, y la direccion del campo magnetico coincide con el eje mayor observado, perpendicular a la linea de vision, el efecto predecible seria un aumento de la longitud caracteristica del disco exponencial cuando



crece el radio galactocentrico, para radios suficientemente grandes. Pero de nuevo este hecho es dificil de identificar.

3.- Campo magnetico paralelo al eje de rotacion ( $b_x = 0$ ,  $b_y = 0$ ).

La figura muestra la parte externa del disco de una galaxia espiral con una inclinacion de  $90^\circ$

Hemos dibujado una simple maya. En esta red se consideran los puntos 11, 12, 13, 23, 33, 43, 53, 52 y 51 completamente afuera de la galaxia, por tanto tienen como componentes de la fuerza del campo magnetico  $(0, 0, b)$ .



Asumimos que en el punto 42 la fuerza del campo magnetico tiene un valor intermedio entre el campo azimutal galactico del punto 31  $(B, 0, 0)$  y el campo homogeneo extragalactico  $(0, 0, b)$ . Por tanto  $\vec{B}_{42} \cong 1/2 ((B, 0, 0) + (0, 0, b)) = 1/2 (B, 0, b)$ .

El tensor  $\nabla \vec{B}$  en el punto 42 sera

$$(\nabla \vec{B})_{42} = \begin{bmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} & \frac{\partial B_y}{\partial x} & \frac{\partial B_z}{\partial x} \\ \frac{\partial B_x}{\partial y} & \frac{\partial B_y}{\partial y} & \frac{\partial B_z}{\partial y} \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} & \frac{\partial B_y}{\partial z} & \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \frac{B_{x\ 43} - B_{x\ 41}}{L} & 0 & \frac{B_{z\ 43} - B_{z\ 41}}{L} \\ \frac{B_{x\ 52} - B_{x\ 32}}{Z} & 0 & \frac{B_{z\ 52} - B_{z\ 32}}{Z} \end{bmatrix}$$

donde se han ignorado todas las derivadas con respecto a la direccion x (azimutal), como ya hicimos anteriormente.



Ahora Z es una longitud en la dirección vertical, similar a L en la dirección del plano, que representa una escala en la cual tiene lugar la transición entre las condiciones externas e internas. En esta fórmula  $\vec{B}_{43} = \vec{B}_{52} = (0, 0, b)$ , pero

$$\vec{B}_{41} \approx \frac{\vec{B}_{31} + \vec{B}_{51}}{2} = \frac{1}{2} (B, 0, b)$$

$$\vec{B}_{32} \approx \frac{\vec{B}_{31} + \vec{B}_{33}}{2} = \frac{1}{2} (B, 0, b)$$

Por tanto

$$(\nabla \vec{B})_{42} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \frac{-B}{2L} & 0 & \frac{b}{2L} \\ \frac{-B}{2Z} & 0 & \frac{b}{2Z} \end{bmatrix}$$

y el producto interno

$$(\vec{B} \cdot \nabla \vec{B})_{42} = \vec{B}_{42} \cdot (\nabla \vec{B})_{42} = \frac{1}{4} \left( \frac{-Bb}{Z}, 0, \frac{b^2}{Z} \right)$$



De nuevo, la componente x produciria un cambio en la velocidad de rotacion. Este cambio introduciria algunas dificultades a la hora de interpretar la curva de rotacion en terminos de la distribucion de masa, pero seria muy dificil de identificar y no produce una deformacion directa en el disco. Nosotros estamos ahora mas interesados en la componente vertical de la fuerza, que sera por tanto

$$F_{z42} = \frac{1}{16\pi} \frac{b^2}{Z}$$

Se puede llevar a cabo el mismo calculo en el punto 22

$$\vec{B}_{22} \approx \frac{\vec{B}_{31} + \vec{B}_{13}}{2} = \frac{1}{2} (B, 0, b)$$

$$(\nabla \vec{B})_{22} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \frac{B_{x23} - B_{x21}}{L} & 0 & \frac{B_{z23} - B_{z21}}{L} \\ \frac{B_{x32} - B_{x12}}{Z} & 0 & \frac{B_{z32} - B_{z12}}{Z} \end{bmatrix}$$



$$\vec{B}_{23} = \vec{B}_{12} = (0, 0, b)$$

$$\vec{B}_{21} \cong \frac{1}{2} (\vec{B}_{31} + \vec{B}_{11}) = \frac{1}{2} (B, 0, b) \cong \vec{B}_{32}$$

$$\vec{F}_{22} = \frac{1}{4\pi} (\vec{B} \cdot \nabla \vec{B})_{22} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{2} (B, 0, b) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \frac{-B}{2L} & 0 & \frac{b}{2L} \\ \frac{B}{2Z} & 0 & \frac{-b}{2Z} \end{bmatrix}$$

$$= \frac{1}{16\pi} \begin{bmatrix} \frac{B b}{Z} \\ 0 \\ \frac{-b^2}{Z} \end{bmatrix}$$

Se ve que la componente vertical de esta fuerza es

$$- \frac{1}{16\pi} \frac{b^2}{Z}$$

que tiene el mismo valor absoluto, pero dirección opuesta, al valor encontrado para  $F_{z42}$ .



La siguiente figura indica la direccion de estas fuerzas  
ademas del efecto neto producido, cuya imagen se parece a la de  
una pajarita.

Esta forma de la componente gaseosa de la galaxia es bastante  
familiar en los mapas de HI de galaxias muy inclinadas. Pero no  
podemos concluir que el efecto del campo magnetico extragalactico  
explique estas <sup>comunes</sup> estructuras; ya que otros efectos  $\leftarrow$   
contribuyen para producir un efecto similar. En realidad, una



velocidad media nube-nube constante con el radio galactocentrico, y una fuerza de gravedad hacia el plano decreciente como resultado de una disminucion de la masa atractiva con el radio, <sup>en el disco</sup> explica satisfactoriamente esta forma de pajarita. Sin embargo no se puede excluir que el campo magnetico estudiado en este trabajo, puede ser una causa que contribuya a modificar el disco de esta forma. Nuestro resultado es por tanto dificil de probar, pero deberia ser tomado en cuenta para la interpretacion de las galaxias espirales muy inclinadas.

#### MODULO DE $\vec{b}$ .-

Una vez que hemos visto las deformaciones que se producen en las periferias galacticas debido al campo magnetico intergalactico, vamos a hacer un pequeno estudio sobre cual deberia ser su modulo para que estos efectos sean lo suficientemente importantes, y ademas poder contrastar asi con los valores obtenidos observacionalmente que ya mencionamos en un apartado anterior.

De todas formas, aunque si podemos decir bastante sobre la direccion de  $\vec{b}$ , su modulo queda bastante indeterminado.

Supongamos  $\vec{b} = (0, b_y, b_z)$ , y tomamos un punto del disco en el que este  $\vec{b}$  produzca una fuerza vertical dada por  $b_y b_z / 8\pi L$ , es decir, del orden de  $b^2 / 24\pi L$ . En situacion de equilibrio, esta fuerza debe estar compensada con la componente vertical de la



atraccion gravitatoria:

$$G \frac{M\rho}{R^2} \frac{h}{R} \cong \frac{b^2}{24\pi L}$$

donde M es la masa galactica, R el radio galactocentrico y h la desviacion del alabeo con respecto al plano. Con esta formula podemos hacer una estimacion de b, pero esto no es tan facil si vemos los parametros que estan involucrados en su calculo:  $\rho$ , L y R, y el margen de error que existe sobre el conocimiento de cada uno de ellos. Si tomamos los valores en los extremos de la galaxia como  $R=50\text{kpc}$ ,  $h=1\text{kpc}$ ,  $L=1\text{kpc}$  y  $\rho = 10^{-28} \text{grcm}^{-3}$ , obtendriamos un  $b=1.5 \times 10^{-8} \text{G}$ . En un segundo intento, con  $R=40\text{kpc}$ ,  $h=4\text{kpc}$ ,  $L=1\text{kpc}$  y  $\rho = 10^{-27} \text{grcm}^{-3}$  el resultado seria  $b=1.3 \times 10^{-7} \text{G}$ . La indeterminacion de estas elecciones hace que podamos deducir el modulo del campo magnetico intergalactico dentro de un amplio margen.

A pesar de esto, vemos que los valores obtenidos son analogos a los datos que se han dado observacionalmente (vimos que estos estaban entre  $10^{-9}$  y  $10^{-6} \text{G}$ )

Quizas convenga hacer un pequeño estudio sobre el parametro L que hemos utilizado para calcular este modulo.

van der Kruit y Searle (1982) notaron una disminucion brusca de la densidad en las fronteras de algunas galaxias, hecho tambien notado por Bosma (1981). Sparke (1984a) desarrollo un modelo en el cual el alabeo no se podria mantener por mucho tiempo, al menos



que hubiera un corte brusco en el disco. Sunyaev (1969) y Bergeron y Gunn (1977) sugirieron que esto podría deberse a la ionización de hidrógeno por la radiación de fondo. Otra posible explicación es la existencia de una "plasmapausa", en un sentido similar al utilizado en la terminología planetaria: El disco cesa abruptamente cuando la presión magnética intergaláctica se hace importante para decidir los movimientos de las partículas del gas. Estas partículas podrían ser consideradas como extragalácticas cuando se mueven bajo la acción de fuerzas extragalácticas. Cuando la presión magnética intergaláctica igualara la presión térmica o de turbulencia del gas galáctico, es decir, fuera lo suficientemente alta para gobernar el movimiento de las partículas se produciría una "plasmapausa". Entonces, en ordenes de magnitud

$$\frac{1}{3} \rho \langle v^2 \rangle = \frac{b^2}{8\pi}$$

donde  $v$  sería una velocidad peculiar del movimiento caótico de las nubes de HI (más eficiente en transportar el momento que la presión térmica). Esta fórmula debe considerarse con precaución, pero tiene en cuenta un hecho claramente relacionado con nuestro trabajo. Si la combinamos con la ecuación del balance de fuerzas, tenemos



$$\frac{GM}{R^2} \frac{h}{R} = \frac{1}{9} \frac{\langle V^2 \rangle}{L}$$

Para  $V = 5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $R = 40 \text{ kpc}$ ,  $h/R$  (la tangente del ángulo de alabeo)  $= 0.1 \text{ rad}$ , obtenemos  $L = 0.1 \text{ kpc}$ . Esto significa una transición muy abrupta entre zonas dominadas por influencias galácticas y extragalácticas. Con este bajo valor de  $L$ , se obtienen valores más bajos de la fuerza del campo magnético extragaláctico, en el rango  $10^{-8} - 10^{-9} \text{ G}$ .

#### CONCLUSIONES.

Las partes más externas de una galaxia deberían venir afectadas no solamente por fuerzas galácticas internas sino también por fuerzas extragalácticas. Esta podría ser una poderosa herramienta para estudiar las propiedades del medio intergaláctico. En particular consideramos aquí el efecto de los campos magnéticos intergalácticos sobre la forma de las galaxias espirales en sus regiones más externas.

Se puede demostrar que un campo magnético paralelo al eje de rotación produce una forma de pajarita. Si el campo magnético es perpendicular al eje de rotación, y por tanto contenido en el plano galáctico, la forma recuerda la de un huevo duro. Si el campo magnético forma un ángulo intermedio, la galaxia presentará



alabeos.

