

T 9/1116

~~Rev. T~~
~~22/116~~

DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA Y DEL COSMOS

UNIVERSIDAD DE GRANADA

INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA

CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS



CONSECUENCIAS DE LA PRESENCIA DE HALOS
DE MATERIA OSCURA Y CAMPOS MAGNÉTICOS
EN LA DINÁMICA DE GALAXIAS AISLADAS

TESIS DOCTORAL PRESENTADA POR

F. JAVIER SÁNCHEZ SALCEDO

GRANADA 1996



INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

**CONSECUENCIAS DE LA PRESENCIA DE HALOS
DE MATERIA OSCURA Y CAMPOS MAGNÉTICOS
EN LA DINÁMICA DE GALAXIAS AISLADAS**

F. Javier Sánchez Salcedo

Tesis Doctoral

UNIVERSIDAD DE GRANADA

1996

**CONSECUENCIAS DE LA PRESENCIA DE HALOS
DE MATERIA OSCURA Y DE CAMPOS MAGNÉTICOS
EN LA DINÁMICA DE GALAXIAS AISLADAS**

Visado en Granada a 28 de octubre de 1996.

Director de la Tesis:
Dr. D. Jaime Perea Duarte.
Colaborador Científico del C.S.I.C.



Tutora:
Dra. Da. Estrella Florido Navío.
Profesora titular del Departamento de Física Teórica y del Cosmos.
Universidad de Granada.

Memoria presentada para optar al grado de
DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS.

Granada, 28 de octubre de 1996.



Fdo: F. Javier Sánchez Salcedo.
Licenciado en Ciencias Físicas.

CONSECUENCIAS DE LA PRESENCIA DE HALOS DE MATERIA
OSCURA
Y CAMPOS MAGNÉTICOS EN LA DINÁMICA DE GALAXIAS
AISLADAS



[Handwritten signature or initials]

Existen una serie de propiedades universales y sistemáticas que aparecen asociadas con el contenido y distribución de materia oscura en las galaxias. Gran parte de esta Tesis Doctoral ha sido dedicada a investigar los efectos que podría producir el halo de materia oscura en la dinámica de las componentes luminosas de las galaxias.

Hemos tratado el problema del plano fundamental de las galaxias elípticas en relación al halo de materia oscura. El plano fundamental conecta los parámetros del halo oscuro con los de la distribución de estrellas.

Por otro lado, las observaciones de la dinámica de las estrellas en el disco pueden limitar la masa de los posibles agregados en que pudiera estar la materia oscura en el halo. Hemos cuantificado el calentamiento de un disco estelar sumergido en un halo oscuro isoterma. La gran cantidad de MACHOS observados sugiere que la materia oscura podría ser bariónica y que podría estar estructurada en los halos galácticos en paralelo a la materia luminosa. Estas subestructuras también podrían afectar a la dinámica de los cúmulos globulares, de las galaxias enanas, y podría tener también consecuencias en la formación de la galaxia. Se propone que los objetos masivos en el halo podrían dar explicación a la ausencia de gradiente de metalicidad en el disco grueso.

Ya que en la actualidad la forma más precisa de determinar la cantidad de materia oscura en las galaxias espirales es a partir de la curva de rotación de HI, uno está obligado a considerar todos los términos que entran en las ecuaciones de movimiento del gas galáctico. Estudiamos en profundidad la viscosidad turbulenta y los campos magnéticos a gran escala. Estos términos podrían explicar algunas propiedades universales de las galaxias que sugieren un origen magnetohidrodinámico.

Damos una prescripción para la viscosidad turbulenta en las partes más externas del disco y discutimos los posibles efectos no lineales de la turbulencia.

Discutimos la alternativa magnética y en particular el problema del equilibrio vertical. Proponemos un modelo mixto de un campo magnético a gran escala y un halo oscuro. De esta manera no sólo progresamos en acotar los posibles efectos del campo magnético en la curva de rotación sino que se explica la conspiración halo-disco, la relación de Bosma, y se reproduce la curva de rotación de las galaxias enanas con tanto detalle como lo hace MOND.

Índice

Índice	i
1 La interacción gravitatoria	5
1.1 Ecuación de Boltzman	6
1.2 Ecuaciones de Jeans	8
1.3 Funciones de distribución. Integrales de movimiento	9
1.4 Termodinámica de N-cuerpos. Estado de máxima entropía	10
1.4.1 La catástrofe gravitotérmica	11
1.5 H-teoremas de la ecuación de Boltzman sin colisiones	13
1.6 Relajación colectiva. Escala de tiempo de Gurzadyan & Savvidy	17
1.7 Fricción dinámica	20
1.8 Fricción dinámica en sistemas inhomogéneos. Fórmula de Maoz	21
1.9 Referencias	26
2 Galaxias elípticas y materia oscura	27
2.1 Propiedades generales	28
2.1.1 Perfiles	28
2.2 Ley de Vaucouleurs. Relajación violenta	29
2.2.1 Relajación incompleta. Desviaciones de la ley de Vaucouleurs	30
2.3 Formación	31
2.3.1 Introducción	31
2.3.2 Colapso de la protogalaxia	31
2.3.3 Relajación violenta completa	32
2.3.4 Hipótesis de merger	33
2.4 El plano fundamental	34
2.4.1 Función inicial de masa	35
2.4.2 Materia oscura	36
2.4.3 El plano fundamental y los mergers de elípticas	42
2.5 Resumen	43

2.6	Referencias	43
3	El halo oscuro y la componente estelar en espirales	46
3.1	Formación de las galaxias espirales. Generalidades	47
3.2	Componente estelar. Generalidades	48
3.2.1	Disco estelar	48
3.2.2	Barras	49
3.3	Halo de materia oscura	49
3.4	Determinación del halo oscuro	51
3.5	Propiedades “universales” y sistemáticas asociadas con los halos oscuros .	53
3.6	Algunas propuestas sobre la naturaleza de la materia oscura	55
3.7	Halo discreto	57
3.7.1	Introducción	57
3.7.2	Agregados ligados en el halo	58
3.7.2.1	Masa dinámica	59
3.8	Halo discreto y su interacción con el disco	62
3.8.1	Fricción dinámica entre el halo y el disco	62
3.8.2	Potenciales axisimétricos. Aproximación de epiciclo	63
3.8.3	Perturbaciones no axisimétricas. El papel de la barra	65
3.8.4	Calentamiento por objetos masivos	67
3.8.4.1	Logaritmo de Coulomb en el disco	68
3.8.4.2	Calentamiento por un halo de partículas	74
3.8.4.3	Efecto del halo en la dispersión de velocidades estelar . .	75
3.8.5	Dispersión de velocidades. Otros mecanismos de calentamiento . .	76
3.8.5.1	Observaciones	76
3.8.5.2	Otros mecanismos de calentamiento	77
3.8.5.3	Calentamiento por nubes y clusters oscuros. Masa de los clusters oscuros	79
3.8.6	Diferentes tipos de clusters masivos	81
3.8.7	Conclusiones	84
3.9	Modelo de ELS. Formación del halo galáctico	85
3.10	Disco grueso	87
3.10.1	Observaciones	87
3.10.2	Hipótesis de formación	88

3.10.3	Formación estelar en el protodisco	91
3.10.4	Cúmulos de estrellas	93
3.10.4.1	Formación	93
3.10.4.2	Destrucción de los cúmulos de estrellas en el disco	95
3.10.5	Gradiente de metalicidad	99
3.10.6	Disco grueso en otras galaxias. Conexión bulbo-disco grueso	99
3.10.7	Hipótesis de merging. Merger versus halo oscuro	100
3.10.8	Resumen	102
3.11	Halo discreto y su interacción con los cúmulos globulares	103
3.11.1	Introducción	103
3.11.2	Cúmulos globulares. Propiedades generales. Evolución	104
3.11.3	Dependencia con el radio de los procesos evolutivos	106
3.11.4	Destrucción de los cúmulos globulares	107
3.11.4.1	Choque gravitacional con el disco	108
3.11.4.2	Choque gravitacional con el bulbo	109
3.11.5	Destrucción de los cúmulos globulares por encuentros a alta velocidad con clusters masivos en el halo	110
3.11.5.1	Halo oscuro	112
3.11.5.2	Segregación en el halo	113
3.11.5.3	El parámetro λ	113
3.11.5.4	Radio de los cúmulos globulares	114
3.11.5.5	La relación masa-luminosidad de los cúmulos globulares	115
3.11.5.6	Masa de los clusters oscuros	116
3.11.6	La función de luminosidad de los cúmulos globulares	116
3.11.6.1	Ritmo de destrucción por procesos evolutivos y por colisiones	118
3.11.7	Función de luminosidad en la Vía Láctea. Conclusiones	120
3.12	Galaxias enanas	122
3.12.1	Generalidades	122
3.12.2	Formación	123
3.12.3	No equilibrio dinámico	124
3.13	Referencias	125
3.13.1	Referencias hasta la sección (3.10)	125

3.14	Referencias de la sección (3.11)	131
4	Dinámica del gas. Viscosidad y turbulencia	134
4.1	Viscosidad "molecular"	135
4.2	Interacción magnética	136
4.2.1	Interacción magnética nube-medio	136
4.2.2	Interacción magnética nube-nube	137
4.3	Viscosidad turbulenta	139
4.4	Caracter turbulento de la viscosidad	141
4.4.1	Origen de la viscosidad en los discos galácticos	144
4.4.2	Espectro de Kolmogorov	145
4.4.3	Conexión entre la viscosidad turbulenta y las inestabilidades	146
4.4.3.1	Inestabilidad gravitatoria de Jeans	148
4.4.3.2	Inestabilidad radial o de anillo	149
4.4.3.3	Inestabilidad de dos fluidos	150
4.4.4	Variaciones radiales en discos galácticos	151
4.4.5	Turbulencia por inyección de energía	153
4.5	Transporte de momento angular	155
4.6	Medios compresibles. Autoorganización	155
4.7	Resumen	157
4.8	Referencias	158
5	Campo magnético a gran escala en galaxias espirales	161
5.1	Componente gaseosa	161
5.2	Rayos cósmicos y el campo magnético	163
5.3	Campo magnético en galaxias	164
5.3.1	Generación del campo magnético a gran escala. Efecto dinamo	165
5.3.2	Algunas dificultades de la teoría dinamo clásica	167
5.3.3	El disco sumergido en el halo galáctico. Interacción con el halo	169
5.4	Discos galácticos soportados por \vec{B}	170
5.4.1	Curvas de rotación sin materia oscura	170
5.4.2	Problemas de la MFH	172
5.4.2.1	Teorema del virial	172
5.4.2.2	Flaring del disco	174

5.4.2.3	Inestabilidades por un campo de confinamiento	175
5.4.2.4	Elípticas, enanas esferoidales, y pares de galaxias	175
5.4.2.5	Dispersión de las estrellas jóvenes	176
5.4.3	Campo magnético en el plano ecuatorial del disco. Parámetros del modelo	176
5.4.3.1	Modelo de masas. Relación M/L . Disco máximo	176
5.4.3.2	Densidad volúmica de gas en $z = 0$	177
5.4.4	Estimación de valores típicos	178
5.4.5	Campos toroidales intensos	180
5.4.6	La existencia de un halo ionizado	183
5.4.7	Ecuación de equilibrio hidrostático	184
5.4.7.1	Escala de alturas del halo ionizado	184
5.4.8	La Vía Láctea	186
5.4.8.1	Potencial gravitatorio y altura del halo	186
5.4.9	Componentes z	189
5.4.9.1	Componente z del campo	191
5.4.9.2	Flujo de gas en el eje z	191
5.5	Buscando la única posibilidad de equilibrio	192
5.5.1	Ecuaciones magnetohidrodinámicas	195
5.5.1.1	Selección de la galaxia. NGC 253	199
5.6	Discusión	201
5.7	Modelos mixtos de halos oscuros y campos magnéticos	202
5.7.1	Introducción	202
5.7.2	MOND versus materia oscura	203
5.7.3	Conspiración halo-disco	206
5.7.4	Halos de materia oscura + campo magnético	207
5.7.4.1	Una ley fenomenológica para la distribución del campo magnético a gran escala	207
5.7.4.2	La relación de Bosma	208
5.7.4.3	Las curvas de rotación de las galaxias enanas	210
5.7.4.4	Conclusiones	215
5.8	Referencias	218

A mis padres

uno de los campos más fértiles de la astrofísica durante los últimos 20 años ha sido el problema de la materia oscura. Su interés trasciende a muchos campos de la astrofísica, desde la cosmología (origen del universo y estructura a gran escala), pasando por la formación de galaxias, hasta las estrellas de formación. Pero también arroja a luz partes de la física como la de partículas elementales.

Las evidencias observacionales más claras de la existencia de materia oscura provienen de la rotación del límite exterior de la materia de las galaxias espirales con placas. A pesar de tanto no se pueden explicar: parte del perfil de luz se supone que la fuerza gravitatoria que crea la materia luminosa es la responsable del movimiento del gas (Lynden-Bell 1978). En la dinámica de las estrellas en los cúmulos también hay indicios claros de la existencia de materia oscura.

Además a partir de los datos de los cúmulos de galaxias se han encontrado evidencias de la existencia de materia oscura. En el cúmulo de Virgo, por ejemplo, se ha encontrado que la velocidad de las galaxias es mayor de lo que se puede explicar con la fuerza gravitatoria de las estrellas y el gas. En el cúmulo de Coma también se ha encontrado un exceso de velocidad. En el cúmulo de la Corona Borealis se ha encontrado un exceso de velocidad.

En los últimos diez años se ha acumulado mucho en la rotación de las galaxias. Los datos sobre la rotación de las galaxias espirales, que indican que la rotación es más rápida de lo que se puede explicar con la fuerza gravitatoria de las estrellas y el gas, se han acumulado en los últimos diez años. En el cúmulo de la Corona Borealis se ha encontrado un exceso de velocidad. En el cúmulo de la Corona Australis se ha encontrado un exceso de velocidad. En el cúmulo de la Corona Meridional se ha encontrado un exceso de velocidad.