La fuerza magnetica del tipo  $1/4\pi (\vec{B} \cdot \nabla \vec{B})$  es la responsable de estas deformaciones perifericas, mientras la fuerza del gradiente de presion magnetica actuaría de forma simetrica en las distintas partes de la galaxia. El efecto de esta fuerza es, muy comunmente, la extension del plasma a lo largo de las lineas magneticas. Esto explica las formas antes mencionadas, y que han sido probadas con argumentos cuantitativos muy simples.

El campo magnetico intergalactico puede ser suficientemente alto para producir estas formas perifericas. Hemos visto como un campo magnetico intergalactico mayor de  $10^{-8}$  G puede producir cambios apreciables en la region mas externa del disco.

Las características geometricas de las formas predichas hacen dificil sus observaciones, (excepto en el caso de los alabeos) y ademas son bastante similares a otras estructuras debido a distintos efectos. Pero estos efectos magneticos no deberian ser ignorados cuando analizamos las partes mas externas de los discos.



ALABEOS



INTRODUCCION



Anteriormente hemos visto que, segun la orientacion del campo magnetico intergalactico con respecto al plano, podria tener lugar en la galaxia bien un alabeo, o un ensanchamiento de la parte mas externa de la galaxia, o un alargamiento de su plano.

Ya hemos mencionado tambien la dificultad de detectar observacionalmente estas dos ultimas estructuras.

Sin embargo, por lo que respecta a los alabeos, son bastantes las observaciones publicadas para galaxias cercanas, y bastante numerosas las explicaciones que se le han intentado dar a este fenomeno.

Haremos un pequeno estudio de estas teorias, para mas tarde revisar los datos bibliograficos existentes y asi tratar de estudiar la validez de nuestra teoria, es decir, ver si la distribucion de estos alabeos observados es compatible con que su formacion se deba a un campo magnetico intergalactico.

Particularizaremos al caso de nuestra galaxia, calculando cual seria el campo magnetico en su vecindad.



REVISION DE MODELOS EXISTENTES



En la actualidad no se ha alcanzado aun un acuerdo en cuanto a la causa que podria originar los alabeos galacticos y a los efectos que los mantendrian; pero la frecuencia con la que ocurren los alabeos globales indica que son bastante comunes.

Quizas el modelo mas planteado y discutido para intentar explicar su origen es el de estudiarlos como resultado de una interaccion gravitatoria con otras galaxias proximas.

Hunter y Toomre (1969) realizaron un estudio sobre esta posibilidad para la Via Lactea ya que desde hace tiempo se conoce que la distribucion de HI en las partes externas de nuestra galaxia ( $R \geq 12\text{Kpc}$ ) esta alabeada a grandes distancias ( $z \leq 2\text{Kpc}$ ) del plano (Verschuur, 1975). Por una parte se sospechaba que esta estructura podria deberse simplemente a una distorsion de "marea" debida a las Nubes de Magallanes estando estas aproximadamente a su distancia actual. Aunque Burke (1957) y Kerr (1957) consideraron esta posibilidad como numericamente inadecuada, calculos posteriores de Elwert y Hablick (1965) y de Avner y King (1967) parecieron algo menos pesimistas.

Por otro lado Spight y Grayzeck (1977) consideraron apropiado investigar con algun detalle el rango completo de los efectos gravitatorios conceptualmente mas simples de un paso proximo a la Via Lactea de la Gran Nube de Magallanes, particularmente a la luz del modelo de Toomre y Toomre (1972) teniendo en cuenta galaxias interactuando gravitacionalmente, y el modelo detallado de



Fujimoto y Sofue (1977) sobre la evolucion dinamica del sistema compuesto por las Nubes de Magallanes y la Via Lactea, los cuales -Fujimoto y Sofue- concluyen que si la curvatura del disco se debe al efecto marea de las Nubes de Magallanes, la masa total de nuestra Galaxia (masa interior a 50 Kpc desde el centro galactico) puede ser menor de  $2.7 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , quizas menor de  $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Segun ellos el paso proximo de las Nubes de Magallanes a la Galaxia debe desarrollar distorsiones a gran escala en las distribuciones de materia en cada una de estas galaxias.

Hunter y Toomre confirmaron la conclusion de Burke (1957) y Kerr (1957) estudiando los ordenes de magnitud, de que las Nubes de Magallanes, a la distancia en que estan actualmente, no pueden ser la causa primera de las distorsiones observadas, resultado tambien confirmado por Spight y Grayzeck (1977) al realizar calculos iniciales tomando una masa de  $10^{10} M_{\odot}$  para la Gran Nube de Magallanes. Estos calculos de Spight y Grayzeck, aunque basados en un conjunto de parametros razonables, indicaron la necesidad de una masa del orden de  $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  para la Gran Nube de Magallanes si se intenta describir el encuentro proximo de esta con la Via Lactea.

Esta interaccion de marea discutida para explicar el alabeo de nuestra Galaxia no parece adecuado para la NGC 5383; su disco alabeado y la distorsion de su campo de velocidades como resultado de la interaccion de marea con su companera cercana, como propusieron Peterson y col. (1978), parece bastante improbable. Dicha interaccion gravitatoria tendria mayores efectos sobre las partes externas, menos densas, de la galaxia, lo contrario de la



situación observada. Parece también que la masa de la UGC 8877 es muy pequeña para haber causado tales movimientos peculiares en la NGC 5383.

Rogstad y col. (1976) estudiaron esta explicación para el alabeo observado en M33. El que este represente alguna deformación de marea reciente parece poco atractivo en este caso, ya que no hay un claro culpable: las fórmulas de Hunter y Toomre dejan poca duda de que la actual fuerza de marea de M31 sobre M33 (separadas  $15^\circ$  en el cielo) no es suficiente, mientras cualquier paso próximo concebible entre estas dos galaxias no parece haber sido reciente.

Así mismo, tampoco parece aplicable esta explicación a la galaxia NGC 5907 ya que sus vecinas más brillantes -las NGC 5866 a  $84'$  ( $\cong 5$  diámetros) al oeste y la NGC 5879 a  $63'$  ( $\cong 4$  diámetros) al noroeste- tienen velocidades radiales de solo  $100\text{Kms}^{-1}$  mayores que la NGC 5907.

Por ejemplo, también para la M51 se intenta dar una explicación de este tipo (Oldershaw, 1986) considerando que tiene una compañera próxima, propiedad frecuentemente relacionada con el alabeo (Alladin y Narasimhan, 1982) y que puede estar perturbando su disco.

Otro sistema de galaxias para el que se aplicó fue las NGC 3718 y NGC 3729 (Schwarz, 1985); este par de galaxias ha sido contemplado durante mucho tiempo como ejemplo de sistema binario interactuando. Las dos posibilidades que estudia este autor es que la órbita de la NGC 3729 sea circular o elíptica, con la primera de las cuales no se podrían esperar efectos a largo término, por lo que no sería posible que una fuerte interacción causara el



alabeo. En cuanto a la segunda, la distorsion que habria producido un paso reciente proximo a la galaxia principal seria poco duradera; no solo la falta de una "cola" en la NGC 3729, sino tambien la simetria de la parte principal del gas de NGC 3718 seria dificil de explicar.

Otra posibilidad bastante discutida es que este tipo de interaccion de marea se deba a un paso cercano entre dos galaxias hace mucho tiempo. Segun Hunter y Toomre las Nubes de Magallanes podrian haber estado en su orbita mucho mas cerca de la Galaxia de lo que estan ahora, aproximadamente hace  $5 \times 10^8$  anos. Asi, Idlis (1959) sugirio que pasaron a traves de las partes externas de la Galaxia, y causaron la distorsion esencialmente por impacto; aun cuando este impacto no hubiera sido real, sus efectos "marea" durante cualquier paso cercano habrian sido mucho mayores que en el presente, por lo que el alabeo observado, como Habing y Visser (1966) enfatizaron, podria ser solo un remanente transitorio de una onda de marea establecida en aquel tiempo.

En este sentido, Sato y Sawa (1986) intentaron explicar el alabeo de HI observado en el disco externo de M31; pensaron que podria ser debido a la fuerza de marea de galaxias proximas. M31 tiene varias galaxias companeras; M32 esta muy proxima a ella y se han realizado algunos estudios sobre su interaccion "tidal", por ejemplo Byrd (1976, 1977, 1978) examino la perturbacion del disco de M31 mediante una simulacion de fuerza de marea de M32 -efecto sugerido por Baade (1963) y por Arp (1964)- concluyendo que dicha interaccion no es suficiente para formar el alabeo de HI que se



observaba en el disco a una distancia mayor de 20 Kpc, sino solamente a un radio menor de este valor.

Otra de las galaxias companeras de M31 -la mas masiva- es la NGC 205; Sato y Sawa simularon una interaccion de marea entre M31 y NGC 205 suponiendo un problema de dos cuerpos para explicar el origen del alabeo. Asumen para ambas galaxias potenciales gravitatorios de simetria esferica. Realizaron esta simulacion solo para un periodo de rotacion, limitacion que podriamos considerar no realista; sin embargo, al no tener en cuenta los efectos de autogravedad y la disipacion del gas perturbado -efectos que tambien afectarian las dinamicas del gas- vemos que se limitaron a un problema simplificado, dentro de cuyo marco se podria considerar solo un periodo de revolucion.

Esta galaxia -la NGC 205- presenta unas estructuras parecidas a un brazo en ambos extremos del eje mayor (Zwicky 1959), figuras que sugieren asimismo la idea de una interaccion de marea con M31.

En este modelo encontraron una orbita de NGC 205 en la cual se reproduce bien el alabeo observado en M31; ademas no solo reproduce la forma alabeada del disco y la distribucion asimetrica del gas HI externo sino tambien la desviacion de la rotacion circular que presenta la velocidad de este gas.

Pero esta simulacion no explicaba el alabeo del disco optico (Innanen y col. 1982), localizado tipicamente a distancias galactocentricas menores de 15 Kpc. Ademas, si bien la direccion de las estructuras en forma de brazos de la NGC 205 coincidia con las obtenidas por el modelo, este no fue capaz de explicar cuantitativamente dichas figuras.



Como ya dijimos, no parecía posible que una interacción de marea reciente explicara la estructura alabeada de la galaxia NGC 5907; esta también se intentó reproducir suponiendo una relación entre la curvatura de su plano y un paso próximo de cualquiera de los dos miembros del grupo que mencionábamos anteriormente (NGC 5866 y NGC 5879), y si sus velocidades transversales relativas son del orden de  $100 \text{ Kms}^{-1}$ , esta curvatura se tendría que haber mantenido aproximadamente durante  $4 \times 10^9$  años, tiempo que teniendo en cuenta su equivalente en revoluciones (cuatro revoluciones del gas más externo de la NGC 5907) es considerablemente mayor que el que Hunter y Toomre (1969) calcularon que podría "sobrevivir" un alabeo simple (Sancisi 1976).