Por otro lado, también se ha acumulado mucho en la rotación de las galaxias. Los datos sobre la rotación de las galaxias espirales, que indican que la rotación es más rápida de lo que se puede explicar con la fuerza gravitatoria de las estrellas y el gas, se han acumulado en los últimos diez años.

Se pueden implementar restricciones a su naturaleza a partir de la rotación de las galaxias. En el marco de la Cosmología de la Relatividad General, se considera que la materia oscura es una especie de fluido gravitacional. Se considera que esta debería ser un fluido perfecto, homogéneo e isotrópico. Los datos sobre la rotación de las galaxias, que indican que la rotación es más rápida de lo que se puede explicar con la fuerza gravitatoria de las estrellas y el gas, se han acumulado en los últimos diez años. En el cúmulo de la Corona Borealis se ha encontrado un exceso de velocidad. En el cúmulo de la Corona Australis se ha encontrado un exceso de velocidad. En el cúmulo de la Corona Meridional se ha encontrado un exceso de velocidad.

Uno de los campos más fecundos de la astrofísica durante los últimos 25 años ha sido el problema de la materia oscura. Su interés trasciende a muchos campos de la astrofísica, desde la cosmología (origen del Universo y estructuras a gran escala), pasando por la formación de galaxias, hasta las estrellas de fermiones. Pero también involucra a otras partes de la física como la de partículas elementales.

La evidencia observacional más clara de la existencia de materia oscura es que las curvas de rotación del hidrógeno neutro de la mayoría de las galaxias espirales son planas, y por lo tanto, no se pueden explicar a partir del perfil de luz si se supone que la fuerza gravitatoria que crea la materia luminosa es la responsable del movimiento del gas (Bosma 1978). De la dinámica de las galaxias en los cúmulos también hay indicios claros de la existencia de materia oscura a esa escala.

Aunque a partir de argumentos cosmológicos también se invoca a la materia oscura para cerrar al Universo, no hay ninguna razón para pensar que la materia oscura a las dos escalas, galáctica y cosmológica, sea la misma ni siquiera en naturaleza (Rees 1986). Nosotros nos centraremos en las restricciones que se pueden imponer a la materia oscura a partir de las observaciones en la dinámica de las galaxias.

En los últimos diez años se ha avanzado mucho en la adquisición de una gran base de datos sobre curvas de rotación de galaxias espirales, y sobre relaciones M/L para galaxias elípticas y esferoidales, que deben servir para caracterizar la materia oscura a escala galáctica. En este sentido, se debe poner especial atención a la búsqueda de MACHOS (siglas de las palabras inglesas massive compact halo objects) por efecto de lente gravitacional.

Sin embargo, todavía no se conoce el tipo de materia oscura que forman los halos de materia oscura (bariónica, no-bariónica, fotinos, WIMPS, agujeros negros, MACHOS, etc).

Se pueden implementar restricciones a su naturaleza a partir de la teoría de formación de galaxias en el marco de la Cosmología, de la dinámica de galaxias, del efecto de lente gravitacional y de consideraciones sobre la conservación de la densidad en el espacio-fase.

En los años que llevamos de esta década han aparecido una serie de trabajos muy sugerentes que buscaban una alternativa al problema de la materia oscura en las galaxias espirales que se basan en suponer que el gas no es un buen trazador del potencial gravitatorio. Fahr (1990) consideró la posibilidad de modificar el potencial clásico debido a la interacción gravitatoria entre partículas "a la Maxwell". Valentijn (1991) y González-

Serrano & Valentijn (1991) sugirieron que el disco de las galaxias espirales podría ser ópaco, y los absorbentes de la luz no detectados darían cuenta de la masa que falta. Battaner et al. (1992) propusieron que el responsable de que la curva de rotación plana era el campo magnético a gran escala, mientras que Prabhu & Krishan (1994) proponen que son los efectos no lineales producidos por un efecto de cascada inversa.

Otra alternativa muy anterior a éstas es la que ha desarrollado Milgrom (1983). Consiste en una modificación de la teoría de Newton para pequeñas aceleraciones. Aunque sigue sin ser aceptada por la comunidad científica, no hay pruebas concluyentes de su invalidez.

Esta tesis intenta profundizar en algunas cuestiones abiertas que relacionan los halos de materia oscura con la dinámica galáctica. En el caso de las galaxias elípticas estudiaremos el plano fundamental y para las galaxias espirales hablaremos de propiedades universales

Hemos optado por seguir el siguiente orden en la tesis porque creemos que es el que conlleva una presentación más clara. El primer capítulo versa sobre la interacción gravitatoria. Las razones son obvias, la única fuerza de gran alcance que liga y modela los sistemas astrofísicos (cúmulos de estrellas, cúmulos globulares, galaxias, cúmulos de galaxias, etc.) es la gravitatoria. Es importante tener claro cuales son las técnicas de análisis de los sistemas sin colisiones y qué efectos son producidos por el término de colisiones. Además la materia oscura por definición sólo es relevante a través de la fuerza gravitatoria. Primero supondremos que existe una componente de materia oscura en las galaxias que intentaremos caracterizar a partir de las observaciones sobre la dinámica de la materia visible. En el segundo capítulo estudiaremos las propiedades de la componente de materia oscura en las galaxias elípticas y en el tercer capítulo en las galaxias espirales. Estos dos capítulos se basan en estudiar las consecuencias en la componente estelar de la presencia de un halo de materia oscura. En particular, se desarrollará la idea de que el halo oscuro esté constituido por objetos masivos de materia oscura. Esa posibilidad es muy interesante porque daría explicación a la existencia de gran cantidad de MACHOS en el halo.

En el capítulo IV se estudiarán todos los términos de las ecuaciones de movimiento que podrían hacer que el gas no fuera un buen trazador del potencial gravitatorio, a saber, la viscosidad turbulenta, las configuraciones no estacionarias, y el campo magnético a gran escala, al que dedicaremos el capítulo V.

El primer capítulo es una revisión de conceptos básicos que el lector puede saltar sin que por eso pierda el hilo de los siguientes capítulos.

Algunos comentarios

Quiero hacer algunos comentarios de estilo en la escritura. En esta memoria aparecen algunos términos que podrían ser ambiguos fuera de contexto pero que siguiendo la lectura esperamos que no confundan al lector. Por ejemplo, hemos intentado diferenciar cuándo hablamos del halo de materia oscura (halo oscuro) o del halo galáctico y de su componente luminosa.

Por defecto, hemos tomado el convenio de que si no se indica lo contrario “la escala de alturas del disco” se refiere a la mitad del grosor efectivo del disco, esto es, la altura desde el plano ecuatorial $z = 0$.

He optado por usar las siglas inglesas porque tienen significado universal en el contexto astrofísico, y no creo que con ello se destruya el lenguaje. Pienso que las abreviaturas de uso particular dificultan la lectura.

He intentado usar el vocablo español allí donde se pudiera y no llevara a confusión excepto en algunos casos particulares como por ejemplo, los anglosajones “merger” y “merging” para “fusión de galaxias”. En el capítulo III hemos usado el término “cluster” y no el español “cúmulo de materia oscura” porque éste suele tener connotaciones de estructura cosmológica ($\sim 1 Mpc$) y en este trabajo nos queremos referir a estructuras a escala subgaláctica ($\sim 1 pc$). También he usado la abreviatura Gy de giga-año por deformación.

He intentado dar la referencia, generalmente al final de la frase y entre paréntesis, de cualquier conjetura, hipótesis, discusión o resultado que se haya tomado de la literatura y que no sea original de esta tesis. Hemos evitado censurar cualquier trabajo. Esto nos ha llevado a dar una gran lista de referencias, que algunas de ellas no hemos podido contrastar, pero que pueden servir para aquellos que estén interesados.

Referencias

- Battaner, E., Garrido, J. L., Membrado, M., & Florido, E. 1992, *Nature*, 360, 652
- Bosma, A. 1978, Ph. D. Thesis, Groningen
- Fahr, H. J. 1990, *A&A*, 236, 86
- González-Serrano, J. I., & Valentijn, E. A. 1991, *A&A*, 242, 334
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, 270, 365
- Prabhu, R. D., & Krishan, V. 1994, *ApJ*, 428, 483
- Rees, M. J. 1986, *Cosmogonical Processes*, ed. Arnett, Hansen, Truran, & Tsuruta, (VNU Science Press, Utrecht)
- Valentijn, E. A. 1991, *The Interstellar Disk-Halo Connection*, IAU. Symp. 144, ed. H. Bloemen, (Kluwer: Dordrecht), p. 245

CAPÍTULO 1

La interacción gravitatoria

En astrofísica encontramos sistemas autogravitantes como los cúmulos globulares, las galaxias, los cúmulos de galaxias o los halos de materia oscura. La propiedad diferenciadora de la interacción gravitatoria es su gran alcance.

Consideremos un sistema de N partículas que interactúan únicamente de forma gravitatoria. La descripción y propiedades físicas de estos sistemas dependen del número de partículas N . Para $N = 1 - 50$ (problema de pocos cuerpos) se puede seguir la trayectoria de cada partícula integrando las ecuaciones numéricamente. Para $N = 10^5 - 10^{11}$, como es el número de estrellas en las galaxias, se buscan valores estadísticos medios de estos sistemas. Normalmente es suficiente suponer que una estrella concreta en la galaxia sigue un potencial suave que viene dado por el resto de las estrellas (para un sistema sin colisiones). Aunque este potencial puede depender del tiempo, los sistemas aislados se relajan en un cierto intervalo de tiempo; esto es, grandes fluctuaciones del potencial sólo surgen en los primeros instantes.

$6N - 1$ constantes del movimiento describirían completamente la evolución del sistema. Sin embargo, la forma funcional de estas constantes de movimiento sólo se pueden encontrar si se integran las ecuaciones de movimiento. En la práctica, sólo se conocen un número pequeño de estas constantes. De partida y para cualquier sistema aislado conocemos siete: la energía, las 3 componentes del momento y las 3 componentes del momento angular. Existen varias formas de atacar el problema: estudiando las órbitas en un potencial fijo sin preocuparse de como se crea éste, de manera autoconsistente, con la mecánica estadística o con códigos que simulan con pocas partículas el comportamiento de un gran número de ellas.

Puesto que la interacción gravitatoria es la responsable de la dinámica galáctica tanto a escalas intermedias como a grandes, en este capítulo intentaremos familiarizarnos con los conceptos y herramientas básicas asociadas con el problema de N cuerpos y que son claves para describir la formación e interacción de galaxias y la formación de estructuras en las galaxias. Haremos especial énfasis en los conceptos relacionados con la relajación

e inestabilidad, con la dinámica de galaxias y sus componentes (disco, bulbo, barra, halo oscuro, etc) y con el tratamiento de las perturbaciones gravitatorias de estos sistemas.

1.1 Ecuación de Boltzman

La solución completa vendría dada por la posición de cada partícula en el instante t : $\vec{r}_i(t)$, $i = 1, \dots, N$. O bien, si tomamos \vec{r} y \vec{v} variables independientes $\vec{r}_i(t)$, $\vec{v}_i(t)$, $i = 1, \dots, N$. Supongamos que todas las partículas tienen masa m por sencillez. Si construimos la función f a partir de $\vec{r}_i(t)$ y $\vec{v}_i(t)$ definida por:

$$f_{exact}(\vec{r}, \vec{v}, t) = m \sum_{i=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \delta(\vec{v} - \vec{v}_i(t)) \quad (1.1)$$

vemos que satisface la ecuación de Boltzman dada por

$$\frac{\partial f_{exact}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_{exact}}{\partial \vec{r}} - \vec{\nabla} \phi_{exact} \frac{\partial f_{exact}}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1.2)$$

donde ϕ_{exact} es el potencial gravitatorio exacto

$$\nabla^2 \phi_{exact}(\vec{r}, t) = 4\pi G \int f_{exact}(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (1.3)$$

Es decir, la solución exacta del problema de N cuerpos satisface la ecuación de Boltzman. Ahora bien, este resultado no aporta nada nuevo ya que sólo hemos expresado las ecuaciones de movimiento de otra forma.

Se puede hacer algún progreso aunque a costa de perder información. Como no estamos interesados en el movimiento microscópico, sino en las propiedades medias en un cierto volumen macroscópico, usaremos funciones de distribución suaves en vez de δ de Dirac. Para ello haremos la siguiente hipótesis sobre el sistema: diremos que es posible dividir el espacio de fases en un número grande de celdas que contengan una cantidad macroscópica de partículas pero suficientemente pequeñas como para que las propiedades medias asignadas a esa celda sean representativas de las partículas en la misma. Si esa escala existe, entonces podemos definir una función de distribución suave a distancias mayores que la distancia media interpartícula, que denotaremos por $f_{sm}(\vec{r}, \vec{v}, t)$. A esta función le asociamos el potencial suavizado $\phi_{sm}(\vec{r}, t)$ que cumple:

$$\nabla^2 \phi_{sm}(\vec{r}, t) = 4\pi G \int f_{sm}(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (1.4)$$

Si despreciamos la granulosidad del sistema, entonces f_{sm} y ϕ_{sm} serán buenas aproximaciones a las funciones f_{exact} y ϕ_{exact} . Por lo tanto, esperaríamos que f_{exact} satisfaga una

ecuación similar a la (1.3) más un término de colisiones, $C(f)$, en donde se incluya la granulosidad del sistema:

$$\frac{\partial f_{sm}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_{sm}}{\partial \vec{r}} - \vec{\nabla} \phi_{sm} \frac{\partial f_{sm}}{\partial \vec{v}} = C(f) \quad (1.5)$$

El término de colisiones se puede implementar de manera relativamente sencilla para fuerzas de corto alcance. Al contrario ocurre para fuerzas de largo alcance, en las que este término se propone de forma un tanto eurística. La diferencia entre ϕ_{exact} y ϕ_{sm} se puede imaginar como una fuerza fluctuante que producirá una difusión de partículas en el espacio de fase que se debe reflejar en el término de colisiones.

Calculemos en qué escala de tiempos sería correcta la ecuación (1.5) sin colisiones, y por tanto $C(f) = 0$. El efecto total debido a la fuerza fluctuante es:

$$\begin{aligned} \langle (\Delta v)^2 \rangle &= \int \left(\frac{2Gm}{bv} \right)^2 f(v) 2\pi b db v dv \Delta t \\ &= G^2 m^2 \int_0^\infty \frac{f(v) dv}{v} \int \frac{db}{b} \Delta t = G^2 m^2 \frac{n}{v} \Delta t \int \frac{db}{b} \end{aligned} \quad (1.6)$$

donde b es el parámetro de impacto (Binney & Tremaine 1987). La divergencia logarítmica en el parámetro de impacto es el resultado de la naturaleza $\frac{1}{r}$ de la interacción gravitatoria. Si tomamos $b_{min} = \frac{R}{N}$ y $b_{max} = \frac{R}{N^{1/3}}$ obtenemos:

$$\frac{(\Delta v)^2}{\vec{v}^2} \simeq \frac{\Delta t \ln N}{R/v N} \quad (1.7)$$

y por tanto el tiempo de relajación por sucesivas interacciones es:

$$t_R = \frac{N R}{\ln N v} \quad (1.8)$$

Una galaxia tiene típicamente $N \simeq 10^{11}$ estrellas, por lo tanto los efectos por colisiones son prácticamente despreciables. Para los cúmulos globulares los encuentros pueden ser importantes comparados con el tiempo de su vida media. Esto se observa en la contracción del núcleo, por ejemplo.

Braun y Hepp (1977) demostraron que si el número de partículas y el potencial se reescalaban como $N(\varepsilon) = N/\varepsilon$ y $V(\varepsilon, \vec{r}) = \varepsilon V(\vec{r})$ respectivamente con $\varepsilon \rightarrow 0$ y con

$$\mu(\varepsilon, \vec{r}, \vec{p}, t) = \varepsilon \sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \delta(\vec{p} - \vec{p}_i(t)) \quad (1.9)$$

entonces si inicialmente se cumple que

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \mu(\varepsilon, \vec{r}, \vec{p}, 0) = r(\vec{r}, \vec{p}, 0) \quad (1.10)$$

débilmente en \mathcal{R}^{2n} , entonces

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \mu(\varepsilon, \vec{r}, \vec{p}, t) = r(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (1.11)$$

para toda constante de tiempo, y r satisface la ecuación de Boltzman sin colisiones.

En la primera parte de este capítulo aceptaremos que el sistema sigue la ecuación de Boltzman sin colisiones y nos centraremos en las propiedades características de los sistemas con fuerzas de largo alcance.

1.2 Ecuaciones de Jeans

A partir de la ecuación de Boltzman sin colisiones se pueden extraer las ecuaciones de movimiento más sencillas tomando momentos; son las ecuaciones de Jeans, con las que estamos familiarizados: ecuación de continuidad, de movimiento, de energía, etc. El sistema de ecuaciones que forman no es un sistema cerrado y por tanto no describen completamente el sistema físico que representan. Sin embargo, tienen la ventaja de que usan variables físicas a las que se tiene fácil acceso observacional.

Integrando simplemente la ecuación de Boltzman para todas las velocidades, se obtiene:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.12)$$

y, como es habitual, los subíndices repetidos están sumados y la densidad y velocidad vienen dadas por:

$$\rho = \int f d^3v \quad (1.13)$$

$$\bar{v}_i = \frac{1}{\rho} \int f v_i d^3v \quad (1.14)$$

y hemos obtenido la ecuación de continuidad.

Si multiplicamos la ecuación de Boltzman por v_j e integramos análogamente:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f v_j d^3v + \int v_i v_j \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3v - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \int v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3v = 0 \quad (1.15)$$

y de forma directa

$$\frac{\partial(\rho \bar{v}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_i \bar{v}_j)}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial \phi}{\partial x_j} = 0 \quad (1.16)$$

Haciendo algunas manipulaciones la podemos reescribir de la siguiente forma:

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \rho \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \quad (1.17)$$

donde σ_{ij} se llama tensor de fuerza y es $\sigma_{ij}^2 = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j$. Para los fluidos la ecuación de estado relaciona las componentes del tensor de fuerza (presión) con la densidad. En el caso de sistemas gravitatorios se deben hacer suposiciones a priori sobre la forma de este tensor.

1.3 Funciones de distribución. Integrales de movimiento

La función de distribución contiene toda la información del sistema dinámico. Cabe la posibilidad de proponer diferentes funciones de distribución y calcular a partir de ellas el perfil de densidad, curva de rotación, perfil de dispersión de velocidades y otras propiedades dinámicas del sistema. Estas se pueden comparar con las que se observan para las estrellas en galaxias y en los cúmulos globulares, o bien con las propiedades de las galaxias en los cúmulos. Otra cuestión diferente sería explicar porque tienen esa función de distribución y no otra.

La importancia de estos trabajos se basa en los conocidos teoremas de Jeans. El enunciado del primer teorema nos dice que "Todas las soluciones estacionarias de la ecuación de Boltzman sin colisiones dependen de las coordenadas del espacio de fase a través sólo de las integrales de movimiento, y cualquier función de las integrales de movimiento es solución estacionaria de la ecuación de Boltzman sin colisiones". El enunciado del segundo teorema es "La función de distribución de una galaxia en un estado estacionario y en un potencial con frecuencias mesurables se puede suponer que es una función de 3 constantes integrables aisladas".

De estos dos teoremas se concluye que, en la práctica, las funciones de distribución independientes del tiempo vendrán dadas por $f(I_1, I_2, I_3)$ donde I_1, I_2, I_3 son integrales aisladas del movimiento. Por ejemplo, en el caso de simetría esférica la función de distribución dependerá de E y L^2 . Y en el caso de simetría axisimétrica, de E, I_3 y de L_z^2 , donde I_3 será la generalización del momento angular.

El análisis de la estabilidad de esas funciones de distribución es muy dificultoso para sistemas inhomogéneos y sólo se ha desarrollado de manera satisfactoria para sistemas esféricos y con una función de distribución que, en el caso de sistemas sin perturbar, dependa sólo de la energía (Antonov 1960, 1962; Binney & Tremaine 1987).

En la dinámica de galaxias tiene especial interés el estudio de sistemas achatados tipo disco con una gran componente de rotación. El análisis de la estabilidad de estos sistemas está muy relacionado con el problema de la estructura espiral, su formación y mante-

nimiento. Los trabajos analíticos se centran en estudiar la estabilidad a nivel local. La cuestión a escala global suele ser abordada por simulaciones de N-cuerpos. Con el criterio de Ostriker-Peebles (1973) podemos saber de forma sencilla si un disco desarrollará una inestabilidad tipo barra o no. Este tipo de inestabilidad está recibiendo mucha atención puesto que parece que la presencia de una barra (perturbación no axisimétrica) en algún momento de la vida de una galaxia, puede ser determinante en la posterior evolución dinámica y morfológica de la misma, afectando por ejemplo a la capacidad de transporte efectivo de gas hacia el centro, el calentamiento del disco o el engorde del bulbo.

Pasamos a describir qué podemos aprender de la mecánica estadística para el problema de muchos cuerpos y qué tipo de restricciones y ligaduras presentan estos sistemas en su evolución.

1.4 Termodinámica de N-cuerpos. Estado de máxima entropía

Como cualquier sistema estadístico, una galaxia evoluciona a estados de mayor entropía con la ligadura de conservar la densidad en el espacio de fases,

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (1.18)$$

Supongamos que a un cierto t_1 el sistema ocupa una región compacta del espacio de fases. Conforme pasa el tiempo, el volumen de esa región se mantiene constante pero cambiando la forma del mismo. La razón es que la sincronización entre partículas en diferentes órbitas se va perdiendo progresivamente y el sistema cada vez está más mezclado rellenando todos los puntos accesibles. A una determinada resolución en el espacio de fases, el sistema ya no evolucionará más. Esa función de distribución se define formalmente como:

$$f_c(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int \mathcal{K}(\vec{r}, \vec{v}; \vec{r}', \vec{v}') f(\vec{r}', \vec{v}', t) d^3 r' d^3 v' \quad (1.19)$$

donde \mathcal{K} satisface las siguientes condiciones:

$$i) \quad \mathcal{K} \geq 0 \quad (1.20)$$

$$ii) \quad \int \mathcal{K} d^3 r d^3 v = 1 \quad (1.21)$$

$$iii) \quad \int \mathcal{K} d^3 r' d^3 v' = 1 \quad (1.22)$$

El hecho de que el sistema cada vez está más mezclado se puede intuir fácilmente. Si, por ejemplo, partimos de un estado de N cuerpos en donde todas las partículas tienen

$\vec{v}_i = 0$, el sistema se contraerá y dilatará en el proceso de relajación y se irá amortiguando debido al proceso de damping de Landau, pero nunca alcanzará el estado de partida a pesar de la reversibilidad temporal de las ecuaciones de movimiento.

Motivado por argumentos semejantes, Lynden-Bell (1967) postuló que en el proceso de relajación violenta el sistema se acercaría al estado de mayor entropía que corresponde al de la esfera isoterma. El primer resultado a notar es que la esfera isoterma es un sistema de masa infinita. Lo cual se puede interpretar como que la relajación de los sistemas reales no es completa sino que sólo se alcanza en las partes centrales más densas. Otro resultado deducido en este trabajo de Lynden-Bell es que en el proceso de relajación no hay distinción entre partículas de masas diferentes, es decir, no se da equipartición de la energía. Una crítica sobre las hipótesis que asume Lynden-Bell se puede encontrar en los artículos de Madsen (1987) y Shu (1987). Discutiremos la cuestión de la relajación violenta con más detalle en el apartado sobre la formación de las elípticas.

La forma exacta de la función de distribución depende de las suposiciones que se hagan. En la siguiente sección obtendremos algunas restricciones que impone la ecuación de Boltzaman sin colisiones.

Podemos definir varios estadios en el problema de evolución de N-cuerpos, cada uno asociado a un tiempo característico. El primero asociado con la escala de tiempo dinámica $t_{dyn} = R/v$, en el que el sistema se relaja violentamente y alcanza, probablemente, aproximadamente una distribución Maxwelliana. Seguidamente las estrellas siguen el potencial medio creado por todas las estrellas. La pregunta que se nos plantea ahora es: ¿cuál es la ulterior evolución de un sistema finito de N-cuerpos?

1.4.1 La catástrofe gravitotérmica

Por analogía con la cinemática de gases, podemos definir la temperatura mediante la relación:

$$\frac{1}{2}m\sigma^2 = \frac{3}{2}K_B T \quad (1.23)$$

donde m es la masa de cada partícula y σ la dispersión de velocidades. De acuerdo con el teorema del virial, la energía total es $E = -\frac{1}{2}E_c$, y por lo tanto,

$$E = -\frac{3}{4}NK_B T \quad (1.24)$$

donde N es el número de estrellas y T es la temperatura media. Y sorprendentemente, la capacidad calorífica es negativa:

$$C \equiv \frac{dE}{dT} = -\frac{3}{4}NK_B \quad (1.25)$$

Algunos sistemas que presentan una capacidad calorífica negativa suelen mostrarse en un estado crítico o en una transición de fase. Lo que nos dice en los sistemas autogravitantes es que existe una inestabilidad.

Supongamos un sistema autogravitante sumergido en un reservorio de calor a la misma temperatura. Una pérdida mínima de calor hará que el sistema se caliente más y comenzará un proceso de transferencia de calor sin límite.

Veamos cómo evoluciona la inestabilidad en un caso más concreto. Imaginemos un gas ideal y autogravitante. La conducción térmica tenderá a termalizar el gas. Para evitar el problema de masa infinita del estado de equilibrio de la esfera isoterma, el gas se encierra en una esfera de radio r_b . El estado de equilibrio será aproximadamente el de la esfera isoterma. Dependiendo del grado de concentración del gas se desarrolla la inestabilidad ya que existe un estado accesible por el sistema con mayor entropía. Más cuantitativamente, se demuestra que si la pared de la cavidad se expande súbitamente de tal manera que si $\frac{Er_b}{GM^2} < -0.335$, no existirá equilibrio posible (Lynden-Bell & Wood 1968). La inestabilidad evoluciona de la siguiente manera. El núcleo del sistema está confinado principalmente por la gravedad y tiene capacidad calorífica negativa. Por el contrario, la envolvente más tenue o halo tendrá capacidad positiva ya que a ella no le afecta demasiado la interacción gravitatoria. Si $|C_h| > |C_c|$, la diferencia de temperatura crece y se forma un core que se contrae y un halo que crece.

Estos efectos son extensibles para un sistema estelar de N -cuerpos. Definamos la función H como:

$$H = - \int f \log f d^3x d^3y \quad (1.26)$$

donde f es la función de distribución. Si el sistema está formado por un core de masa M_c y energía E_c , y un halo extenso de masa $M_h \ll M_c$ y energía E_h , el halo tendrá poca influencia sobre el core y por lo tanto:

$$v_c^2 = \frac{GM_c}{R_c} = -\frac{E_c}{M_c} \quad (1.27)$$

donde v_c y R_c son la velocidad y radio típicos del core. El valor típico para la densidad en el espacio fase será:

$$f_c = \frac{M_c}{R_c^3 v_c^3} = \frac{|E_c|^{3/2}}{G^3 M_c^{7/2}} \quad (1.28)$$

Mientras que para el halo:

$$v_h^2 = \frac{GM_c}{R_h} = -\frac{E_h}{M_h} \quad (1.29)$$

$$f_h = \frac{|E_h|^{3/2}}{G^3 M_c^3 M_h^{1/2}} \quad (1.30)$$

donde hemos usado que $M_h \ll M_c$ en la ecuación (1.29). Y entonces,

$$\begin{aligned} H \simeq -M_c \log f_c - M_h \log f_h &= -M_c \log |E - E_h|^{3/2} - M_h \log |E_h|^{3/2} \\ &+ M_c \log M_c^{7/2} + M_h \log M_h^{1/2} M_c^3 + c \end{aligned} \quad (1.31)$$

con $E = E_c + E_h$. Si hay intercambio de energía del core al halo se tendrá $|E_h| \rightarrow 0$ y $R_h \rightarrow \infty$, por lo tanto $H \rightarrow \infty$. Es decir, no existe un estado con máxima entropía.