Un estudio del cielo que rodea a M83 ha dado como resultado un posible objeto que podría haber causado una distorsión en esta galaxia hace aproximadamente unos  $2 \times 10^9$  años. Este sería la pequeña galaxia peculiar NGC 5253 situada más o menos a  $114'$  al sureste de M83, y tiene una velocidad transversal relativa de unos  $100 \text{ Kms}^{-1}$  menos que M83. Esta velocidad relativa se convierte en 200 Kpc para  $2 \times 10^9$  años, o alrededor de  $80'$  en el plano del cielo. Esto no difiere demasiado de la distancia aparente entre las NGC 5253 y M83. Pero si tenemos en cuenta las magnitudes relativas, la galaxia más pequeña tiene aproximadamente un 10% de la masa de M83. Probablemente sea demasiado optimista imaginar que tan pequeño objeto pudiese causar alabeos de  $30^\circ$  en M83 (Rogstad y col. 1974).



Mientras Shaver (1981) concluye que para las galaxias en grupos pequenos es mas probable mostrar estructuras de radio "curvadas" que para sistemas aislados (algo que se esperaba si se suponía que las distorsiones son producidas por encuentros con galaxias proximas), un argumento en contra es la observacion simple de que mas de la mitad de las galaxias con evidencias de alabeos de HI en el conjunto disponible en el presente no tienen companeras cercanas obvias con las que interaccionar en el tiempo de escala posible, porque aunque algunas de las galaxias con discos alabeados (como la M31) tambien tengan companeras cercanas, esto no es cierto para todas, por ejemplo para las NGC 5907, 4244, 5055, 2841, 7331 y M83 (Sparke 1984, Tubbs y Sanders 1979).

Pero aun para las galaxias con companeras existen inconvenientes, por ejemplo para la M31, la simetria de  $2\pi$  y la regularidad general de su alabeo argumenta en contra de que fuera una consecuencia de interaccion con su pequena companera eliptica M32.

El descubrimiento de alabeos en galaxias aparentemente aisladas (Sancisi 1976) requiso nuevas aproximaciones teoricas; por otra parte esto coincidio con la observacion de curvas de rotacion planas en muchas galaxias (Roberts 1976; Bosma 1978; Rubin 1978) lo cual favorece la existencia de halos relativamente extensos con influencias dinamicas importantes en las partes externas de estas galaxias, por lo que se establecio una relacion entre la presencia de halos pesados y los alabeos en discos galacticos (Saar 1978): los halos masivos triaxiales pueden ser



responsables de la excitacion de las oscilaciones fuera del plano de los discos galacticos (Binney 1978).

Binney sugiere que los discos de las galaxias espirales no pueden estar confinados por auto-gravedad sino mas bien por el campo gravitatorio de algun componente visible o invisible que no colisione, el lo denomina "poblacion X". Al realizar estudios sobre dinamica de sistemas autogravitantes sin colision dedujo, tanto teorica como observacionalmente, que estos han de tener una forma generica triaxial. Cuando el disco orbita en un campo con simetria axial, adoptara una configuracion aproximadamente eliptica y puede llegar a estar alabeado. Observacionalmente no podemos detectar claramente la no "circularidad".

La discusion teorica que realiza Binney no sirve para predecir la amplitud de los alabeos esperados, pero indica que para ciertas configuraciones axiales y velocidades de rotacion de la distribucion de la poblacion X, uno puede excitar alabeos en los discos galacticos bien por toda su extension radial o mas probable, solamente en algunos rangos del radio.

Simonson y Tohline (1983) tambien sugieren que puede predecirse un alabeo en estado estacionario en un disco de gas si este reside en el pozo de potencial de un halo elipsoidal, dependiendo el radio al cual se produzca de la estructura geometrica y radial especifica del halo.

Un trabajo teorico de Saar (1979) y Toomre (1983) ha mostrado la posibilidad de que existan mecanismos para mantener los alabeos como hechos permanentes de los discos espirales si estos estan en halos oscuros no esfericos.



En cuanto a la presencia de estos halos, parece que ultimamente existen evidencias de que la porcion visible en las galaxias espirales contiene como mucho la mitad de su masa, mientras el resto se distribuye en un halo invisible (Faber y Gallagher 1979).

Bertin y Mark (1980) estudian la posibilidad de que una componente esferoidal (bulbo-halo) moderada pueda proporcionar la amplificacion adicional si suponen que hubo una interaccion inicial de la Via Lactea con la Nube de Magallanes.

Otro mecanismo que sugieren es la posibilidad de que estos alabeos sean auto-excitados y auto-sostenidos. Su tesis es que las galaxias de disco aisladas pueden desarrollar discos alabeados debido a inestabilidades auto-excitadas, es decir, galaxias aisladas en presencia de materia de bulbo-halo, pueden tener discos alabeados de forma parecida a como una bandera ondearia con la accion del viento. Estos autores concluyen que -en contraste con los modelos cinematicos- los dinamicos auto-consistentes mostraban que aun en presencia de una cantidad moderada de halo esferoidal, este podria proporcionar explicaciones sensibles de alabeos galacticos. Ademas sugieren la posibilidad de que esta teoria sea compatible con las observaciones de alabeos en el disco optico.

Huchtmeier y Richter (1982) hicieron una revision sobre 37 galaxias y obtuvieron que alrededor de un tercio tenian companeras proximas y que todas -excepto la NGC 3109- eran miembros de grupos de galaxias. En otro estudio que realizaron (1984) obtuvieron un resultado interesante: concluyeron que los



alabeos pueden ser fenomenos auto-excitados pero que no requieren halos masivos como postularon Bertin y Mark (1980).

Sparke (1984) tambien realiza un estudio de este tipo y para ello distingue entre dos posibilidades: que la figura del halo precese en el mismo sentido que el disco, en cuyo caso un halo con una curva de rotacion plana que contenga alrededor de cinco veces la masa del disco en el interior de cuatro longitudes de escala, podria amplificar un alabeo en un tiempo de Hubble solamente si es fuertemente triaxial. La otra posibilidad es que el halo rotase en sentido contrario al disco, en cuyo caso el alabeo se amplificara en radios donde la precesion sea bastante lenta, es decir, en radios mayores que en el caso anterior. Analiza como un disco masivo, orbitando el eje menor en un potencial triaxial que este rotando, es inestable a los movimientos verticales de la misma forma que lo son los discos de particulas de prueba estudiados por Binney (1978, 1981). La inestabilidad se hace menos violenta cuando aumenta la masa del disco, pero ciertamente no desaparece de forma tan rapida como sugirio el argumento de Toomre (1983).

Sparke concluye que un halo galactico masivo triaxial puede causar en los bordes del disco un alabeo, si esta ligeramente barrado y considerablemente aplanado y contiene unas pocas veces la masa del disco. (Con todas estas condiciones, como puede ser el alabeo una estructura tan comun?).

Tubbs y Sanders (1979) senalaron que, si bien la presencia de un halo masivo podria hacer perdurar mas tiempo el alabeo en una galaxia aislada, estas sugerencias pueden dar cuenta de los alabeos en sistemas "grandes" como la NGC 5907 ya que las masas



del halo requeridas para mantener un alabeo coherente en radios de 15 a 20 Kpc son desmesuradamente grandes (Toomre 1983).

Otra explicacion que se ha dado sobre el mecanismo que mantenga la estructura alabeada de los discos galacticos es considerar que la persistencia de estos se deba a la simetria casi esferica del campo gravitatorio. Tubbs y Sanders (1979) asumieron un modelo de disco finito para la galaxia NGC 5907 y encontraron que la persistencia del alabeo galactico durante  $5 \cdot 10^9$  anos requeriria un halo esferoidal (en contraposicion a las teorias que mencionabamos anteriormente) que fuera al menos tan masivo como el disco estelar y que tuviese un radio axial no mayor de 1.5. Asi, proponen que los alabeos galacticos observados existen en regiones fuera del disco galactico masivo, donde el campo gravitatorio tiene esencialmente simetria esferica. Una condicion de esta hipotesis es que los alabeos esten presentes en la componente gaseosa, condicion necesaria por dos razones: porque una distribucion plana del gas no altera significativamente la simetria esferica propuesta del campo gravitatorio y porque las "variaciones" radiales deben ser suficientemente pequenas para que -las orbitas individuales no pasen a traves de regiones en las que el campo gravitatorio no sea esfericamente simetrico. Aunque deducen que los alabeos -bajo estas condiciones- pueden mantenerse durante escalas de tiempo de  $10^{10}$  anos, la explicacion que dan a la presencia de estas estructuras en los discos estelares es que estos no fueran "duraderos", sino que su origen fuese debido a un encuentro "tidal" reciente (hemos visto que no es valido).



Una posibilidad mas que se ha tenido en cuenta a la hora de estudiar los alabeos observados es considerar que estos podrian ser el remanente de una distorsion presente en el tiempo en que la galaxia se formo. Si imaginamos que el material mas externo colapso en un disco con un eje de rotacion ligeramente diferente al del "cuerpo" principal mas interno, esta estructura podria haber adquirido la forma actual por precesion. Esta posibilidad la menciona Rogstad, Wright y Lockhart (1976) para la galaxia M33 teniendo en cuenta que Kahn y Woltjer (1959) habian considerado ya que los anillos de radios diferentes cerca del final de cualquier disco galactico tienen a precesar en proporciones bastante diferentes conforme se van curvando hacia afuera del plano principal de la galaxia (estos autores estudian las galaxias como compuestas por muchos anillos), lo que -segun ellos- si esto es correcto cualquier alabeo primordial dejado en la formacion de M33 deberia haberse distorsionado debido a la precesion diferencial. Anteriormente (1974) estos mismos autores habian considerado la galaxia M83 y obtenian que para que este modelo fuese real la escala de tiempo del alabeo seria unas cinco veces mayor que la que se consideraba como escala de tiempo de la curvatura de esta galaxia ( $10^{10}$  anos frente a  $2 \cdot 10^9$  anos). Concluyen que, si bien no pueden excluir tal posibilidad, les resulta demasiado optimista sugerir esta como una explicacion para el alabeo. Muchos anos antes Lynden-Bell (1964) habia sugerido este metodo para nuestra galaxia, mostrando que una pequena diferencia entre la direccion del vector momento angular de la Galaxia y su eje de simetria



puede facilmente estar relacionado en el encurvamiento observado del disco galactico.

Tambien Binney (1978) estudia esta posibilidad con una teoria parecida a la de Lynden-Bell. Dice que aunque Kahn y Woltjer destituyeron la sugerencia de que el alabeo galactico podria ser una reliquia de ciertas condiciones iniciales irregulares, la fuerza del tipo Lynden-Bell podria ser posible en unos pocos casos de discos con "bordes" bastante pronunciados, pero que en discos con bordes realisticamente suaves no sirve. Binney intenta solventar este inconveniente considerando los halos como una parte muy importante de las galaxias.

Algunas explicaciones se han basado en el gas intergalactico. Ya en 1959 Kahn y Woltjer sugirieron que la distorsion observada en nuestra Galaxia podria ser debida a un flujo de gas intergalactico, aunque Hunter y Toomre (1969) consideraban que esta sugerencia no podria ser aprobada o desaprobada considerando solo la dinamica del disco.

Burbidge y Burbidge (1958) senalaron la similitud de la curva de la NGC 5866 con la curvatura que presentaba el gas en nuestra Galaxia e intentaron relacionar su origen con la presencia de gas intergalactico en el grupo formado con las NGC 5907 y NGC 5879. Sugieren que esta explicacion alternativa podria ser valida asi mismo para la NGC 5907.