La escala de tiempos para esta inestabilidad es la del tiempo de difusión que viene dada por el tiempo de relajación. Consecuentemente, para hacer predicciones fiables es necesario incorporar los efectos de colisiones en la ecuación de Boltzman que habitualmente se conoce con el nombre de ecuación de Fokker-Planck. Los códigos que resuelven esta ecuación se aplican para explicar la dinámica de los cúmulos globulares (eg. Gnedin & Ostriker 1996), que son sistemas de N-cuerpos en donde se observa contracción del core. Algunas soluciones numéricas a la ecuación de Fokker-Planck indican que la densidad central aumentaría hasta el infinito. Sin embargo, no se ha incluido la formación de binarias cercanas ni las colisiones físicas entre estrellas, que se espera que formarían en su último estado el core del sistema.

1.5 H-teoremas de la ecuación de Boltzman sin colisiones

Antes de pasar a estudiar el efecto -siempre de difícil caracterización- de las colisiones, revisaremos algunos resultados importantes de la dinámica de N-cuerpos sin colisiones. Para ello seguiremos el trabajo de Tremaine et al. (1986). Este tipo de estudios ayudan a discernir qué efectos son consecuencia de las fluctuaciones gravitacionales a pequeña escala y cuáles no. Tengamos en cuenta, además, que todo el tiempo de vida de una galaxia, inclusive el proceso de relajación, transcurre siguiendo la ecuación de Boltzman sin colisiones; de allí su interés.

Si bien la conclusión de Lynden-Bell (1967) es que la mecánica estadística por sí sola no determina el estado final de una galaxia tras acabar la relajación violenta, sí que se pueden establecer algunas propiedades de este estado a partir de argumentos entrópicos.

Durante la relajación violenta la entropía debe aumentar. Consideremos las funciones H :

$$H \equiv - \int C(f) d^3x d^3v \quad (1.32)$$

con $C(f)$ una función convexa

$$\frac{d^2C}{df^2} \geq 0 \quad (1.33)$$

y con $C(0) = 0$. Si $C(f)$ es convexa se tendrá:

$$C\left(\frac{\sum p_i f_i}{\sum p_i}\right) \leq \frac{\sum p_i C(f_i)}{\sum p_i} \quad (1.34)$$

para todo p_i, f_i y

$$C(f_1) - C(f_2) \geq (f_1 - f_2)C'(f_2) \quad (1.35)$$

Supongamos que a un instante t_1 la función de distribución macroscópica, f_c , es la misma que la microscópica f :

$$f_c(\vec{x}, \vec{v}, t_1) = f(\vec{x}, \vec{v}, t_1) \quad (1.36)$$

entonces

$$\begin{aligned} H(t_2) - H(t_1) &= \int d^3x d^3v (C(f_c(t_1)) - C(f_c(t_2))) \\ &= \int d^3x d^3v (C(f(t_1)) - C(f_c(t_2))) \end{aligned} \quad (1.37)$$

y

$$\frac{d}{dt} \int C(f) d^3x d^3v = \int \frac{dC}{df} \frac{\partial f}{\partial t} d^3x d^3v = - \int \left(\vec{v} \frac{\partial C(f)}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \phi}{\partial \vec{x}} \frac{\partial C(f)}{\partial \vec{v}} \right) d^3x d^3v \quad (1.38)$$

La tercera igualdad se obtiene directamente usando la ecuación de Boltzman. Integrando el primer sumando en d^3x y por d^3v el segundo, y teniendo en cuenta que $f \rightarrow 0$ cuando $|x|, |v| \rightarrow \infty$, se obtiene que $\int C(f) d^3x d^3v$ es independiente del tiempo, por lo que:

$$H(t_2) - H(t_1) = \int d^3x d^3v \left(C(f(t_2)) - C(f_c(t_2)) \right) \quad (1.39)$$

Podemos dividir la macrocelda de volumen $\Delta\mu$ en N microceldas, i , tan pequeñas que $f_c(i) = f_i$, y se pueda considerar constante en esa microcelda. La contribución de esta macrocelda a $H(t_2) - H(t_1)$ es:

$$\frac{\Delta\mu}{N} \sum_i \left(C(f_i) - C\left(\sum_i \frac{f_i}{N}\right) \right) \geq 0 \quad (1.40)$$

por la propiedad (1.34). Por lo tanto, $H(t_2) \geq H(t_1)$. Se concluye que toda función convexa C define una H-función que no debe disminuir por debajo de un cierto valor $H(t_1)$. Para dos instantes arbitrarios $t_3, t_2 > t_1$, no podemos decir nada de los valores relativos de $H(t_2)$ y $H(t_3)$.

La propiedad anterior nos dice que un sistema sin colisiones evolucionará de $f_c(t_1)$ a $f_c(t_2)$ SOLO si todas las H-funciones satisfacen la condición $H(f_c(t_2)) > H(f_c(t_1))$. Como no es posible comprobar la desigualdad para todas las H-funciones se desarrolló una nueva herramienta (Tremaine et al. 1986). Dada una función de distribución f_c , definimos la función volumen del espacio fase con una densidad mayor a q :

$$V(q) \equiv \int d^3x d^3v \theta(f_c(\vec{x}, \vec{v}) - q) \quad (1.41)$$

La masa contenida en ese volumen será:

$$M(q) = \int d^3x d^3v f_c \theta(f_c - q) \quad (1.42)$$

Es fácil ver que:

$$M(V) = \int_0^V q(V') dV' \quad (1.43)$$

donde $q(V)$ es la función inversa de $V(q)$. Tremaine et al. (1986) demostraron que f_1 podría evolucionar a f_2 si y sólo si $M_2(V) \leq M_1(V)$ para todo V . Primero demostraremos que si $M_2(V) \leq M_1(V) \Rightarrow H(f_2) > H(f_1)$ para todas las H-funciones.

Calculemos

$$H(f_2) - H(f_1) = \int d^3x d^3v (C(f_1) - C(f_2)) = \int_0^\infty dV (C(f_1) - C(f_2)) \quad (1.44)$$

La última igualdad se da porque la integral $H(f)$ no depende del lugar en que esté la celda. Usando la propiedad (1.35):

$$H(f_2) - H(f_1) \geq \int_0^\infty dV (f_1 - f_2) C'(f_2) = \int_0^\infty dV \frac{d}{dV} (M_1 - M_2) C'(f_2) \quad (1.45)$$

e integrando por partes

$$H_2 - H_1 \geq (M_1 - M_2) C'(f_2) \Big|_0^\infty - \int_0^\infty dV (M_1 - M_2) C''(f_2) \frac{df_2}{dV} \quad (1.46)$$

El primer término se anula en ambos extremos, el segundo término no es negativo porque $C'' > 0$ y $\frac{df_2}{dV} \leq 0$ ($\uparrow V, \downarrow q$), así $H_2 > H_1$.

En el sentido inverso también es fácil demostrarlo usando la función convexa:

$$C(f) = \begin{cases} 0 & f \leq \phi \\ f - \phi & f > \phi \end{cases} \quad (1.47)$$

con $\phi = f(V_0)$, y V_0 un valor arbitrario. Las correspondientes H-funciones son:

$$H(f_1) = - \int_0^{V_0} (f_1(V) - \phi) dV = -M_1(V_0) + \phi V_0 \quad (1.48)$$

$$H(f_2) = - \int_0^{V_0} C(f_2) dV - \int_{V_0}^{\infty} C(f_2) dV \quad (1.49)$$

Para la primera integral de la ecuación (1.49):

$$f > f_0 \Rightarrow C'(f) = 1 \Rightarrow C(f) \geq f - \phi \quad (1.50)$$

y para la segunda

$$f < f_0 \Rightarrow C'(f) = 0 \Rightarrow C(f) \geq 0 \quad (1.51)$$

por lo que:

$$H(f_2) \leq - \int_0^{V_0} (f_2 - \phi) dV = -M_2(V_0) + \phi V_0 \quad (1.52)$$

Ya que por hipótesis $H(f_2) \geq H(f_1) \Rightarrow M_2(V_0) \leq M_1(V_0)$ y si desarrollamos en serie $M(V)$, $M(V) \sim f_{max} V$, la condición $M_2 < M_1$ nos lleva a que $f_{max}^{(2)} < f_{max}^{(1)}$.

En el artículo de Tremaine et al. (1986) están representadas las funciones $M(V)$ para la esfera isoterma homogénea (y distribución Maxwelliana en velocidades) y para varios modelos de King. Vemos que todas las curvas $M(V)$ para los modelos de King se cortan, de lo que se deduce que ningún modelo de King está más mezclado que otro. Si se compara $M(V)$ para la esfera homogénea y para los modelos de King, se comprueba que un modelo de King estará más mezclado que el estado inicial si y sólo si el máximo de densidad en el espacio fase es menor que el máximo en el estado inicial. Si esto se aplica a las galaxias elípticas (que se ajustan con modelos de King con valores del potencial central adimensionado W_0 entre 9 y 10) se concluye que el estado inicial debería haber sido muy frío $T/W \leq 0.1$, si las elípticas se hubieran formado por relajación violenta sin disipación. En el caso de que estemos interesados en construir una elíptica con un código de N-cuerpos, ya conocemos cuáles deben ser las condiciones iniciales que debemos partir.

Wiechen et al. (1988) demostraron que dada una función de distribución inicial cualquiera, existe un estado de mínima energía accesible bajo la conservación del volumen en el espacio fase. Desde el punto de vista de la mecánica estadística (Balescu 1975), la diferencia entre la energía del estado y la energía del estado de mínima energía se transforma de energía asociada con movimientos "reales" a energía de movimiento desordenado. Del hecho de que exista un estado de mínima energía se concluye que un

sistema autogravitante sin colisiones no puede colapsar a una singularidad. En otras palabras, un sistema que presente una singularidad, habrá necesitado procesos de colisiones a dos cuerpos (o disipación radiativa).

Debemos resaltar la ayuda conceptual que nos aporta la mecánica estadística en el problema de N-cuerpos. Recomendamos un trabajo reciente de Ziegler, Wiechen & Arendt (1994). Ahora pasemos a estudiar una teoría dinámica, la teoría ergódica, a ver que podemos aprender con ella.

1.6 Relajación colectiva. Escala de tiempo de Gurzadyan & Savvidy

En secciones anteriores hemos explicado físicamente la naturaleza de las escalas de tiempo: la de la relajación violenta y la de la relajación por fluctuaciones. Dedujimos el tiempo de relajación aproximándolo como una suma de una sucesión de colisiones y vimos que en el caso de interacción a gran distancia la contribución mayor venía de encuentros “suaves”.

En esta sección calcularemos una escala de tiempo que incluya el papel de los efectos colectivos en el proceso de relajación a partir de la teoría ergódica.

Sea \vec{r}_a la posición de la estrella a y \vec{r}_{ab} el vector diferencia con la estrella b , $\vec{r}_{ab} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$. La energía potencial será $U = -G \sum_{a < b} \frac{M_a M_b}{r_{ab}}$, y las ecuaciones de movimiento en la forma hamiltoniana H vendrán dadas por:

$$\dot{\vec{p}}_a = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}_a}, \quad \dot{\vec{r}}_a = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_a} \quad (1.53)$$

Las trayectorias siguen geodésicas de la métrica de Riemann:

$$ds^2 = (E - U) \sum_{\alpha=1}^{3N} (dq^\alpha)^2 \quad (1.54)$$

donde $\{q^\alpha\} = \{M_1^{1/2} \vec{r}_1, \dots, M_N^{1/2} \vec{r}_N\}$, $\alpha = 1, \dots, 3N$. La ecuación de las geodésicas es:

$$\frac{d^2 q^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \frac{dq^\beta}{ds} \frac{dq^\gamma}{ds} = 0 \quad (1.55)$$

que con la métrica (1.54) queda:

$$\frac{d^2 q^\alpha}{ds^2} + \frac{1}{2W} \left(2 \frac{\partial W}{\partial q^\gamma} \frac{dq^\gamma}{ds} \frac{dq^\alpha}{ds} - g^{\alpha\beta} \frac{\partial W}{\partial q^\gamma} \right) = 0 \quad (1.56)$$

Ya que:

$$W = \frac{1}{2} \sum \left(\frac{dq^\alpha}{dt} \right)^2 \Rightarrow 2W dt^2 = \sum (dq^\alpha)^2 \Rightarrow ds = \sqrt{2} W dt \quad (1.57)$$

y sustituyendo se comprueba que las ecuaciones (1.56) corresponden a las ecuaciones de movimiento.

La desviación lineal δq entre dos geodésicas cercanas satisface:

$$\frac{D^2 \delta q^\alpha}{Ds^2} = -R_{\beta\gamma\delta}^\alpha(q) \frac{dq^\beta}{ds} \delta q^\gamma \frac{dq^\delta}{ds} \quad (1.58)$$

donde $\frac{D}{Ds}$ es la derivada covariante y $R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ el tensor de Riemann. Si proyectamos la ecuación (1.58) en la dirección δq^α obtenemos:

$$\delta q_\alpha \frac{D^2 \delta q^\alpha}{Ds^2} = -R_{\alpha\beta\gamma\tau} u^\beta u^\tau \delta q^\alpha \delta q^\gamma = K_{\alpha\beta} \delta q^\alpha \delta q^\beta \equiv K(u, \delta q) \quad (1.59)$$

$u^\alpha \equiv dq^\alpha/ds$. Por lo tanto, la convergencia o divergencia de dos geodésicas está determinada por el signo de la curvatura bidimensional $K(u, \delta q)$. Si K es negativa, las geodésicas próximas tienden a diverger una de otra dando un comportamiento caótico.

Si descomponemos δq^α en las componentes perpendicular y paralela a u^α :

$$\delta q^\alpha = \delta q_\perp^\alpha + \delta q_\parallel^\alpha \quad (1.60)$$

es fácil ver que, usando la propiedad de que la métrica es conforme y que $R_{abcd} = -R_{abdc}$, entonces:

$$\frac{D^2 \delta q_\parallel^\alpha}{Ds^2} = 0 \quad (1.61)$$

Como la perturbación en la dirección de u^α no puede crecer, sólo nos interesa la componente perpendicular.

Gurzadyan & Savvidy (1986) calcularon el tensor de curvatura $R_{\alpha\beta\gamma\tau}$, y de allí obtuvieron R , que está relacionado con el tiempo de relajación por:

$$\tau \simeq \frac{1}{2} \frac{3N}{(RW^2)^{1/2}} \quad (1.62)$$

El tiempo de relajación en función de las variables dinámicas sería:

$$\tau \simeq 10^8 \text{ years} \left(\frac{\langle v \rangle}{10 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{n}{1 \text{ pc}^{-3}} \right)^{-2/3} \left(\frac{\langle M \rangle}{M_\odot} \right)^{-1} \quad (1.63)$$

Es ilustrativo comparar el tiempo de relajación calculado por influencia gravitatoria entre las estrellas y el que hemos calculado:

$$\frac{\tau_R}{\tau} \simeq \frac{d}{r_*} \frac{1}{\ln N} \quad (1.64)$$

con $r_* = \frac{GM}{\langle v^2 \rangle}$ y d la distancia media. En la mayoría de los casos $d \gg r_*$ por lo cual $\tau \ll \tau_R$. De allí se desprende la importancia de las colisiones múltiples en los sistemas con fuerzas de largo alcance.

Chandrasekhar (1943) estudió la relajación de un sistema estelar homogéneo sumando todos los posibles encuentros a dos cuerpos. Para sistemas estelares inhomogéneos se debe hacer la aproximación de campo local, la cuál no tiene en cuenta las fluctuaciones a gran escala. Por ejemplo, las órbitas en sistemas ligados son cuasi-periódicas y, por lo tanto, una órbita en particular puede sufrir repetidas perturbaciones por la misma estrella o grupos de estrellas amplificando el efecto en su órbita. Además, las fluctuaciones a gran escala se mantienen más tiempo por su propia gravedad. Cuando el sistema está cerca de la longitud de Jeans, los modos a gran escala se excitan fácilmente por pequeñas fluctuaciones. Según la teoría local de Chandrasekhar, uno esperaría que $\Gamma_R \equiv \frac{1}{\tau_R} \propto \ln\left(\frac{k}{k_0}\right)$ para valores grandes de k (teoría local), donde k_0 es el mínimo número de ondas $k_0 = 2\pi/L$. Weinberg (1993) imponiendo condiciones periódicas en una caja, investigó los efectos de la relajación colectiva. Para valores del cociente entre el número de ondas de Jeans y k_0 menores de 0.1, el aporte adicional de los modos a gran escala es despreciable. Para valores $k_J/k_0 = 0.5$, los números de ondas $k/k_0 \leq 5$ contribuyen con el 70% a Γ_R total, y para $k_J/k_0 = 0.8$, el 90%. El trabajo de Weinberg (1993) también tiene un interés técnico. Se basa en calcular los coeficientes de difusión de la ecuación de Fokker-Planck a partir de un desarrollo hasta $1/N$ de la ecuación de Boltzman. Esta técnica desarrollada por Gilbert (1968) usa el concepto de nube de polarización que es la respuesta del medio a la perturbación que produce una masa test fijada; se parte de la ecuación cinética que contiene la aceleración de las partículas de tipo 1 debido a la nube de polarización de las partículas de tipo 2 y viceversa, y la aceleración entre las partículas 1 y 2 debido a la correlación entre ellas y una tercera partícula.

Aunque el formalismo de Gilbert es complejo de aplicar, no se le ha prestado la atención que merece. El concepto de nube de polarización está directamente conectado al de fricción dinámica (Weinberg 1989). Aunque hemos indicado a lo largo de esta sección que las galaxias eran sistemas relajados, las galaxias no están aisladas y pueden darse encuentros y mergers que pueden producir deformaciones. En estos casos y en muchos otros (eg. los grupos de Hickson), la fricción dinámica toma gran relevancia.

1.7 Fricción dinámica

En este capítulo hemos ido revisando los diferentes tratamientos al problema de la dinámica de N-cuerpos que nos parecían más relevantes a nivel conceptual. En muchas situaciones se está interesado en conocer la dinámica de un determinado subsistema que es parte de otro mayor. Algunos ejemplos que podemos mencionar son: un cúmulo globular dentro del halo de la galaxia, la barra o el bulbo en el disco galáctico, el disco dentro del halo, una galaxia dentro del cúmulo o de un grupo, una galaxia satélite dentro del campo gravitatorio de una galaxia mayor. Estos sistemas interaccionan mutuamente a través de la fricción dinámica.

Chandrasekhar (1943) demostró que una partícula test de masa M moviéndose a una velocidad v en un medio homogéneo e infinito de estrellas, sufre una fuerza:

$$M \frac{dv}{dt} = - \frac{4\pi G^2 M^2}{v^2} \ln \Lambda \rho(< v) \quad (1.65)$$

donde $\rho(< v)$ es la densidad de estrellas con una velocidad inferior a v , y $\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$. b_{max} y b_{min} son los parámetros de impacto máximo y mínimo, respectivamente. En general se toma $b_{max} = L$, el tamaño del sistema, y

$$b_{min} = \max \left\{ \frac{GM}{\sigma_*^2}, l \right\} \quad (1.66)$$

siendo l el radio de la partícula test.

Desafortunadamente, existen algunos inconvenientes con la fórmula de Chandrasekhar:

1) La dependencia logarítmica en el parámetro de impacto máximo supone que la contribución más importante a la fuerza viene de aquellos encuentros con gran parámetro de impacto.

2) La fuerza de frenado es proporcional a la densidad local. Para medios inhomogéneos la fórmula de Chandrasekhar es de difícil generalización. En el caso extremo de una galaxia satélite orbitando alrededor de otra, el frenado según la fórmula de Chandrasekhar sería nulo. Esto está en contra del hecho de que dos galaxias en órbita pierden energía orbital y la invierten en energía interna produciéndose una caída en espiral de una sobre otra.

3) Como ya hemos mencionado en la sección anterior, la fórmula de Chandrasekhar no tiene en cuenta la geometría del sistema. Así, por ejemplo, no se considera la aparición de resonancias que aparecen en los sistemas esféricos.

Motivados principalmente por estas cuestiones, Tremaine & Weinberg (1984) dedujeron la fricción dinámica que experimentaría una partícula test que rota alrededor de un sistema esférico. En la práctica este objeto test podría ser la barra de una galaxia, o una galaxia enana en una órbita circular. Estos autores calcularon la respuesta gravitatoria de las estrellas del sistema esférico a la partícula test que trataron como una perturbación, esto es, la masa de la partícula test se supone muy pequeña para que se pueda usar la teoría perturbativa. Tampoco tienen en cuenta la respuesta autogravitatoria del sistema esférico. Encontraron que el par de fuerzas que actúa en la partícula test viene principalmente de las estrellas que estaban próximas a las resonancias. Si la velocidad angular de la masa test varía lentamente entonces puede aparecer un efecto de retroalimentación (positivo o negativo) y una gran cantidad de estrellas quedan atrapadas en órbitas resonantes. Si la velocidad angular presenta cambios rápidos se recupera la expresión del par de fuerzas de Lynden-Bell & Kalnajs (1972).

Procediendo con el mismo esquema de trabajo, Weinberg (1989) calculó la respuesta autogravitante de un sistema estelar esférico a una perturbación periódica. Teniendo en cuenta el efecto autogravitante resulta un tiempo de caída 2 – 3 veces mayor que en el caso de que no se considere. El cálculo de estos tiempos de “supervivencia” son muy importantes en la práctica puesto que todavía es un problema abierto cómo pueden sobrevivir algunos grupos de galaxias (eg. los grupos de Hickson) que según un primer cálculo, deberían desaparecer en una escala de tiempo muy corta.

El problema de la evolución de las barras en las galaxias sigue abierto. Como veremos, las barras parecen jugar un papel esencial en la vida evolutiva y morfológica de una galaxia. Sin embargo, todavía no hay acuerdo entre las predicciones teóricas y las simulaciones sobre la velocidad angular $\Omega_b(t)$ de la barra aún restringiéndonos a la dinámica de N-cuerpos.

1.8 Fricción dinámica en sistemas inhomogéneos. Fórmula de Maoz

Imaginemos una partícula de masa M viajando a una velocidad v dentro de un medio formado por muchas partículas de masa m y dispersión de velocidades σ_* . La fuerza de frenado que siente M ($M \gg m$, $v > \sigma_*$) es el efecto de la tendencia a equipartición de la energía $m\sigma^2 \simeq Mv^2$. Las partículas que forman el medio se moverán por el potencial

gravitatorio total que es suma del que crea la partícula de masa M , el que crea el resto de la distribución de materia más un posible potencial exterior. Esto hace que por lo menos para las partículas distantes, el encuentro no venga descrito por una órbita kepleriana como se supone en el análisis de Chandrasekhar. Además, a efectos prácticos, no tenemos información de la función de distribución de las estrellas para poder calcular sus órbitas. Normalmente los únicos momentos observados son la velocidad media y la dispersión de velocidades. Sería ideal poder deducir una descripción efectiva de la fricción dinámica que dependiera sólo de estas variables estadísticas, a saber, $\rho_*(\vec{r})$, $\vec{v}_*(\vec{r})$, $\sigma_*^2(\vec{r})$. Por todo esto parece natural volver al marco de la mecánica estadística para poder hacer promedios en un gran número de partículas.

Supongamos que las propiedades del medio no varían demasiado con el tiempo. Como una primera aproximación lo supondremos estacionario, esto es,

$$\rho_* \neq \rho_*(t) \quad (1.67)$$

$$\phi \neq \phi(t) \quad (1.68)$$

Si el medio fuera estacionario a todas las escalas, entonces la energía de la partícula objeto $E = M \left(\frac{1}{2}v^2 + \phi \right)$ sería una constante del movimiento. En el caso de un sistema homogéneo e infinito se podría tomar la condición de Jeans, $\phi = 0$, resultando que la velocidad sería constante.

Sin embargo, el medio está formado por un mar de partículas que son atraídas por la fuerza gravitatoria que produce la masa M . La partícula test estará sometida a una fuerza fluctuante generada por muchos cuerpos. Esta fuerza es la que produce el término de difusión en la ecuación de Boltzman $C(f)$, y es para la que da una estimación Chandrasekhar reduciéndola a interacciones a dos cuerpos.

La expresión matemática para la fuerza fluctuante es muy sencilla:

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = -GM_h m_* \vec{\nabla} \left(\sum_{j=1}^N \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_j|} - \int \frac{n(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}' \right) \quad (1.69)$$

donde $n(\vec{r}) = \int f_0(\vec{r}, \vec{u}) d^3u$, $\nabla^2 \phi(\vec{r}) = 4\pi Gm n(\vec{r})$ y $f_0(\vec{r}, \vec{u})$ es la función de distribución que describe el medio. La idea básica es que en mecánica estadística, una fuerza fluctuante genera un fenómeno disipativo de energía, que es lo que intentaremos calcular. Denotando por \vec{v}_0 la velocidad de la partícula objeto a $t = 0$, la ecuación de movimiento es:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \frac{1}{M} \int_0^t \vec{F}(\vec{r}(t'), t') dt' - \int_0^t \vec{\nabla} \phi(\vec{r}(t')) dt' \quad (1.70)$$

La partícula perderá energía a un ritmo $\dot{E} = \vec{F}(t) \cdot \vec{v}(t)$. Como queremos conocer \dot{E} a escalas de tiempo macroscópico (después de muchas interacciones), debemos calcular dE/dt en un tiempo $t = \delta t$ que sea más grande que el tiempo de duración típico de las fluctuaciones de la fuerza pero no muy grande como para que la posición de la partícula haya cambiado de forma apreciable:

$$\begin{aligned} \langle \dot{E}(\delta t) \rangle = & \langle \vec{F}(\delta t) \cdot \vec{v}_0 \rangle + \frac{1}{M} \int_0^{\delta t} \langle \vec{F}(\delta t) \cdot \vec{F}(t') \rangle dt' \\ & - \int_0^{\delta t} \langle \vec{F}(\delta t) \cdot \vec{\nabla} \phi(t') \rangle dt' \end{aligned} \quad (1.71)$$

donde $\langle \rangle$ son promedios estadísticos. El segundo término del lado derecho de la ecuación es el calentamiento por el medio que es del orden de m/M , y será despreciable si $m \ll M$. El tercer término también se puede despreciar porque por hipótesis $|\vec{\nabla} \phi \delta t| \ll |\vec{v}_0|$. Por lo tanto:

$$\langle \dot{E}(\delta t) \rangle = \langle \vec{F}(\delta t) \cdot \vec{v}_0 \rangle \quad (1.72)$$

Veamos matemáticamente que entendemos por el promedio $\langle \rangle$. El promedio estadístico de cualquier magnitud que dependa de las variables del espacio de fases será:

$$\langle Q \rangle \equiv \frac{1}{N} \int Q f(\vec{r}, \vec{u}) d^3r d^3u \quad (1.73)$$

La función $f(\vec{r}, \vec{u})$ no puede ser la distribución inicial, $f_0(\vec{r}, \vec{u})$, porque entonces $\langle \vec{F}(t) \rangle_0 = 0$. En realidad, las partículas del medio modifican su trayectoria por la presencia de la masa M que induce una onda de densidad en el medio y que será el origen de la fricción dinámica.