Binney (1978) critica este modelo por una serie de motivos: el primero es que requeriria para el grupo local que el gas que lo



"bana" este en estado estacionario con respecto al centro de masa del grupo entero, posibilidad que considera menos probable que la de que este gas extragalactico (si lo hubiere) de la Galaxia y M31 fuese estacionario con respecto a cada una de estas galaxias. Un segundo motivo estaria relacionado al papel del gas que el modelo asigna a un campo magnetico hipotetico en el halo ya que el proposito de Kahn y Woltjer requiere que el campo magnetico del halo no este relacionado con el gas del disco, cosa que no parece posible.

Varios autores han sugerido que los alabeos han podido formarse por la caida de material sobre el disco mientras este se forma lentamente (Gunn 1982; Steiman-Cameron y Durisen 1984). Schwarz (1985) indica la posibilidad de que esta estructura se haya formado por captura de gas que se mueva en una familia de orbitas estables, que son posibles en un potencial triaxial.

Sparke (1984) analiza la relacion entre alabeos y barras galacticas. Segun ella algunas orbitas en los planos principales de un pozo de potencial triaxial son inestables a oscilaciones perpendiculares a aquellos planos; este hecho sugiere que si una galaxia tiene una barra central el disco puede llegar a estar alabeado. Como una barra esta confinada en las partes centrales de la galaxia, su campo gravitatorio se hace rapidamente axisimetrico a grandes radios, por lo que una barra galactica no puede amplificar fuertemente los movimientos verticales, lo que hace que sea improbable que dichas barras sean responsables de los



alabeos observados.

Por ultimo Milgrom (1983) y Bekenstein y Milgrom (1984) propusieron como explicacion de las estructuras observadas en las galaxias el que se pudiese hacer una modificacion de la dinamica Newtoniana en presencia de pequenas aceleraciones gravitatorias, con lo que no seria necesaria la existencia de halos galacticos oscuros ya que teniendo en cuenta estas modificaciones la dinamica de cualquier galaxia reflejaria una interaccion autogravitatoria del material visible solamente.



ALABIN (sigo sin imaginacion)



Diferentes autores han publicado resultados observacionales sobre los alabeos en galaxias distantes hasta una distancia aproximada de 10Mpc. Si hay una componente media a escalas de alrededor de 20Mpc, y nuestra hipotesis es correcta, los alabeos observados pueden no tener una orientacion aleatoria. Por tanto, es necesario analizar esta distribucion de alabeos mediante datos publicados, como un test crucial para comprender este fenomeno.

Las galaxias incluidas en nuestro estudio aparecen en la tabla I. Con la excepcion de M31 y M33, las distancias fueron estimadas con  $H_0 = 70 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Canal 1988). R es el radio al cual la magnitud del alabeo es h, de tal forma que podemos calcular el angulo de alabeo como  $\psi = h/R$ . La muestra contiene 18 galaxias, elegidas de forma que incluyan todos los datos publicados. Algunos resultados poco claros han sido rechazados. Estas galaxias son en general galaxias de campo, lo cual no sugiere que la explicacion general para los alabeos sea una interaccion gravitatoria entre galaxias proximas.

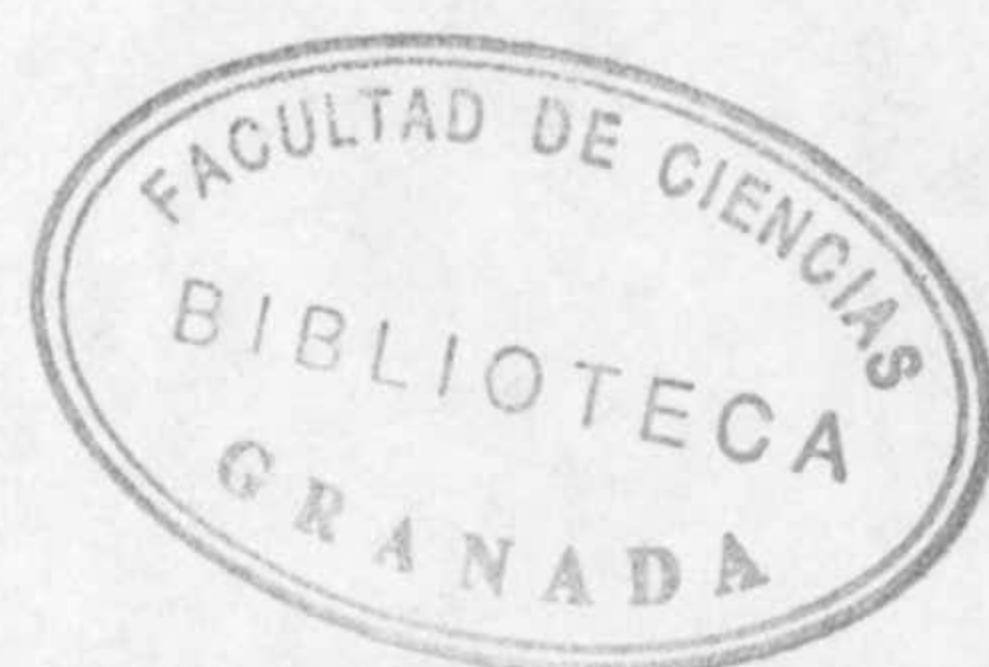




TABLA I

Galaxia	Distancia (Mpc)	R (kpc)	h (kpc)	$\epsilon$ ( )	Angulo de posicion	Tipo de medida.	Autores
NGC 224 (M31)	0.69	30.5	3.8	7.1	37 42'	Radio	(1)
NGC 300	1.4	8.0	4.6	30	108	Radio	(2)
NGC 598 (M33)	0.69	8.0	4.0	26.6	20	Radio	(3)
NGC 2841	10.0	25.0	2.7	6.2	150	Radio	(4)
NGC 3198	9.9	11.2	1.5	7.5	36	Radio	(4)
NGC 3718	15.6			80.0	118	Optico	(5)
NGC 4013	11.8	14.9	0.5	2	63	Optico	(6)
NGC 4217	15.1	15.5	0.5	2	51	Optico	(6)
NGC 4244	3.9	11.8	0.4	2	47	Optico	(7)
NGC 4565	16.0	36.4	1.3	2	135	Optico	(8)
NGC 4656	9.4	36.6	2.2	3.5	40	Radio	(9)
NGC 4762	12.5	12.4	1.5	6.9	29	Optico	(10)
NGC 5023	8.6	9.0	0.5	3.5	28	Optico	(6)
NGC 5033	13.7	32.0	4.3	7.6	172	Radio	(4)
NGC 5055	8.4	42.0	12.7	16.8	99	Radio	(4)
NGC 5866	12.5	5.0	0.08	1	126	Optico	(11)
NGC 5907	11.4	26.5	5.3	11.3	155	Radio	(12)
NGC 7814	17.8	28.5	7.8	15.3	133	Optico	(13)



- ( 1) Roberts y Whitehurst (1975)
- ( 2) Rogstad, Crutcher y Chu (1979)
- ( 3) Rogstad, Wright y Lockhart (1976)
- ( 4) Bosma (1981,a)
- ( 5) Schwarz (1985)
- ( 6) van der Kruit y Searle (1982,a)
- ( 7) van der Kruit y Searle (1981)
- ( 8) Hamabe y Kodaira (1980)
- ( 9) Wellichew, Sancisi y Guelin (1978)
- (10) Hamabe y col. (1981)
- (11) Hamabe y Kodaira (1979)
- (12) Sancisi (1976)
- (13) van der Kruit y Searle (1982,b)



Los resultados se muestran en la figura 1. Cada galaxia esta centrada en sus coordenadas, con su propio angulo de posicion, y representada con una longitud proporcional al parametro  $D_{25}$  de de Vaucouleurs (1976).

Hemos dibujado una flecha para cada galaxia, formando un angulo de  $45^\circ$  con el plano galactico, en la direccion mas cercana al alabeo ascendente. Esta flecha indicaria la direccion del campo magnetico intergalactico (o al menos su proyeccion), si el modelo propuesto en este trabajo es correcto. Por supuesto, el sentido opuesto de la flecha tambien seria posible. Una atenta mirada a la figura 1 revela claramente que los angulos de posicion tienen una distribucion aleatoria, pero no asi las flechas (cualquiera que sea su significado).



Para enfatizar este resultado, representamos en la figura 2 las distribuciones de los angulos de posicion y las direcciones de las flechas. Los angulos de posicion de las galaxias de la muestra estan de forma clara distribuidos al azar. Su valor medio es de  $89.48^\circ$ , muy proximo a  $90^\circ$ , que corresponderia a una distribucion completamente aleatoria, en la cual cualquier angulo de posicion seria igualmente probable. Sin embargo, tambien se podria obtener este valor de  $90^\circ$  con galaxias orientadas de una forma sistematica. Para resolver esto, calculamos la desviacion "standard", que resulta ser de  $51^\circ$ , muy proxima al valor que tendria una distribucion completamente aleatoria, ya que este valor seria de  $52^\circ$ . Esta coincidencia no es sorprendente, ya que probablemente los angulos de posicion de las galaxias que podemos observar de perfil dentro de una distancia de 20 Mpc esten distribuidos de forma aleatoria. La proximidad de los valores de la media y de la desviacion estandar de nuestra muestra a la de los valores teoricos, solo indica que, a pesar del pequeno numero de galaxias seleccionadas, se trata de un conjunto representativo de galaxias de perfil en la vecindad de nuestra galaxia.

Por otro lado, la figura 2 muestra claramente que la direccion de las flechas no es una distribucion "rectangular", uniforme. Las flechas no estan orientadas al azar. La explicacion propuesta aqui es que la orientacion predominante de las flechas indica la direccion del campo magnetico. Pero aun si no se acepta esta interpretacion, este es un hecho observacional, que cualquier teoria sobre alabeos deberia explicar. Ni las teorias "intrinsecas" (aquellas donde solo interviene la propia galaxia)



ni las de interacción binaria podrían explicar este hecho. Solo aquellas que suponen que los alabeos están producidos por interacción de una galaxia y el gas intergaláctico, no estarían en contradicción con estos resultados. Aun en este caso, es muy difícil explicar por qué hay velocidades diferentes para el sistema de galaxias y para el gas intergaláctico en nuestra vecindad.



Promediando estas direcciones entre  $-15^\circ$  y  $99^\circ$  (lo cual viene sugerido por la figura), obtenemos  $24.22^\circ$  como la direccion media de las flechas (de norte a oeste) y  $\sigma = 29^\circ$  como desviacion "standard".

Hemos incluido en esta representacion una galaxia en la que no se ha detectado alabeo (van der Kruit 1979). Se trata de la NGC 4258. Bajo la interpretacion propuesta aqui, la direccion de  $\vec{b}$  estaria a lo largo de su plano o perpendicular a el. Si  $\vec{b}$  esta en el plano, tiene la misma direccion que el obtenido con los alabeos de las demas galaxias, lo cual es coherente con nuestro trabajo. Sin embargo este dato no se ha introducido en los estudios estadisticos que siguen a continuacion.