En la teoría de la información, el número de estados está relacionado con la entropía por:

$$S = S_0 - \int f \ln f d\Gamma \quad (1.74)$$

donde S_0 es una constante. En el caso de una función de distribución gaussiana de la energía, se tiene que si $f \rightarrow f + \delta f$, el cambio en la entropía es:

$$\delta S = - \int \delta f \ln f d\epsilon - \int \delta f d\epsilon \quad (1.75)$$

La segunda integral se anula por conservación del número de partículas. Si una partícula i pasa de una energía ϵ_i en $t = 0$ a $\epsilon_i + \delta\epsilon_i$ en $t = \delta t$, el cambio de entropía es:

$$\delta S = - \sum_{i=1}^N (\ln f(\epsilon_i + \delta\epsilon_i) - \ln f(\epsilon_i)) = \beta \sum_{i=1}^N \delta\epsilon_i \quad (1.76)$$

donde hemos usado que

$$f_0(\vec{r}, \vec{u}) = a \exp(-\beta\epsilon) \quad (1.77)$$

con $\beta = 1/m\sigma^2$. El número de estados cambiará por un factor $K = \exp \delta S \simeq 1 + \delta S$, por lo que:

$$K \simeq 1 - \beta \Delta E \quad (1.78)$$

siendo ΔE la variación de energía de la partícula objeto. Se propone como valor estadístico promedio:

$$\langle Q \rangle \equiv \frac{1}{N} \int Q K f_0(\vec{r}, \vec{u}) d^3r d^3u \quad (1.79)$$

Y de las ecuaciones anteriores es inmediato obtener:

$$\langle \dot{E}(\delta t) \rangle = -\beta \left\langle \int_0^{\delta t} \vec{v}_0 \cdot \vec{F}(\delta t) \vec{F}(t') \cdot \vec{v}(t') dt' \right\rangle_0 \quad (1.80)$$

Ya que

$$\delta t \ll \frac{|\vec{v}_0|}{|\vec{\nabla}\phi|} \quad (1.81)$$

tomaremos $\vec{\nabla}\phi(\vec{r}(0))$. Sustituyendo:

$$\langle \dot{E}(\delta t) \rangle = -\beta \left[\vec{v}_0 \cdot \int_0^{\delta t} \langle \vec{F}(\delta t) \vec{F}(t') \rangle_0 \cdot \vec{v}_0 + \vec{v}_0 \cdot \int_0^{\delta t} \langle \vec{F}(\delta t) \vec{F}(t') \rangle_0 t' dt' \cdot \vec{g}_0 \right] \quad (1.82)$$

Es fácil ver que el segundo sumando es despreciable respecto al primero. Si definimos el tensor de autocorrelación $\tilde{C}(s)$, $\tilde{C}(s) \equiv \langle \vec{F}(0) \vec{F}(s) \rangle_0$, podemos expresar el ritmo de transferencia de energía de forma compacta:

$$\frac{dE}{dt} = -\beta \int_{-\delta t}^0 \vec{v}_0 \cdot \tilde{C} \cdot \vec{v}_0 ds \quad (1.83)$$

Los tensores de autocorrelación son muy familiares en la mecánica estadística, en la óptica y en la teoría de campos. En relación al problema de N-cuerpos, se pueden encontrar en la literatura desde los trabajos de Holtsmark (1924) hasta los más recientes (Kandrup 1993).

Maoz (1993) calculó el tensor de correlación y el ritmo de disipación de energía en el mismo caso que nos ocupa, obteniendo la fórmula:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_{\vec{v}}}{dt} \right)_{1part} &= -\frac{\sqrt{2}G^2 M_h^2}{\sigma_*} \int d^3\vec{r} \frac{\rho_d(\vec{r})\alpha}{|\vec{r}_0 - \vec{r}|^3} \left(\exp(\alpha^2 - x^2) \operatorname{erf}(\alpha) - 1 \right) \Theta(|\vec{r}_0 - \vec{r}| - d) \\ &+ \frac{M_h^2 \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\Phi_d(\vec{r}_0)\Phi_d(\vec{r}_0)}{Nm_*\sigma_*^2}, \end{aligned} \quad (1.84)$$

donde \vec{r}_0 es la posición de la partícula objeto, d su radio, σ_* la dispersión de velocidades del medio, Φ el potencial gravitatorio, $\alpha \equiv \frac{\vec{x} \cdot (\vec{r}_0 - \vec{r})}{|\vec{r}_0 - \vec{r}|}$ y $\vec{x} = \frac{\vec{v}}{\sqrt{2}\sigma_*}$. Como es habitual, Θ es la función escalón que es nula para valores negativos en el argumento y es 1 para valores positivos. Vemos que esta fórmula depende de la distribución de la densidad en todo el espacio y de la dispersión de velocidades como queríamos.

Es importante comprobar que se recupera la fórmula de Chandrasekhar si el medio es homogéneo. Tomando $\rho(\vec{r}) = \rho_0$ y $\vec{r}_0 = 0$

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi G^2 M_h^2 \ln \Lambda}{v} \left(\text{erf}(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2) \right), \quad (1.85)$$

Si además tiene simetría esférica:

$$\ln \Lambda = \int_d^{r_{max}} \frac{\rho(r) dr}{\rho_0 r} \quad (1.86)$$

donde r_{max} es el tamaño del sistema y d una distancia mínima.

Lo más significativo de la fórmula de Maoz es que es una generalización para sistemas inhomogéneos de la fórmula de Chandrasekhar, deducida a partir de primeros principios. Pero desafortunadamente, también tiene sus limitaciones. Sigue apareciendo la dependencia logarítmica en los parámetros de impacto. Ya que se ha supuesto que δt no podía ser muy grande, no se están tratando con precisión los encuentros con gran parámetro de impacto, que son los que tienen mayor duración. Tampoco tiene en cuenta efectos acumulativos como las resonancias. También se ha despreciado la respuesta autogravitante del medio estelar. Por último, tener en cuenta que en los medios inhomogéneos cabría esperar un movimiento neto de masa que produciría un cambio en el potencial gravitatorio, $\Phi(\vec{r}, t)$, que ahora dependería del tiempo. Para dar una solución más exacta habría que conocer la trayectoria de la partícula desde sus comienzos.

Nosotros aplicaremos esta fórmula para calcular el calentamiento del disco -del que sólo conocemos su distribución de densidad y su velocidad y dispersión de velocidades- por objetos ligados y masivos del halo oscuro. En este caso, la hipótesis de que el medio es estacionario, de que no hay movimientos netos de materia (ni autogravitación), y la ausencia de resonancias se cumplen ampliamente.

Por lo tanto, esta fórmula es indicada para ese cálculo. Los resultados obtenidos los compararemos con los que se predicen con la fórmula de Chandrasekhar.

1.9 Referencias

Antonov, V. A. 1960, *Sov. Astron.* 4, 859

Antonov, V. A. 1962, en *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, 1987, IAU Symp. 127, (Dordrecht: Kluwer)

Balescu, R. 1975, *Equilibrium and Non-equilibrium Statistical Mechanics*, (Wiley)

Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton Series in Astrophysics

Braun, W., & Hepp, K. 1977, *Commun. Math. Phys.* 56, 101

Chandrasekhar, S. 1943, *ApJ*, 97, 251

Gilbert, I. 1968, *ApJ*, 152, 1043

Gnedin, O. Y., & Ostriker, J. P. 1996, preprint

Gurzadyan, V. G., & Savvidy, G. K. 1986, *A&A*, 160, 203

Holtsmark, H. 1924, *Physik Z.*, 25, 73

Kandrup, H. E. 1993, *Physics Letters A*, 173, 1

Lynden-Bell, D., 1967, *MNRAS*, 136, 101

Lynden-Bell, D., & Kalnajs, A. 1972, *MNRAS*, 157, 1

Lynden-Bell, D., & Wood, R. 1968, *MNRAS*, 138, 495

Madsen, J. 1987, *ApJ*, 316, 497

Maoz, E. 1993, *MNRAS*, 263, 75

Ostriker, J. P., & Peebles, P. J. E. 1973, *ApJ*, 186, 467

Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 316, 502

Tremaine, S., Henon, M., & Lynden-Bell, D. 1986, *MNRAS*, 219, 285

Tremaine, S., Weinberg, M. D. 1984, *MNRAS*, 209, 729

Weinberg, M. D. 1989, *MNRAS*, 239, 549

Weinberg, M. D. 1993, *ApJ*, 410, 543

Wiechen, H., Ziegler, H. J., & Schindler, K. 1988, *MNRAS*, 232, 623

Ziegler, H. J., Wiechen, H., & Arendt, U. 1994, *MNRAS*, 266, 263

CAPÍTULO 2

Galaxias elípticas y materia oscura

Las galaxias más estudiadas son los discos y los sistemas esferoidales. Para los discos se puede disponer de la curva de rotación en HI a distancias muy lejanas del centro galáctico, y salvo la incertidumbre M/L del disco, se puede estimar la cantidad de materia oscura en el halo. La forma no es tan directa para las galaxias elípticas porque debido a la práctica ausencia de gas, no se dispone de una curva de rotación. Sólo para una muestra de 200 galaxias elípticas se ha tomado un perfil de la dispersión de velocidades, con el que se podría determinar si existe una componente oscura que no siga el perfil de luminosidad. En general, para sistemas esferoidales (sistemas mantenidos por dispersión de velocidades), sólo se mide la dispersión de velocidades central, σ_0 , para estimar la masa dinámica.

Puesto que no se tenía acceso a otra clase de determinaciones de la masa, se supuso que la materia oscura se distribuía de forma parecida a la materia luminosa, y que todas las elípticas habrían tenido la misma IMF y además en todos los puntos, lo que implicaba $M/L_B = C$, y la constante C sólo dependería de la edad de la galaxia, en una primera aproximación. Desviaciones de esta ley ($M/L = C$) implicarían que alguna de las hipótesis de partida no es correcta. En este capítulo nos centraremos en discutir qué nos dice la relación M/L al problema de la materia oscura en las galaxias elípticas. Para comprender bien el papel de la materia oscura, discutiremos en qué cambian las teorías de formación de las elípticas si se incluye la materia oscura y si se es capaz de predecir alguna relación entre la distribución de luz y de materia. Una gran parte de la discusión se centrará en la relación del plano fundamental y su conexión con la materia oscura.

En las próximas secciones daremos un repaso de las propiedades generales de las elípticas y los perfiles de luz. Acto seguido discutiremos el problema de formación de las elípticas con un enfoque que incorpore el papel de la materia oscura. Una vez hecho eso, partiremos de la relación de plano fundamental con el fin de extraer información sobre la materia oscura en las galaxias elípticas.

2.1 Propiedades generales

Se observan galaxias elípticas en un amplio rango de masas, tamaño y luminosidad, por ello se clasifican en elípticas gigantes, intermedias, brillantes enanas y esferoidales. También se les suele denotar por E0, E1, etc. donde la isofota más brillante de la galaxia de tipo EN tiene excentricidad $b/a = 1 - N/10$.

Las galaxias elípticas se caracterizan por su baja rotación, la práctica ausencia de gas y una población estelar del tipo II. Debido a que observamos en proyección, es muy difícil determinar si una galaxia elíptica concreta es axisimétrica o triaxial.

Una forma lógica de inferir la distribución de masa consistiría en medir el perfil de luminosidad en una determinada banda y suponer por ejemplo $\frac{M}{L} = C_g$, independiente del punto de la galaxia. Para que se dé esta hipótesis estamos admitiendo que la función inicial de masa es independiente del punto.

2.1.1 Perfiles

Los perfiles de luminosidad superficial caen de manera tan suave que se hace muy difícil su detección en las partes externas de las galaxias elípticas.

La mayoría de las galaxias presentan un perfil que se puede ajustar por la ley $R^{1/4}$ de Vaucouleurs (1948):

$$I(R) = I_e \exp\left(-7.67 \left[\left(\frac{R}{R_e}\right)^{0.25} - 1\right]\right) \quad (2.1)$$

donde R_e es el radio de la isofota que contiene la mitad de la intensidad total. Este ajuste es satisfactorio con independencia de R_e , la elipticidad o entorno de la galaxia. Luego intentaremos dar una justificación a partir de la relajación violenta.

Otra fórmula que se ha empleado es:

$$I_H(R) = \frac{I_0 R_H^2}{(R + R_H)^2} \quad (2.2)$$

donde I_0 , R_H son parámetros que se ajustan. R_H es típicamente $0.1 R_e$.

Básicamente, toda la discusión sobre el estado dinámico de un sistema sin disipación se hace en términos de la función de distribución en el espacio de fases. Por eso se buscan funciones de distribución que por lo menos reproduzcan el perfil de luminosidad observado. Los perfiles de brillo superficial asociados con las funciones de distribución de King (1966) representan bastante bien a los perfiles de las elípticas enanas (Binggeli

& Cameron 1991) y de las gigantes (King 1966), pero el ajuste es peor para elípticas de luminosidad intermedia. Dicha función de distribución viene dada por:

$$f_k(\epsilon) = \begin{cases} \rho_1(2\pi\sigma^2)^{-3/2}(e^{\epsilon/\sigma^2} - 1) & \epsilon > 0 \\ 0 & \epsilon < 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

donde ϵ es la energía relativa, que viene dada a través del potencial relativo Ψ por: $\Psi \equiv -\Phi + \Phi_0$ y $\epsilon \equiv -E + \Phi_0 = \Psi - \frac{1}{2}v^2$. Φ_0 se elige de tal manera que $f > 0$ para $\epsilon > 0$ y $f = 0$ para $\epsilon < 0$ (Binney & Tremaine 1987).