Sin embargo esta claro que un campo magnetico intergalactico constante y homogeneo no daria una distribucion homogenea de todas las flechas en la representacion  $(\alpha, \delta)$ . Este seria solamente el caso aproximado si todas las galaxias estuvieran en la misma pequena zona del cielo. En la figura 3 dividimos nuestra muestra en 2 grupos: el grupo de las  $12^h$  y el grupo de las  $0^h$ . Este grupo de las  $0^h$  esta constituido por M31, M33, NGC 300 y NGC 7814. El resto de las galaxias pertenecen al grupo de las  $12^h$ . Los alabeos de estos dos grupos no viene explicado por el mismo campo magnetico, ya que al tener la ascension recta de ambos grupos alrededor de 12 horas de diferencia, sus flechas no deberian ser paralelas. Por tanto se debena llevar a cabo calculos diferentes para computar el campo magnetico en ambos grupos. Tambien



incluiremos un calculo para el conjunto completo de las galaxias de la muestra.

En el caso de que el mismo campo magnetico responsable del alabeo de una galaxia con coordenadas  $(\alpha_0, \delta_0)$  fuera el campo magnetico "aqui", pasando a traves de la Tierra, el vector  $\vec{b}$  tendria una direccion caracterizada por un punto en el cielo, con coordenadas  $\alpha$  y  $\delta$ , que podemos calcular mediante

$$\text{sen } \delta = \cos \delta_0 \cos \beta$$

$$\text{sen } (\pi + \alpha - \alpha_0) = \frac{\text{sen } \beta}{\cos \delta}$$



donde  $\beta$  es el angulo entre el norte y la flecha (o la proyeccion de  $\vec{b}$ ) sobre el plano tangente; es decir,  $\beta$  da la posicion de la flecha vista desde la Tierra. Esta formula se obtiene facilmente mediante trigonometria esferica. Para cada galaxia con parametros  $\alpha_{oi}$ ,  $\delta_{oi}$ ,  $\beta_i$ , podemos asi calcular las coordenadas  $\alpha_i$  y  $\delta_i$  de la direccion del campo, si su origen estuviera en la Tierra. De esta forma hemos elaborado la tabla II. ( $\varphi_i$  la definiremos mas tarde).



TABLA II

Galaxia	$\beta$ ( $^{\circ}$ )	$\delta$ ( $^{\circ}$ )	$\alpha$ (h, m)	$\varphi$ ( $^{\circ}$ )
12 <sup>h</sup> -grupo				
NGC 2841	-15	37	-3 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup>	39
NGC 3198	9	44	-0 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup>	15
NGC 3718	17	35	0 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup>	7
NGC 4013	72	13	5 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup>	48
NGC 4217	-6.5	42	0 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup>	31
NGC 4244	-2	52	0 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup>	26
NGC 4258	28	37	2 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup>	4
NGC 4565	0	64	0 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	24
NGC 4656	5	57	1 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup>	19
NGC 4762	16	70	4 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup>	9
NGC 5023	17	68	4 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	7
NGC 5033	53	29	5 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	29
NGC 5055	36	37	4 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup>	12
NGC 5866	99	-5	8 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	105
NGC 5907	70	11	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	46
0 <sup>h</sup> -grupo				
NGC 224	7.5	48.7	-10 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup>	17
NGC 300	27	45	-8 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup>	3
NGC 598	25	51	-7 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	1
NGC 7814	2	74	-11 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	22



Los valores medios del grupo de las 12<sup>h</sup> son

$$\text{Punto 1} \quad \begin{cases} \delta_1 = 40^\circ \\ \alpha_1 = 2^{\text{h}} 44^{\text{m}} \end{cases} \quad \begin{cases} b_1^{\text{II}} = -18^\circ \\ l_1^{\text{II}} = 146^\circ \end{cases}$$

entre Andromeda y Perseo. Los valores medios para el grupo de las cero horas son

$$\text{Punto 2} \quad \begin{cases} \delta_2 = 55^\circ \\ \alpha_2 = -9^{\text{h}} 32^{\text{m}} \end{cases} \quad \begin{cases} b_2^{\text{II}} = 57^\circ \\ l_2^{\text{II}} = 96^\circ \end{cases}$$

entre la Osa Mayor, Bootes y Draco.

La direccion del campo magnetico intergalactico "en la Tierra", podria identificarse con la media para el conjunto completo de galaxias, en cuyo caso se obtiene  $\delta = 43^\circ$ ;  $\alpha = 0^{\text{h}} 09^{\text{m}}$ . Pero probablemente sea mas significativa una suma vectorial de  $\vec{b}_1$  y  $\vec{b}_2$  para estimar la direccion de  $\vec{b}$ . Para llevar a cabo esta suma vectorial podemos hacer una media ponderada teniendo en cuenta el numero de galaxias existentes en cada grupo, con lo que el resultado seria



Punto 3

$$\left[ \begin{array}{l} \delta_3 = 54^\circ \\ \alpha_3 = 2^{\text{h}}48^{\text{m}} \end{array} \right.$$

$$\left[ \begin{array}{l} b_3^{\text{II}} = -4.6^\circ \\ l_3^{\text{II}} = 140^\circ \end{array} \right.$$

como representativo de la dirección del campo magnético intergaláctico en la vecindad de la Vía Láctea (20 Mpc).

Otra alternativa podría ser calcular una media no ponderada, teniendo en cuenta que el grupo de las cero horas tiene, aunque menos, las galaxias más próximas, por lo cual las mediciones son más precisas. Entonces el vector suma sin ponderación resulta ser

Punto 4

$$\left[ \delta_4 = 90^\circ \right.$$

$$\left[ \begin{array}{l} b_4^{\text{II}} = 28^\circ \\ l_4^{\text{II}} = 123^\circ \end{array} \right.$$

que constituye también un conjunto razonable de coordenadas para expresar el campo uniforme a una escala de 20 Mpc. Este pasa muy próximo al polo norte geográfico.

El campo magnético en nuestra galaxia lo calcularemos mediante otro método en un apartado posterior y veremos que las coordenadas que resultan son



Punto 5

$$\left| \begin{array}{l} \alpha_5 = -7^{\text{h}} 40^{\text{m}} \\ \delta_5 = 48^{\circ} \end{array} \right.$$

$$\left| \begin{array}{l} b_5^{\text{II}} = 45^{\circ} \\ l_5^{\text{II}} = 74^{\circ} \end{array} \right.$$

muy proximas a las obtenidas para las galaxias del grupo de las cero horas, que son las mas cercanas.

En la figura 4 representamos estos datos y comparamos con los obtenidos mediante Rotacion de Faraday de radio-fuentes. Los valores encontrados por Ruzmaikin y Sokoloff (1977) estan tambien reproducidos en esta figura. Nuestra muestra incluye galaxias con  $z < 0.004$ . Los distintos puntos estan relativamente agrupados, por lo que podemos concluir que el campo magnetico uniforme encontrado en nuestra vecindad es el mismo que el campo homogeneo que probablemente exista a escalas de  $z < 0.8$ .



Componente aleatoria del campo magnetico.-

El "scattering" en las direcciones de la fuerza del campo magnetico intergalactico nos va a permitir evaluar la componente aleatoria del <sup>del</sup> ~~del~~ <sup>del</sup> campo magnetico intergalactico, al menos a longitudes de escala del orden de las distancias tipicas de las galaxias de nuestra muestra, es decir, entre aproximadamente 1 y 10 Mpc.

Para cada galaxia  $i$  podemos escribir

$$\vec{b}_i = \vec{U} + \vec{R}_i$$

donde  $\vec{U}$  es la fuerza del campo magnetico uniforme y  $\vec{R}_i$  la fuerza del campo magnetico aleatoria. Entonces:

$$\vec{b}_i \cdot \vec{U} = b_i U \cos \varphi_i$$

$$\vec{R}_i \cdot \vec{U} = R_i U \cos \alpha_i$$

donde  $\vec{R}_i$  y  $\alpha_i$  son aleatorias e independientes. Como se vera mas tarde, el valor medio de  $\sin^2 \varphi_i$  esta relacionado con el parametro  $x = \langle R_i^2 \rangle / U^2$ , que caracteriza la magnitud de la componente aleatoria. De la formula de arriba, podemos escribir  $\varphi_i$  como una



funcion de  $R_i$ ,  $\alpha_i$  y la constante U

$$\text{sen}^2 \varphi_i = \frac{R_i^2 \text{sen}^2 \alpha_i}{U^2 + R_i^2 + 2R_i U \cos \alpha_i}$$

Asi

$$\langle \text{sen}^2 \varphi \rangle = \int_0^\infty R^2 f(R) dR \int_0^{2\pi} f(\alpha) \frac{\text{sen}^2 \alpha}{U^2 + R^2 + 2RU \cos \alpha} d\alpha$$

$f(\alpha)$  y  $f(R)$  son las funciones densidad de probabilidad para  $\alpha$  y  $R$  respectivamente. Como todos los valores de  $\alpha$  son <sup>iguales</sup> probables,  $f(\alpha)$  es una constante que se obtiene de  $\int_0^{2\pi} f(\alpha) d\alpha = 1$ , por tanto  $f(\alpha) = 1/2\pi$ . Para  $R < U$  la segunda integral vale  $1/2U^2$ . Ademas tenemos  $\int_0^\infty R^2 f(R) dR = \langle R^2 \rangle$ , de tal forma que

$$\langle \text{sen}^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} \frac{\langle R^2 \rangle}{U^2}$$

o

$$x = 2 \langle \text{sen}^2 \varphi \rangle$$

Para derivar esta formula hemos considerado



vectores tridimensionales. Probablemente  $\vec{b}_i$  no esta lejos del plano tangente; de otra forma no podrian ser observados los alabeos. Entonces consideremos ahora que  $\vec{b}_i$ ,  $\vec{U}$  y  $\vec{R}$  son vectores bidimensionales, que son las proyecciones del campo magnetico total, uniforme y aleatorio, sobre el plano tangente. Si la posicion angular de las distintas galaxias no es muy diferente,  $\vec{U}$  sera la misma para todas ellas y no tendra subindices. En la practica tratariamos de forma separada los grupos de las cero horas y el de las doce horas.

Entonces  $\varphi_i$  es el angulo entre  $\vec{b}_i$  y  $\vec{U}$  proyectados (ver figura X).



La dirección de  $\vec{U}$  se obtiene promediando las direcciones de  $\vec{b}_i$ . La fórmula anterior nos dará una proporción "bidimensional"  $x_2$  y nosotros estamos interesados en una proporción tridimensional  $x_3 = (\langle R^2 + R_{\perp}^2 \rangle) / (U + U_{\perp}^2)$  (el subíndice  $\perp$  denota perpendicular al plano tangente, a lo largo de la línea de visión). Claramente  $R_{\perp}^2 = R^2/2$ , ya que todas las direcciones del campo aleatorio son equiprobables. Supongamos además que  $U_{\perp} \cong 0$ . Entonces

$$x_3 = \frac{3}{2} \frac{\langle R^2 \rangle}{U^2} = \frac{3}{4} \langle \text{sen}^2 \varphi \rangle$$

o ligeramente más bajo si  $U_{\perp} \approx 0$ .

Sin embargo  $\langle \text{sen}^2 \varphi \rangle$  puede también deberse a los errores en la determinación de la dirección del campo magnético. En realidad estamos asumiendo que  $\vec{b}$  forma un ángulo de  $45^\circ$  con el plano galáctico, pero  $45^\circ$  es solo la orientación más eficiente.  $\vec{b}$  no tiene por qué formar exactamente  $45^\circ$  con el plano. Es fácil estimar  $\langle \text{sen}^2 \varphi \rangle$  si fuera exclusivamente debido a este error. Supongamos que  $\epsilon$  es el ángulo real entre  $\vec{b}$  y el plano galáctico. La distorsión de alabeo será proporcional a

$$b_x b_y = b^2 \text{sen } \epsilon \cos \epsilon = \frac{1}{2} b^2 \text{sen } 2\epsilon$$



por tanto, para un modulo dado del campo magnetico, sera  
 proporcional a  $\sin 2\epsilon$ . Cuando  $\epsilon = 45^\circ$ , este es igual a 1. Si  $\epsilon$  es  
 menor o mayor de  $45^\circ$ , la eficiencia sera menor, pero no nula.  
 Tomamos entonces  $\sin 2\epsilon$  como "peso" para calcular la desviacion  
 estandard de  $\epsilon$  con respecto al valor adoptado, es decir  $45^\circ$ :

$$\langle \sin^2 \varphi \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \sin 2\epsilon \left( \epsilon - \frac{\pi}{4} \right)^2 d\epsilon}{\int_0^{\pi/2} \sin 2\epsilon d\epsilon} = \left( \frac{\pi}{4} \right)^2 - \frac{1}{2}$$

Por tanto, los errores introducidos contribuirian a  $\langle \sin^2 \varphi \rangle$   
 con una cantidad de 0.12. Debemos calcular  $\langle \sin^2 \varphi \rangle$  a partir de los  
 datos observacionales. Si es menor que o similar a 0.12,  
 concluiriamos que  $x_3 \cong 0$ , o que, a las longitudes de escala que  
 estamos trabajando, no hay componente aleatoria de importancia  
 significativa. Por tanto, nuestro propio error por asumir siempre  
 un angulo de  $45^\circ$ , no nos permite evaluar la importancia de la  
 componente aleatoria, pero sabriamos que  $\langle R^2 \rangle \ll 0.12 U^2$ . Por otro  
 lado, si  $\langle \sin^2 \varphi \rangle$  es mucho mayor de 0.12, la aproximacion de tomar  
 siempre  $45^\circ$  seria correcta.

El valor de  $\varphi$  para cada galaxia fue incluido en la tabla II.  
 Para el grupo de las  $0^h$ ,  $\langle \sin^2 \varphi \rangle$  vale 0.057. Para el de las  $12^h$ ,  
 toma el valor de 0.23. Aunque 0.23 es mayor que 0.12 la conclusion  
 podria ser que la componente aleatoria es despreciable.



Por supuesto, es posible que nuestro campo uniforme medio fuera aleatorio a mayores escalas. Este es probablemente el caso, como se ve cuando combinamos nuestros datos con los obtenidos mediante Rotacion de Faraday. Aun mas, podria ser que el campo magnetico a escala cosmologica fuera nulo, o muy bajo, como ha obtenido Vallee (1983).



EL ALABEO DE LA VIA LACTEA



Desde que Westerhout (1956) encontro la primera evidencia de una desviacion de materia a partir del plano ecuatorial en nuestra propia galaxia, han sido muchas y diversas las teorias que han intentado explicar este fenomeno del alabeo galactico (ya hemos hecho mencion de ellas en un apartado anterior).

La que ha sido estudiada con mas detenimiento es aquella que propone, como causa de esta perturbacion, un efecto de tipo marea debido a la interaccion gravitatoria entre nuestra Galaxia y las Nubes de Magallanes, bien considerando estas en sus orbitas actuales (Burke 1957; Kerr 1957; Elwert y Hablick, 1965; Avner y King, 1965) o bien suponiendo un paso proximo en el espacio y lejano en el tiempo de dichas Nubes (Spight y Grayzeck, 1977; Fujimoto y Sofue, 1977).

Como hemos visto, esta teoria tambien se ha aplicado a otras galaxias, aunque ha resultado evidente de forma observacional que no puede tratarse de una explicacion general ya que muchas de estas galaxias se presentan de forma aislada (Sancisi, 1976).

Otras teorias han sido descritas y aplicadas, tales como la que considera que la distorsion fuera inducida por halos no esfericos (Binney 1978, 1981; Sparke 1984a). Para que esta explicacion fuera efectiva el halo tendria que ser muy masivo (Toomre 1983). Tambien se ha hablado de halos esfericos (Tubbs y Sanders 1979), o de una perturbacion inicial (Lynden-Bell 1964). Sparke (1984b) los atribuye a los efectos de las barras en las galaxias.



Otra teoría, que Kahn y Woltjer (1959) interpretaron válida para nuestra galaxia, es la que considera flujos gaseosos intergalácticos como causa. Binney (1978) argumentó de forma crítica en contra de esta teoría. Más tarde Gunn (1982) y Steiman-Cameron y Durinsén (1984) propusieron teorías similares, asumiendo un "infall" de gas intergaláctico.

Nosotros proponemos, como ya mencionamos, una nueva teoría, según la cual es el campo magnético intergaláctico el que produce una desviación de la materia galáctica. Más tarde aplicaremos esta teoría y calcularemos la dirección del campo magnético intergaláctico necesario para producir el alabeo en la Vía Láctea, analizando las observaciones en diferentes longitudes de onda, que pudieran ofrecer alguna luz sobre la explicación de este fenómeno.

Mientras las primeras teorías enunciadas en este breve resumen darían como resultado una desviación similar para las distintas componentes del plano galáctico -ya que fuerzas de tipo gravitatorio son responsables- en el caso de la propuesta por Kahn y Woltjer (1954), Gunn (1982) y Steiman-Cameron y Durinsén (1984) no se hace un tratamiento distintivo para estrellas y gas, si bien tampoco se especifica que su comportamiento tenga que ser el mismo. En el caso de la teoría del campo magnético intergaláctico la desviación se produciría principalmente sobre el gas.

Por lo que respecta al hidrógeno neutro es con lo que más datos contamos. Son muchos los autores que han detallado su estructura (Kerr 1982, 1957; Kulkarni, Elitz y Heiles, 1982; Burke, 1957...). Su alabeo consiste en un desplazamiento de HI por encima del plano galáctico en el norte ( $l < 180^\circ$ ) y por debajo en el



sur ( $l > 180^\circ$ ). Esta separacion se hace importante sobre todo a partir de un radio galactocentrico de 18 Kpc.

Por lo que respecta a las regiones HII parece ser que en nuestra galaxia solo se extienden hasta  $R \cong 20\text{Kpc}$ , pero a pesar de esto se puede observar que a estas distancias siguen a la distribucion de HI, mostrando de igual forma el alabeo (Fick y Blitz 1982).

Tambien se ha observado esta estructura a gran escala para el disco de rayos- $\gamma$  (Mayer-Hasselwander y col, 1982; Phillips y col., 1981).

Para el polvo galactico son Burns, FitzGerald y Reed quienes, en 1984, encuentran evidencias de un alabeo.

Por lo que respecta a las componentes estelares, Ichikawa y Sasaki (1984) encontraron un total de 1500 gigantes M tardias cerca de  $l=116^\circ$ , entre  $b=-11^\circ$  y  $b=10^\circ$ ; direccion en la que el disco de HI presenta su alabeo mas fuerte. Estudiaron estas estrellas y comprobaron que su distribucion en  $b$  no presenta evidencia de esta estructura en el disco estelar viejo. En McNeil (1986) se da una distribucion de gigantes G5-M con  $z$  en el sur; aparece una tabla que da la densidad a distintas alturas  $z$  dividido por la densidad en el disco, y vemos que todos los valores son menores que 1, lo que muestra que las estrellas de este tipo se situan principalmente en el plano.

En cuanto a las estrellas mas jovenes, Reed y FitzGerald (1984) no encontraron evidencia de un incremento de  $z$  con  $r$  estudiando 108 estrellas entre O y B5 para la vecindad de  $(l,b) = (245^\circ, 0^\circ)$ . Concluyeron que el plano galactico es esencialmente



plano en esta region. Estos mismos autores, junto con Burns, sugieren en 1984 la posible presencia del alabeo galactico a  $-7^\circ$  en  $b$  estudiando la distribucion de extincion interestelar y las estrellas tempranas -hasta A5- en el campo  $(l,b) = (253^\circ, -7^\circ)$ .

Para los cumulos abiertos, Janes, Tilley y Lynga (1988) han realizado un estudio para ver si aparecia esta estructura. Si bien no la encontraron tampoco descartaron la posibilidad de que existiera. Nosotros hemos hecho un pequeno estudio tomando como base los datos del catalogo de Lynga (1982 ). Aparecen unas pequenas perturbaciones con respecto al plano que, debido a la distancia a la que se presentan, creemos que no se debe al mismo efecto que el alabeo galactico, sino mas bien a otro tipo de irregularidades que se encuentran en las partes internas de la galaxia y que no solo aparece en los cumulos abiertos, sino tambien en HI, HII, estrellas O y B , etc...(Spicker y Feitzinger, 1986; Kulkarni, Blitz y Heiles, 1982) y que parecen requerir una explicacion dinamica del problema, como sugiere por ejemplo Mark (1982).

Asi pues, parece evidente que el alabeo galactico se presenta principalmente en HI, tambien de forma clara en HII, rayos- $\gamma$  y polvo galactico. Existen dudas en cuanto a las estrellas jovenes y parece clara su no existencia para el disco estelar viejo.

Compatibles con estas observaciones estan las teorias del campo magnetico intergalactico (que casi las predice) y tambien la que supone a los alabeos como una consecuencia de flujos gaseosos



intergalacticos.

Vamos a suponer que el alabeo en nuestra Galaxia esta originado por un campo magnetico intergalactico  $\vec{b}$ . Como ya vimos, para que este tenga la mayor eficiencia en la formacion del alabeo, debe formar un angulo de  $45^\circ$  con el semieje mayor de la Galaxia.

Segun esto, la latitud galactica de este  $\vec{b}$ , suponiendo que pasa a traves de la Tierra, seria logicamente de  $45^\circ$ . Pero, y su longitud?

Consideremos la figura siguiente, donde  $R$  es el radio al cual se observa el alabeo,  $r$  el radio galactocentrico del sol y  $l$  la longitud galactica del  $\vec{b}$  que pasa por la Tierra.



Si, segun los datos encontrados encontrados para HI, el eje del alabeo esta sobre el plano galactico a una longitud galactica de  $50^\circ$  y por debajo para  $l=275^\circ$ , mediante las siguientes igualdades que se obtienen facilmente observando la figura, deducimos el valor de la longitud galactica de este campo magnetico:

$$\frac{\text{sen}(105-1)}{r} = \frac{\text{sen } 75}{R}$$

$$\frac{\text{sen}(1-50)}{r} = \frac{\text{sen } 50}{R}$$

de donde obtenemos  $l = 74^\circ$ . Con lo cual, su direccion seria

$$(l, b) = (74^\circ, 45^\circ)$$

Comparamos seguidamente este resultado con el obtenido para galaxias cercanas a la nuestra, tales como M31, M33 y NGC 300:

Galaxia	$\alpha$	$\delta$
Via Lactea	$16^{\text{h}} 20^{\text{m}} 00^{\text{s}}$	$48.00^\circ$
M31	$13^{\text{h}} 22^{\text{m}} 48^{\text{s}}$	$48.71^\circ$
M33	$16^{\text{h}} 21^{\text{m}} 53^{\text{s}}$	$51.42^\circ$
NGC 300	$15^{\text{h}} 31^{\text{m}} 24^{\text{s}}$	$44.64^\circ$



En la figura aparecen bastante proximos los puntos que senalan la direccion de un campo magnetico intergalactico que fuera la causa del alabeo galactico en cada una de ellas. Lo cual nos anima bastante a considerar esta posibilidad como valida.