Los diferentes modelos de King se pueden parametrizar en función de $c \equiv \log_{10} r_t/r_0$ ($r_0 \equiv \sqrt{9\sigma^2/(4\pi G\rho_0)}$ y r_t es tal que $\Phi(r_t) = -\frac{GM(r_t)}{r_t}$) o de $\frac{\Psi(0)}{\sigma^2}$. Se puede comprobar que si $\Psi(0) \simeq 8\sigma^2$ entonces se obtiene el perfil $I_H(R)$.

Ya que los perfiles de densidad y de dispersión de velocidades de los modelos de King se tienen que obtener numéricamente, preferimos optar para nuestros cálculos (sección (2.4)) por una aproximación analítica siempre que describan de una manera fiable la física. Consideraremos una distribución de densidad dada por la aproximación analítica al modelo de King (King 1972):

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-3/2} \quad 0 < \frac{r}{a} < x_t \quad (2.4)$$

donde x_t es el radio de marea adimensionado y a el radio efectivo. La densidad superficial de este perfil es:

$$\Sigma(R) = 2\rho_g(0) a \frac{x_t^2 - (R/a)^2}{(1 + x_t^2)^{1/2}} \frac{1}{1 + (R/a)^2} \quad 0 < \frac{R}{a} < x_t \quad (2.5)$$

2.2 Ley de Vaucouleurs. Relajación violenta

Para dar una interpretación física de por qué la distribución de estrellas sigue siempre la ley $R^{1/4}$ de Vaucouleurs deberíamos tener una teoría satisfactoria sobre la formación de galaxias. No cabe duda de que, a su vez, el contenido físico de esa ley impone restricciones a cualquier modelo sobre formación que se quiera construir. Se suele admitir que las galaxias elípticas se forman por colapso no disipativo. Bajo estas condiciones Binney (1982) sugirió que la densidad de la protogalaxia debería ir como $\rho(r) \sim r^{-2}$. Como ya sabemos, los H-teoremas son de gran utilidad en el problema de N-cuerpos para desechar estados que no son accesibles por el sistema.

Como una primera aproximación al problema partimos de un sistema aislado y en un estado inicial consistente en una distribución irregular de estrellas sin materia oscura.

Debido a las fluctuaciones del potencial gravitatorio, el sistema se relajará hasta alcanzar un estado estacionario macroscópicamente, que vendrá descrito por una función de distribución suave. Este mecanismo de redistribución de la energía lo estudió Lynden-Bell (1967) y lo llamó relajación violenta. Por lo tanto, la función de distribución que deberíamos ver tendría que ser deducida de un proceso de relajación violenta. La teoría de la mecánica estadística sobre la relajación violenta intenta explicar cómo una galaxia puede alcanzar esa estructura de equilibrio y si es independiente de las condiciones iniciales. Si uno trata el problema de muchas partículas interaccionantes gravitatoriamente y sin colisiones, desde la mecánica estadística y maximiza la entropía, encuentra que el sistema debe ser de masa infinita, esencialmente una esfera isoterma (Lynden-Bell 1967). La manera usual de proceder para el caso de un sistema de masa finita (como es una galaxia) es truncar la esfera isoterma a una determinada energía, apareciendo, por ejemplo, los modelos de King. Pero hay que destacar que la manera de implementar este corte en energías condiciona la estructura resultante, por lo tanto, el estado de equilibrio final no está completamente determinado.

Binney (1982) encontró que si el número de estrellas entre E y $E + dE$ es $N(E) \propto \exp(-\beta E)$ entonces se obtiene la ley $R^{1/4}$. Inferir $f(E)$ a partir de $N(E)$ no es unívoco.

2.2.1 Relajación incompleta. Desviaciones de la ley de Vaucouleurs

A raíz de estos resultados se pensó en implementar la función de distribución incorporando de manera un tanto eurística las ideas de relajación violenta. Este mecanismo redistribuye la energía y el momento angular de las estrellas a través de las rápidas fluctuaciones del potencial, sobretodo en las regiones centrales. Las estrellas con más momento angular y cuyos pericentros queden fuera de esta región (es decir, las más lejanas) no se verán afectadas por este mecanismo (relajación incompleta), por lo que sería de esperar que la función de distribución tuviera un corte en el momento angular, J^2 .

Una forma funcional consistente con estos argumentos podría ser la siguiente:

$$f(E, J^2) = \begin{cases} A(-E)^{3/2} \exp\left(-a\left(\pm E + \frac{J^2}{2r_a^2}\right)\right) & E \leq 0 \\ 0 & E > 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

con el signo $(-)$ se llama modelo de temperatura negativa. O también

$$f(E, J^2) = \begin{cases} A(-E)^{3/2} e^{\pm aE} \left(1 + \frac{J^2}{J_0^2}\right)^{-1} & E \leq 0 \\ 0 & E > 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

(Merrit, Tremaine & Johnstone 1989).

Para $r > r_a$ los perfiles de densidad superficial de la ecuación (2.6) son similares a la ley de Vaucouleurs pero en el centro desarrollan “core” de distintos tamaños y con distinto grado de concentración hacia el centro dependiendo del valor de $\Psi(0) = -a\Phi(0)$.

Un estudio más general debería considerar los potenciales de Eddington que son los únicos axisimétricos con 3 integrales de movimiento (E, J_z, I_3) que se conocen (Stiavelli & Bertin 1985); I_3 es una generalización del momento angular.

La dependencia de J en la función de distribución tiene un efecto pequeño respecto a las desviaciones de la ley de Vaucouleurs. La forma exacta sólo puede ser determinada a partir de simulaciones o de observaciones de galaxias.

2.3 Formación

2.3.1 Introducción

No hay una explicación convincente sobre el origen de los diferentes tipos morfológicos de galaxias. Jeans (1938) propuso que el momento angular era el parámetro crítico que separaba “discos” y “esferoides”. En el modelo estándar de formación de galaxias, las elípticas y los bulbos se forman en un colapso no-disipativo a alto red-shift con una gran cantidad de procesos de mergers.

Otra hipótesis de formación consiste en suponer que los discos pueden fusionar y formar así espirales (Toomre 1977; White 1979; Toomre 1985). En un modelo cosmológico dominado por materia oscura fría existiría una gran cantidad de mergers de subsistemas con la consecuente formación de elípticas. Las observaciones de lo que se suponen remanentes de mergers presentan características similares a las de las elípticas (Schweizer 1982, 1983, 1986; Sansom et al. 1989).

Seguidamente revisamos las predicciones de cada una de las teorías mencionadas.

2.3.2 Colapso de la protogalaxia

Una característica de los halos de materia oscura es que la materia oscura está menos concentrada espacialmente que la luminosa. Esto sería debido a que la materia luminosa ha sufrido y sufre un proceso de disipación, mientras que la materia oscura se supone generalmente no disipativa.

Las elípticas las descompondremos en un halo de materia oscura de naturaleza desconocida y una componente esferoidal de estrellas. La distribución de la materia oscura en las galaxias elípticas está todavía sujeta a debate. Como primera hipótesis se puede adoptar la misma dependencia que la que se deduce para los halos de las galaxias espirales a partir de la curva de rotación: a partir de varios kiloparsecs del centro de la galaxia $\rho_h \sim r^{-2}$. Como se ha señalado en las secciones anteriores, la componente esferoidal va típicamente como r^{-3} .

No es difícil imaginar la formación de las galaxias elípticas en 3 etapas: la primera sería la relajación de la componente oscura después de que se ha separado del flujo de Hubble. Posteriormente habría una caída de material bariónico hacia el centro que formaría estrellas a partir de un proceso disipativo en el gas y, seguidamente, habría un proceso de relajación de la materia oscura con las estrellas.

Anteriormente habíamos supuesto $M/L = C$ a lo largo de la galaxia y habíamos considerado las consecuencias de la relajación violenta incompleta. Como los perfiles de luz y de materia oscura no tienen por qué ser homólogos, la M/L no será constante. En lo que sigue discutiremos que información se obtiene de la teoría de relajación si hay materia oscura.

2.3.3 Relajación violenta completa

Consideremos las primeras etapas de formación y supongamos que el sistema halo y estrellas se relajan violentamente de forma completa y a través de colapso (esto es, simetría esférica y $\vec{L} = 0$). Lynden-Bell (1967) dedujo a partir de la mecánica estadística la densidad macrocópica en el espacio-fase:

$$f = \sum_i \eta_i \exp(-\beta_i(\epsilon - \mu_i)) \quad (2.8)$$

$\epsilon = \frac{v^2}{2} + \Phi$, Φ es el potencial gravitatorio, η_i es la densidad original en el espacio-fase "fina" para las partículas del tipo i (en nuestro caso $i = h, *$), $\beta_i \propto \frac{1}{\langle v_i^2 \rangle}$ y μ_i es esencialmente el potencial químico.

η_i , β_i dependerán de las condiciones iniciales. Obviamente, cuando $\eta_* \rightarrow 0$ entonces tendremos que recuperar la relación de esfera isoterma para el halo, que es la dependencia que se observa en las partes externas de las galaxias. Si procedemos de la forma estándar y sustituimos las densidades de materia oscura y de estrellas por sus expresiones en la ecuación de Poisson, obtenemos una ecuación diferencial de segundo orden para el

potencial adimensionado $\Psi \equiv \beta_h(-\Phi + \Phi_0)$, en función de la coordenada radial, que es resoluble numéricamente con las condiciones de contorno $\Psi(\xi = 0) = 0$, $\frac{d\Psi}{d\xi} = 0$ en $\xi = 0$, dados β_i y η_i (Rephaeli 1983). Sin embargo, la teoría de relajación violenta no predice ningún valor para la relación:

$$\frac{\beta_*}{\beta_h} = \frac{\langle \sigma_h^2 \rangle}{\langle \sigma_*^2 \rangle} \quad (2.9)$$

puesto que dependerá de la rapidez y forma del proceso disipativo del gas. Sólo a partir de la ecuación de equilibrio hidrostático se puede ver que si $\rho_h \propto r^{-2}$ y queremos que $\rho_* \propto r^{-\alpha}$ entonces,

$$\frac{\beta_*}{\beta_h} = \frac{\alpha}{2} \quad (2.10)$$

Como vemos de la teoría de relajación violenta no obtenemos mucha más información que la que nos dan las ecuaciones de equilibrio; la dependencia r^{-3} de la componente esferoidal no se explica en sí misma a partir de la relajación completa halo-estrellas. En el próximo párrafo nos dedicaremos a hacer un estudio de las ecuaciones de equilibrio versus observaciones.

Además, encontramos varios inconvenientes a los razonamientos basados en relajación violenta completa:

a) A radios grandes, donde la cantidad de materia oscura domina, no tiene por qué haber relajación completa, sino que habría que volver a los argumentos del capítulo anterior.

b) Como la mecánica estadística no es una teoría dinámica la ecuación (2.8) describirá el estado que accede el sistema en unos cuantos tiempos de cruce sólo si había buena mezcla en el espacio-fase. Este problema está relacionado con lo que nos enuncia la ecuación de Liouville: las partículas inicialmente cerca tienden a mantenerse cerca en una escala de tiempo de varios tiempos de cruce, esto es, no hay colisiones.

c) No está zanjada la cuestión sobre si la alta densidad central en el espacio-fase de las elípticas se puede alcanzar sin un proceso disipativo y de un transporte del gas hacia el centro para formar estrellas. Esto lo detallaremos mejor en la próxima sección. Así pues, el "core" tampoco es un sitio adecuado para estudiar efectos de relajación halo-estrellas.

2.3.4 Hipótesis de merger

Toomre & Toomre (1972) y Toomre (1977, 1984, 1985) sugirieron que tanto los bulbos como las galaxias elípticas se han formado a través de mergers, aunque también hay

argumentos a favor del colapso disipativo (Ostriker 1980; Tremaine 1981; Gunn 1987; van der Bergh 1989).

Carlberg (1986) usó la fotometría de Lauer (1985) y Kormendy (1985), y comparó la densidad central en el espacio de fase, f_c , de elípticas y de discos. Ya que la ecuación de Boltzman establece que f_c no puede aumentar ni incluso en caso de merging, podemos estimar cotas inferiores a la f_c de los progenitores.

La relación M/L central para una elíptica se deduce suponiendo virial ($M = c_1 G^{-1} \sigma^2 r_c$) y la densidad luminosa central $\rho_L = I_c/2r_c$ donde I_c es el brillo superficial central y r_c el radio en el que el brillo disminuye un factor dos. Entonces $L = \frac{2}{3} \pi r_c^2 I_c$ y,

$$\frac{M}{L} = \frac{9c_1 \sigma_c^2}{2\pi G I_c r_c} \quad (2.11)$$

luego

$$f_c = \frac{9c_1}{2(2\pi)^{5/2} \sigma_c r_c^2} \quad (2.12)$$

Del trabajo de Carlberg se concluye que si el aumento de gas en el core de la galaxia por disipación es despreciable, entonces la formación de elípticas a partir de mergers de discos sin bulbo sólo es posible para las elípticas más luminosas $M_B \leq -22$. Este resultado apoyaría el hecho de que los centros de los cúmulos estén dominados por una galaxia luminosa gigante. Si los bulbos se pueden crear intrínsecamente en los discos entonces podrían ser los progenitores de los cores de las elípticas.

2.4 El plano fundamental

Como hemos visto los modelos de formación no nos dicen mucho más de lo que podemos deducir de imponer equilibrio hidrostático. Nuestro propósito es determinar alguna relación entre las variables cinemáticas y estructurales de las galaxias elípticas, y la cantidad y distribución de materia oscura. Ya que la relación M/L es una función de la población estelar y del contenido de materia oscura, puede sernos de gran ayuda, como ocurre en el caso de galaxias espirales o enanas.

Para las propiedades estructurales de galaxias dinámicamente calientes se encuentra una relación de “plano fundamental” entre la dispersión de velocidades central, el brillo superficial efectivo y el radio efectivo. Esta relación sería de sumo interés para determinar distancias, sin embargo, todavía se desconoce si los coeficientes del plano fundamental son universales o dependen del cúmulo. Por lo tanto, nuestro objetivo no será explicar de

manera feaciente la relación de plano fundamental (PF) sino la de extraer información sobre la distribución de materia oscura en elípticas.