ALABEOS ESTELARES



Mediante esta teoría que hemos desarrollado, sería posible explicar los alabeos en el gas, ya que este sería el afectado por campos magnéticos. Sin embargo, a veces nos encontramos con que esta peculiar estructura aparece también en el sistema estelar del disco. En principio esto no supone una objeción para la teoría, ya que en el mismo alabeo (es decir, fuera del plano) se produciría el nacimiento de muchas estrellas. Tras su nacimiento regresarían al plano, bajo la acción de la componente vertical de la gravedad galáctica. El tiempo característico de regreso al plano sería de

$$\tau_{\text{reg}} \cong (r^3/GM)^{1/2}$$

que coincide con el período de rotación  $T$  dividido por  $4\pi$ , es decir, aproximadamente un orden de magnitud menor que  $T$ . Un valor típico del período de rotación es de  $6 \cdot 10^8$  años, de forma que podemos tomar  $\tau_{\text{reg}}$  como aproximadamente igual a  $6 \cdot 10^7$  años, valor superior a la vida media de las estrellas azules, por lo que debe haber estrellas azules en los alabeos.

Mientras tanto es posible que la rotación galáctica "rellenara" de estrellas la parte del disco que se ha levantado debido al campo magnético, pero esto se produciría con un tiempo característico del orden del período de rotación, que es relativamente grande. Por tanto, deben existir alabeos estelares,



pero segun esta teoria deberian caracterizarse por un gradiente de color segun el cual el rojo estuviera en el plano galactico y se levantara cuanto mas hacia el azul.

Segun hemos visto en el apartado que habla de la Via Lactea, en nuestra galaxia parece que es así: mientras no parece observarse una desviacion del plano en las estrellas viejas, sí que parece haber un alabeo en la poblacion joven.

En cuanto a otras galaxias, parece haber solo el estudio de Sasaki (1987) sobre la NGC 5907. En este articulo hace una valoracion del alabeo estelar mediante fotometria (con filtros J y K). Obtiene que los alabeos estelar y gaseoso se separan para un radio galactocentrico mayor de 325", siendo la separacion del plano mayor para el gas que para las estrellas.



CONCLUSIONES



La periferia galactica se define como una region de transicion la propia galaxia y el medio intergalactico. Las fuerzas galacticas van siendo mas debiles, por lo que las extragalacticas empiezan a adquirir importancia. Por tanto, el estudio de las periferias galacticas puede suponer una ayuda importante para estudiar distintas propiedades del medio intergalactico. Para esto, no solo es necesario analizar cada galaxia de forma independiente, sino tambien estudiar la distribucion espacial de cualquier aspecto morfologico que presenten estas partes de las galaxias. Por ejemplo, la distribucion espacial de alabeos nos puede dar una importante informacion sobre propiedades intergalacticas en la escala de las distancias de las distintas galaxias observadas.

Una de las fuerzas presentes en el medio intergalactico que puede influir sobre la parte externa del disco de una galaxia espiral, es la fuerza magnetica. Investigamos esta posibilidad, y concluimos que el campo magnetico puede producir los alabeos galacticos, siempre que su direccion no este contenida en el plano galactico ni sea perpendicular a el. Es dificil determinar el modulo necesario para este campo magnetico, pero deberia estar entre  $10^{-6}$  -  $10^{-8}$  G.

Al considerar los datos sobre alabeos que existen en la literatura, encontramos una direccion privilegiada, que coincide con la propuesta por nuestro modelo: Si dibujamos una flecha que forme un angulo de  $45^{\circ}$  con el plano galactico en la direccion mas proxima a la parte ascendente del alabeo, nos encontramos con que



todas las flechas estan alineadas, con muy poca desviacion. En nuestro modelo, la direccion de la flecha seria la del campo magnetico. Este hecho observacional esta en desacuerdo con las teorias actuales que intentan explicar la estructura de alabeo.

Nuestra hipotesis predice y explica este alineamiento.

Desde luego, nuestra muestra de galaxias no es muy grande. Sin embargo el "scattering" en los angulos de posicion es tan grande, y del campo magnetico tan baja, que podemos considerarla como una muestra representativa. Si la componente aleatoria del campo magnetico fuera comparable a la uniforme, habria sido necesaria una muestra bastante mayor para detectar este efecto.

Los distintos alabeos presentados aqui podrian explicarse con un unico campo magnetico intergalactico. En particular, queremos resaltar que un mismo campo magnetico sea capaz de explicar los alabeos de M31, M33 y la Via Lactea. Las coordenadas de la orientacion del campo magnetico intergalactico proximo a estas galaxias son

Galaxia	Declinacion	Ascension recta
Via Lactea	48	16 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup>
M31	48 .71	13 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup>
M33	51 .42	16 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 53 <sup>s</sup>



Esta hipotesis no solo permite explicar los alabeos y su distribución espacial, sino que nos permite además determinar el campo magnético extragaláctico. Los resultados son compatibles y complementarios a los obtenidos mediante Rotación de Faraday de radio-fuentes. Este tipo de estudios podría tener consecuencias cosmológicas.



Es el  
CAMPO MAGNETICO INTERGALACTICO  
UNIFORME  
a mayor escala?



Hasta ahora hemos estudiado la presencia de un campo magnetico a una escala de unos 20 Kpc, compatible con la distribucion de gas en el plano galactico; la posible existencia de un campo magnetico intergalactico a escalas de 20 o 30 Mpc, campo que originaria la estructura de alabeo tan comunmente observada en galaxias. Una de las muchas cosas que podriamos preguntarnos es si existe este campo a mayor escala, y si es asi, cual seria su direccion.

Al igual que el estudio anterior hecho con los alabeos galacticos, nos interesa una estructura tal que el estudio de su forma y distribucion nos permita detectar el efecto de este campo magnetico, pero como diferencia, ahora debera ser observable a mayor escala.

Y pensamos en las curvaturas que se producen en las radiofuentes.

Probablemente tenga bastante influencia el medio intergalactico sobre el aspecto morfologico en general de los "radio-jets", en particular sobre su confinamiento y en la curvatura que se produce en muchos de ellos. Debido a esta conexi6n podriamos pensar que, tanto el estudio detallado de un "jet" en particular como la distribucion espacial de estructuras morfologicas comunes, nos podrian llevar a un conocimiento de algunas de las propiedades de este medio intergalactico.



En cuanto a un "jet" en particular, hay algunas teorías que no lo permiten; por ejemplo, si los "jets" son tubos a través de los cuales se produce una transferencia de energía (Roser y Meishenheimer, 1986) las variaciones espaciales que se producen a lo largo de los chorros pueden ser una consecuencia directa de la actividad nuclear (Rees, 1978). Si los "jets" unilaterales reflejan una propiedad intrínseca, como mencionan Biretta y col. (1983) o son una consecuencia de la orientación relativa de una corriente relativista con respecto a nosotros (Rees, 1978; Lelievre y col., 1984; Saikia y col. 1986; Perez-Fournon y col. 1988) apenas puede darnos información acerca de los parámetros del medio intergaláctico.

Sin embargo, el confinamiento de los "jets", colas o lobulos se achaca a menudo a este medio, como consecuencia de una presión térmica o de arrastre (Gursky y Schwartz 1977; Mushotzky y col. 1978; Leahy, Jagers y Fooley 1986; Harris y col. 1988; Parma y col. 1987 y otros) o de un medio magnetoiónico externo a los chorros que produce una fuerza del tipo  $\vec{j} * \vec{B}$  que actúa sobre la corriente eléctrica producida a lo largo del "jet" (Bridle y Perley 1984; Perley y Bridle 1984). Miley (1980) también considero, entre las demás posibilidades, la de una presión magnética.

En cuanto a la estructura morfológica común que vamos a estudiar, se trata -como ya hemos mencionado- de la curvatura del material eyectado. Algunas hipótesis que intentan explicar estas curvaturas no tienen en cuenta propiedades específicas del medio intergaláctico. Por ejemplo, van Breugel y Miley (1977)



consideraron que podria deberse a precesion nuclear, y esto lo tomo en cuenta Nieto (1983) en su estudio de M87. En algunos casos particulares no puede ser excluido un efecto de lente gravitatoria (Le Fevre y col. 1988; Le Fevre, Hammer y Jones 1988; Hammer, Nottale y Le Fevre 1986). Pero los modelos mas corrientes atribuyen la curvatura a interacciones con, o movimientos relativos con respecto al medio externo, tales como movimientos orbitales de las galaxias padre (Blandford y Icke 1978), un movimiento translacional de la galaxia con respecto al medio intergalactico (Miley y col. 1978; O'Dea y Owen 1985; O'Dea 1984, 1985) o a atraccion gravitatoria del material eyectado, bien por el medio intergalactico del cumulo, si es el caso, (Miley y col. 1978) o por una galaxia cercana (Byrd y Valtonen 1978). Nieto (1983) ha senalado que al menos en los casos de M87 y 30273 esta posibilidad podria ser rechazada, ya que no se ha encontrado ninguna galaxia proxima. Tambien ha sido considerada (Gisler y Miley 1979) la teoria que propone un empuje que originaria que las colas -mas ligeras que sus alrededores- se alejaran y levantarán con respecto a los centros de los cumulos. Estos autores la aplicaron al cumulo de Perseo, Northover (1976) para las 30 264 y 30 315, Bystedt y Hogbom (1979) para la 30 449 y Robertson (1984) para la 40 47.5 . Sin embargo, como noto Robertson, esta no puede ser una explicacion general para las fuentes de cabeza-cola o de cola de angulo ancho, porque no se ha encontrado una direccion media privilegiada de la orientacion observada en las colas con respecto al centro del cumulo (Harris 1977). Tambien Burns (1981) mostro la dificultad para explicar mediante este mecanismo los



"jets" curvados de la galaxia dominante central en un cumulo.

Aunque ninguna de estas teorias menciona explicitamente que esta estructura pueda deberse a la presencia de un campo magnetico intergalactico que actue sobre una corriente electrica a lo largo de los "jets", a nosotros nos gustaria comprobar si su estructura morfologica y distribucion es compatible con que asi sea. Para ello -de forma analoga al estudio de los alabeos- buscamos en la literatura las radiofuentes dobles que tengan los chorros opuestos y con curvaturas antisimetricas, y tambien las que tienen los dos lobulos curvados en la misma direccion (forma de V). Las primeras las dividimos en las que la curvatura sigue el sentido de una S y las que la tienen siguiendo una N.

figura



De esta forma, confeccionamos una lista de radiofuentes cuyos mapas hemos encontrado y calculamos el tanto por ciento de ellas que se presentan con cada una de las estructuras que hemos mencionado anteriormente.



TABLA 1

AUTORES	Numero de radio-fuentes	Tipo N o S	Tipo V
Brandson y col. 1972	31	3	2
Bridle y Ferley 1984	5	1	1
Burch 1979	1	0	0
Burns y Gregory 1982	20	1	5
Fanti y col. 1982	1	1	0
Fey y col. 1986	2	1	0
Greisen y Liszt 1986	1	0	0
Harris y col. 1988	8	1	3
Laing 1981	40	8	1
Le Fevre, Hammer y Jones 1988	7	0	0
Le Fevre y col. 1988	2	1	0
Lehay, Jagers, Pooley 1986	2	0	0
Macdonald, Kenderline y Neville 1968	82	1	8
Mackay 1969	60	1	2
Meisenheimer y Rosen 1986	1	0	0
Miley 1980	10	0	4
Morganti y col. 1987	5	2	0





TABLA 1

Autores	Numero de radio-fuentes	Tipo N o S	Tipo V
O'Dea y Owen 1986	1	0	0
Parma y col. 1987	54	7	6
Perez-Fournon y col. 1988	1	0	0
Perley, Bridle y Willis 1984	1	1	0
Fooley y col. 1987	28	2	2
Robertson 1984	1	1	0
Roser y Meisenheimer 1986	1	0	0
Saikia y col. 1986	1	0	0
Spangler y Bridle 1982	1	0	0
Spangler y Fogge 1984	1	0	0
Strom y col. 1983	1	0	1
Willis y Strom 1978	1	0	0
TOTAL	370	32	35



Segun esta tabla, de 370 fuentes cuyos mapas hemos estudiado, solamente 32 poseen la estructura antisimetrica en su curvatura, y 35 aparecen en forma de V, es decir un x e y por ciento respectivamente, lo cual nos da ya una idea de lo que ibamos buscando: no aparece una distribucion espacial privilegiada para las curvaturas de las radiofuentes.

De todas formas vamos a llevar este estudio un poco mas alla representando en declinacion y ascension recta las que hemos encontrado con estructura de N o S, para ver si -aunque ya sabemos que no de forma global- existiera una distribucion sugerente para las que estan mas proximas entre si. En la siguiente tabla aparecen las radiofuentes que vamos a representar.



TABLA 2

Radiofuente	Autores	Tipo
B2 0206+35	Morganti y col. 1987	S
0149+35	Parma y col. 1987	N
0836+29	Parma y col. 1987	N
1005+28	Parma y col. 1987	N
1317+257	Burns y Gregory 1982	N
B2 1321+31	Fanti y col. 1982	S
1322+36	Parma y col. 1987	S
1521+28	Parma y col. 1987	N
1919+479 (4C 47.51)	Robertson 1984	S
B2 2236+35	Morganti y col 1987	S
3C 61.1	Brandson y col. 1972	N
3C 98	Brandson y col. 1972	N
3C 103	MacDonald y col. 1968	N
3C 109	Laing 1981	S
3C 133	Laing 1981	N
3C 212	Laing 1981	S



TABLA 2

Radiofuente	Autores	Tipo
3C 244.1	Laing 1981	N
3C 256	Le Fevre y col. 1988	S
3C 349	Laing 1981	N
3C 379.1	Laing 1981	N
3C 401	Laing 1981	S
3C 410	Pooley y col. 1987	N
3C 411	Fey y col. 1986	N
3C 430	Brandson y col. 1972	S
3C 438	Laing 1981	N
3C 442	Mackay 1969	S
3C 449	Parma y col. 1987	S
4C 50.31	Tielens, Miley and Willis 1979	N
4C 58.02	Pooley y col. 1987	S
NGC 4374 (M84)	Bridle y Perley 1984	N
NGC 6251	Perley, Bridle, Willis 1984	N
R9	Harris y col. 1988	N



Como vemos en estas figuras, no se nos presenta un fenomeno claro, como en el caso de los alabeos, que nos permita ir mas alla y sostener la hipotesis de la presencia de un campo magnetico uniforme a gran escala en el Universo.



## REFERENCES

- Alladin, S. M., and Narasimhan, K. S. V. 1982, Phys. Reports 92, 339.
- Arp, H. 1964, Ap. J., 139, 1045.
- Avner, E. S., and King, I. R. 1967, A. J., 72, 650.
- Baade, W. 1963, Evolution of Stars and Galaxies, ed. C. Payne-Gaposchkin, Harvard U. P., Cambridge.
- Battaner, E., and Sanchez-Saavedra, M. L. 1986, Ap. J., 302, 450.
- Battaner, E., Florido, E., and Sanchez-Saavedra, M. L. 1988, to be published.
- Beech, M. 1985a, Astr. Space Sci., 114, 345.
- Beech, M. 1985b, Astr. Space Sci., 116, 207.
- Bekenstein, J., and Milgrom, M. 1984, Ap. J., 286, 7.
- Bergeron, J., and Gunn, J. E. 1977, Ap. J., 217, 892.
- Binney, J. 1978, M.N.R.A.S., 183, 779.
- Binney, J. 1981, M.N.R.A.S., 196, 455.
- Bosma, A. 1981a, A. J., 86, 1791.
- Bosma, A. 1981b, A. J., 86, 1825.
- Burbidge, E. M., and Burbidge, G. R. 1958, Ap. J., 131,



224.

- Burke, B. F. 1957, A. J., 62, 90.
- Byrd, G. G. 1976, Ap. J., 208, 688.
- Byrd, G. G. 1977, Ap. J., 218, 86.
- Byrd, G. G. 1978, Ap. J., 226, 70.
- Canal, R. 1988, privated communication.
- Elwert, G., and Hablick, D. 1965, Zs. f. Ap., 61, 273.
- Fujimoto, M., and Sofue, Y. 1977, Astr. Ap., 61, 199.
- Gunn, J. E. 1982, in Astrophysical Cosmology, ed. H. A. Bruck, G. V. Coyne, and M. S. Longair (Vatican City: Pontificia Academia Scientiarum), p. 233.
- Habing, H. J., and Visser, H. C. D. 1966, unpublished report.
- Hamabe, M., and Kodaira, K. 1979, Publ. Astr. Soc. Japan, 31, 431.
- Hamabe, M., and Kodaira, K. 1980, Publ. Astr. Soc. Japan, 32, 197.
- Hamabe, M., Okamura, S., Iye, M., and Nishimura, S. 1981, Publ. Astr. Soc. Japan, 33, 643.
- Hunter, C., and Toomre, A. 1969, A. J., 155, 747.
- Hutchmeier, W. K., and Richter, O. -G. 1982, Astr. Ap.



109, 331.

Idlis, G. M. 1959, Soviet. Astr.- A. J., 3, 680.

Innanen, K. A., Kamper, K. W., Papp, K. A., and van den

Bergh, S. 1982, Ap. J., 254, 515.

Kahn, F. D., and Woltjer, L. 1959, Ap. J., 130, 705.

Kawabata, K., Fujimoto, M., Sofue, Y., and Fukui, M.

1969, Publ. Astr. Soc. Japan, 21, 293.

Kerr, F. J. 1957, A. J., 62, 93.

Kolobov, V. M., Reinhardt, M., and Sazonov, V. N. 1976,

Ap. Lett., 17, 183.

Kronberg, P. P., and Simard- Normandin, M. 1976,

Nature, 263, 653.

Kronberg, P. P., Reinhardt, M., and Simard- Normandin,

M. 1977, Astr. Ap. 61, 771.

van der Kruit, P. C. 1979, Astr. Ap. Suppl., 38, 15.

van der Kruit, P. C., and Searle, L. 1981, Astr. Ap.,

95, 105.

van der Kruit, P. C., and Searle, L. 1982a, Astr. Ap.

110, 61.

van der Kruit, P. C., and Searle, L. 1982b, Astr. Ap.,

110, 79.



- Lynden-Bell, D. 1964, M.N.R.A.S., 129, 299.
- Milgrom, M. 1983a, Ap. J., 270, 365.
- Milgrom, M. 1983b, Ap. J., 270, 371.
- Oldershaw, R. L. 1985, Ap. Space Sci., 121, 273.
- Peterson, C. J., Rubin, V. C., Ford, W. K., Jr., and  
Thonnard, N. 1978, Ap. J., 219, 31.
- Piddington, S. H. 1964, M.N.R.A.S., 128, 345.
- Piddington, S. H. 1981, Astr. Space Sci., 80, 457.
- Reinhardt, M. 1973, Astr. Ap., 138, 1389.
- Reinhardt, M., and Thiel, M. A. F. 1970, Ap. Lett., 7  
101.
- Roberts, M. S., and Whitehurst, R. N. 1975, Ap. J.,  
201, 327.
- Rogstad, D. H., Crutcher, R. M., and Chu, K. 1979, Ap.  
J., 229, 509.
- Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., and Wright, M. C. H.  
1974, Ap. J., 193, 309.
- Rogstad, D. H., Wright, M. C. H., and Lockhart, I. A.  
1976, Ap. J., 204, 703.
- Ruzmaikin, A. A., and Sokoloff, D. D. 1977, Astr. Ap.  
52, 247.



- Saar, E. 1979, in I.A.U. Symposium 84, The Large-Scale Characteristics of the Galaxy, ed. W. B. Burton (Dordrecht : Reidel), p. 513.
- Sancisi, R. 1976, Astr. Ap., 53, 159.
- Sato, N. R., and Sawa, T. 1986, Publ. Astron. Soc. Japan, 38, 63.
- Schwarz, U. J. 1985, Astr. Ap., 142, 273.
- Shapiro, S. L., and Wasserman, I. 1981, Nature, 289, 657.
- Shaver, P. A. 1981, in I.A.U. Symposium 97, Extragalactic Radio Sources, (Dordrecht: Reidel).
- Simonson, G. F., and Tohline, J. E. 1983, Ap. J., 268, 638.
- Sivaram, C., and Krishan, V. 1983, Ap. Lett., 23, 139.
- Sofue, Y. 1987, in Intergalactic Magnetic Fields, ed. R. Beck and R. Grave, (Berlin: Springer Verlag), p. 30.
- Sofue, Y., Fujimoto, M., and Kawabata, K. 1968, Publ. Astr. Soc. Japan, 20, 388.
- Sofue, Y., Takano, T., and Fujimoto, M. 1980, Astr. Ap., 91, 335.



- Sparke, L. S. 1984a, Ap. J., 280, 117.
- Sparke, L. S. 1984b, M.N.R.A.S., 211, 911.
- Spight, L., and Grayzeck, E. 1977, Ap. J., 213, 374.
- Steiman-Cameron, T. Y., and Durisen, R. H. 1984, Ap. J., 276, 101.
- Sunyaev, R. A. 1969, Ap. Lett., 3, 33.
- Toomre, A. 1983, in I.A.U. Symposium 100, Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, ed. E. Athanassoula (Dordrecht: Reidel), p. 177.
- Toomre, A., and Toomre, J. 1972, Ap. J., 178, 623.
- Tosa, M., and Fujimoto, M. 1978, Publ. Astr. Soc. Japan, 30, 315.
- Tubbs, A. D., and Sanders, R. H. 1979, Ap. J., 230, 736.
- Vallee, J. P. 1975, Nature, 254, 23.
- Vallee, J. P. 1983, Ap. Lett., 23, 85.
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., and Corwin, H. G. Jr. 1976, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, (Texas Press).
- Wasserman, I. 1978, Ap. J., 224, 337.



Weliachew, L., Sancisi, R., and Guelin, M. 1978, Astr.  
Ap., 65, 37.

Zeldovich, Ya. B. 1965, Soviet Phys. JEPT, 21, 656.