De la muestra de Faber et al. (1989), el plano fundamental que se deriva del análisis de componentes principales es

$$r_e \propto (\sigma_0^2)^{0.7} I_e^{-0.85} \quad (2.13)$$

(Bender et al. 1992). Usando las identidades $L \equiv c_1 I_e r_e^2$ y $M \equiv c_2 \sigma_0^2 r_e$ entonces:

$$\frac{M}{L} \propto L^{0.2} \propto M^{1/6} \quad (2.14)$$

expresión equivalente al PF pero de más fácil interpretación física.

Para las galaxias del cúmulo de Coma, Saglia et al. (1993) encuentran $\frac{M}{L} \propto L^{1/3}$, y Kjaergaard et al. (1992) $\frac{M}{L} \propto L^{0.15-0.25}$.

Visto de canto el PF de galaxias elípticas es muy delgado, esto es, baja dispersión ($< 12\%$) de $\frac{M}{L}$ en cada punto pero con una gran variación de $\frac{M}{L}$ por un factor (5/2, 3) a lo largo del PF. Por lo tanto, cualquier posible origen que se le dé tendrá la dificultad del “ajuste fino” para dar cuenta de la inclinación del plano fundamental, preservando el pequeño grosor del plano fundamental.

Resulta difícil pensar en un mecanismo que conecte el cociente entre materia no visible y luminosa, que es una variable local, con la masa total o luminosidad, que son globales.

A continuación pasaremos a describir tres mecanismos que pueden contribuir a la pendiente del PF como es la función inicial de masa (IMF), la relación entre materia brillante y oscura, y la rotura de la homología en el perfil de densidad.

2.4.1 Función inicial de masa

Las anteriores relaciones $\frac{M}{L}$ han sido derivadas tomando la luminosidad en la banda azul, L_B , por lo tanto cabe esperar el efecto de enrojecimiento de las galaxias mas brillantes por ser mas metálicas, y eso haría que $\frac{M}{L_B}$ fuera mayor para las brillantes. Dressler et al. (1987) demostraron que este efecto contribuiría sólo una fracción de la pendiente observada y fue posteriormente confirmado por Buzzoni (1989) y Djorgovski & Santiago (1993). También de allí se deduce que la tendencia $\frac{M}{L}$ con L debería ser menor a longitudes de onda mayores, pero seguiría existiendo en la banda K .

Djorgovski & Santiago (1993) argumentaron que una tendencia de IMF con la luminosidad podría dar mayores $\frac{M}{L_B}$. Renzini y Ciotti (1993) exploraron esta posibilidad con una IMF de una sola pendiente y multipendiente (Scalo 1986) y dedujeron que sólo con

una IMF multipendiente con $x \simeq 0$ para $M_i \leq 0.3 M_\odot$ y $M_{inf} = 0.1 M_\odot$, se obtendrían valores $\frac{M_*}{L_B}$ del orden de 5, siendo $\frac{M_*}{L_B}$ muy sensible a las variaciones de M_{inf} o x , de tal manera que para diferencias del 50% en M_{inf} y $\Delta x \simeq 0.5$, las variaciones de $\frac{M_*}{L_B}$ serían menores del 12% consistente con el grosor típico del plano fundamental. Sin embargo, para dar cuenta de un factor 3 en $\frac{M_*}{L_B}$ se necesita que la pendiente de la IMF dependa de M_{inf} . Para el valor canónico de $M_{inf} = 0.1 M_\odot$, x debería pasar de 0 a 2.5 e incluso para $M_{inf} = 0.05 M_\odot$, x debería aumentar de 0 a 1.7. Los autores concluyen que debido a la exigencia de una fuerte variación en la pendiente de IMF, debería existir un ajuste demasiado fino para dar una baja dispersión del plano fundamental.

Dependencia del PF con la banda. La relación M/L depende de la banda en la que estemos midiendo la luminosidad. En la banda del azul estaremos observando estrellas de una generación relativamente reciente y, consecuentemente, debe existir una dependencia de M/L con la edad de esta última etapa de formación, y podría pensarse como el origen de la relación del plano fundamental. Este efecto debería ser muy débil en la banda del infrarojo porque allí sólo estaríamos observando las poblaciones estelares más viejas. Sin embargo, la pequeña dispersión del PF implicaría una dispersión menor que $1.5 Gy$ en la edad de las estrellas (Renzini 1993) para las galaxias elípticas de un cúmulo, por lo que este efecto sería muy pequeño. Aún así y para mayor seguridad, se están llevando a cabo determinaciones del plano fundamental en la banda K (Recillas-Cruz et al 1991; Pahre et al. 1995; Jorgensen et al. 1996). Los coeficientes son muy parecidos a los que se obtienen en la banda azul si se tiene en cuenta el efecto por enrojecimiento; la dispersión sigue siendo muy pequeña $\sim 16\%$. Esto restringe todavía más las posibles diferencias de edad entre las elípticas en todos los puntos del PF. Por lo tanto, el problema del plano fundamental sigue existiendo en bandas con grandes longitudes de onda.

Las posibilidades que quedan por investigar son las que no hacen alusión a cambios en la IMF, ni a la edad, sino que suponen una M_*/L_B constante para todas las galaxias.

2.4.2 Materia oscura

En las galaxias elípticas se puede decir que la materia oscura sería aquella contribución de masa que no sigue la distribución de luz. Con esta definición estamos incluyendo posibles poblaciones de estrellas débiles o marrones que se pudieron formar en los primeras etapas de formación de la galaxias y que no siguen la distribución de luz. Lo ideal sería deducir el potencial gravitatorio a partir de la emisión de rayos X del gas. Estos trabajos todavía son

incipientes pero todos parecen apuntar a la existencia de materia oscura en las galaxias elípticas. Por ejemplo, Buote & Canizares (1994) demuestran a partir de observaciones de este tipo para una galaxia elíptica que una distribución de materia oscura que siga el perfil de luz no podría reproducir el achatamiento de las isofotas en rayos X.

Faber et al. (1987) argumentaron que si los planos definidos por las propiedades globales y por las del core fueran paralelos, y como hacia el core la dinámica viene dominada por la componente estelar, entonces la materia oscura no jugaría un papel importante en el problema del PF. Por ahora el establecer esta conclusión es todavía prematuro. Nuestra motivación es deducir las propiedades dinámicas del halo de materia oscura a lo largo de las galaxias elípticas y ver si tiene alguna implicación en la morfología. Además, sería de mucho interés cotejar la masa y dispersión de velocidades del halo en elípticas y en espirales ya que éste podría ser el origen de los diferentes tipos morfológicos (Lake & Carlberg 1988). Si eso fuera así, esperaríamos que el halo de las elípticas tuviera una dispersión de velocidades menor, por lo menos en los primeros estadios de formación de la galaxia.

Por sencillez, tomaremos simetría esférica y dispersión de velocidades isótropa. Consideraremos que la densidad de materia luminosa de la galaxia elíptica viene dada por:

$$\rho_*(r) = \rho_*(0) \left(1 + \frac{r^2}{r_e^2}\right)^{-3/2} \quad 0 \leq x \leq x_t \quad (2.15)$$

donde $x = r/r_e$ y a x_t lo llamaremos radio de marea. Para el halo de materia oscura adoptaremos el perfil:

$$\rho_d(r) = \rho_d(0) \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-q} \quad (2.16)$$

que es una esfera isoterma cuando $q = 1$.

En esta sección supondremos que todas las elípticas siguen estos perfiles independientemente de su luminosidad u otra propiedad. En otras palabras, vamos a suponer que forman una familia homóloga de dos parámetros $\rho_*(0)$ y r_e . En la siguiente sección discutiremos la cuestión de la homología en el marco de formación por mergers.

En las secciones (2.2) y (2.3) hemos explicado las etapas de formación de una elíptica por relajación violenta entre la materia oscura- materia luminosa. Si el halo de materia oscura dominara el potencial y estuviera relajado cuando se empezaron a formar las primeras generaciones estelares, entonces apenas aparecerían fluctuaciones en el potencial gravitatorio y la relajación se daría principalmente por mezcla en el espacio fase. En ese caso, suponiendo simetría esférica, el halo seguiría la distribución de la esfera isoterma

modificada mientras que el de las estrellas dependería de cómo se fueron formando. Si la masa de estrellas fuera despreciable esperaríamos entonces que también tuvieran un perfil isoterma (Fuchs 1995).

Busquemos una expresión de M/L en función de parámetros conocidos. Obviamente, la masa total dentro de una esfera de radio r es:

$$M_t(r) = \int (\rho_*(r') + \rho_d(r')) 4\pi r'^2 dr'. \quad (2.17)$$

Definamos $M \equiv c_2 \sigma_0^2 r_e$ donde c_2 es una constante para todas las galaxias. Queremos hacer notar que $M_t(r_t)$ no es en general igual a M .

Veamos de que depende la relación $\frac{M}{L}$ que es la que se usa normalmente:

$$\begin{aligned} \frac{M}{L} &= \frac{c_2 \sigma_0^2 r_e}{L} = \frac{3c_2 r_e}{L \rho_*(0)} \int_0^{r_t} G(M_*(r) + M_d(r)) \frac{\rho_*(r)}{r^2} dr \\ &= \frac{M_*}{L} + \frac{3\lambda c_2 G r_e}{M_* \rho_*(0)} \int_0^{r_t} M_d(r) \frac{\rho_*(r)}{r^2} dr \\ &= \lambda \left(1 + \frac{3c_2 G r_e}{M_* \rho_*(0)} \int_0^{r_t} M_d(r) \frac{\rho_*(r)}{r^2} dr \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

donde hemos usado la solución a la ecuación de Jeans y suponemos que $\frac{M_*}{L} = \lambda$, con λ constante entre 3 y 5. Para la IMF de Scalo el valor apropiado sería $\frac{M_*}{L} = 4$.

Primeramente calculemos la expresión integral de la ecuación (2.18):

$$\sigma^2(0) \equiv \frac{3G}{\rho_*(0)} \int_0^{r_t} M_{DM}(r) \frac{\rho_*(r)}{r^2} dr = 12\pi G \rho_d(0) r_e^2 I_{*h} \left(\frac{r_e}{r_c}, x_t \right). \quad (2.19)$$

Para $q = 1$ y $\alpha \equiv r_e/r_c < 1$, que es el caso de materia oscura isoterma menos concentrada que la luminosa:

$$\begin{aligned} I_{*h}(\alpha, x_t) &= \alpha^{-2} \left[\gamma^{-1} + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\gamma}{x_t} + \frac{x_t}{\gamma} \right) \arctan \alpha x_t \right. \\ &\quad \left. - \frac{2 - \alpha^2}{\alpha \sqrt{1 - \alpha^2}} \arctan \left(\frac{\alpha \gamma}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \right) - 2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{2 - \alpha^2}{\alpha \sqrt{1 - \alpha^2}} \arctan \left(\frac{\alpha}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.20)$$

donde γ es:

$$\gamma = \sqrt{1 + x_t^2} \quad (2.21)$$

La ecuación (2.18) queda:

$$\frac{M}{L} = \lambda \left(1 + \frac{12\pi c_2 G r_e^3 \rho_d(0) I_{*h}}{M_*} \right), \quad (2.22)$$

puesto que $\frac{M}{L}$ es un observable, podremos deducir como varía la concentración de materia oscura, $\rho_d(0)$, y su distribución, r_c , de una galaxia a otra.

Aunque existe solución algebraica, siempre surge el problema de explicar la naturaleza del ajuste fino como ya habíamos comentado. Es fácil percatarse. Si se introduce una nueva variable física que evite que la relación M/L sea constante de una galaxia a otra, y que produzca una variación por un factor del orden de 3, entonces habrá que buscar una razón física que explique una dispersión tan pequeña, puesto que si no la hay entonces esperaríamos un plano con un grosor del mismo orden. Si es el halo de materia oscura responsable del PF, deberíamos encontrar una prescripción física que conecte las características del halo con las de la masa brillante.

El plano del virial (al suponer $M/L = C$) es:

$$r_e \propto \sigma_0^2 I_e^{-1} \quad (2.23)$$

Y el PF nos dice cómo se separan las galaxias de este plano. Aunque el valor exacto de los coeficientes del PF difiere según los autores (y otros sesgos observacionales), para nuestras consideraciones podemos expresar el plano fundamental de la forma:

$$r_e = c(\sigma_0^2 I_e^{-1})^\alpha \quad (2.24)$$

donde $\alpha \sim 0.7$ para la banda K (eg. Recillas-Cruz et al. 1991), que es donde hemos visto que los efectos de edad eran menores. Además, en esta banda se traza la componente que no ha sido afectada por procesos disipativos inducidos que se hubieran producido más recientemente.

Vemos que M/L deberá estar muy bien correlacionada con el radio efectivo, ya que si $M/L \propto r_e^\xi$, entonces se debe cumplir:

$$(1 + \xi) \alpha = 1 \Rightarrow \xi = \alpha^{-1} - 1 \quad (2.25)$$

Para nuestro análisis es más fácil usar el radio efectivo. Volvamos a la ecuación (2.22). Allí vemos que la M/L depende de las variables de la distribución luminosa a través de $\frac{r_e^3}{M_*}$. Debido a la dependencia en r_e^3 , esa parte estará muy bien correlacionada con r_e . Para verlo explícitamente usaremos la muestra de 24 galaxias elípticas del cúmulo de Coma de Saglia et al. (1993). Elegimos este cúmulo porque es estándar en los trabajos que consisten en establecer relaciones entre las propiedades estructurales de las galaxias elípticas.

En la gráfica (2.1) representamos $\log \frac{r_e^3}{L} = \log \frac{r_e^3 \lambda}{M} = \log \lambda + \log \frac{r_e^3}{M}$ frente a $\log r_e$. Si hacemos un ajuste por mínimos cuadrados se obtiene una pendiente $+1.559 \pm 0.115$ con un coeficiente de correlación de 0.945.

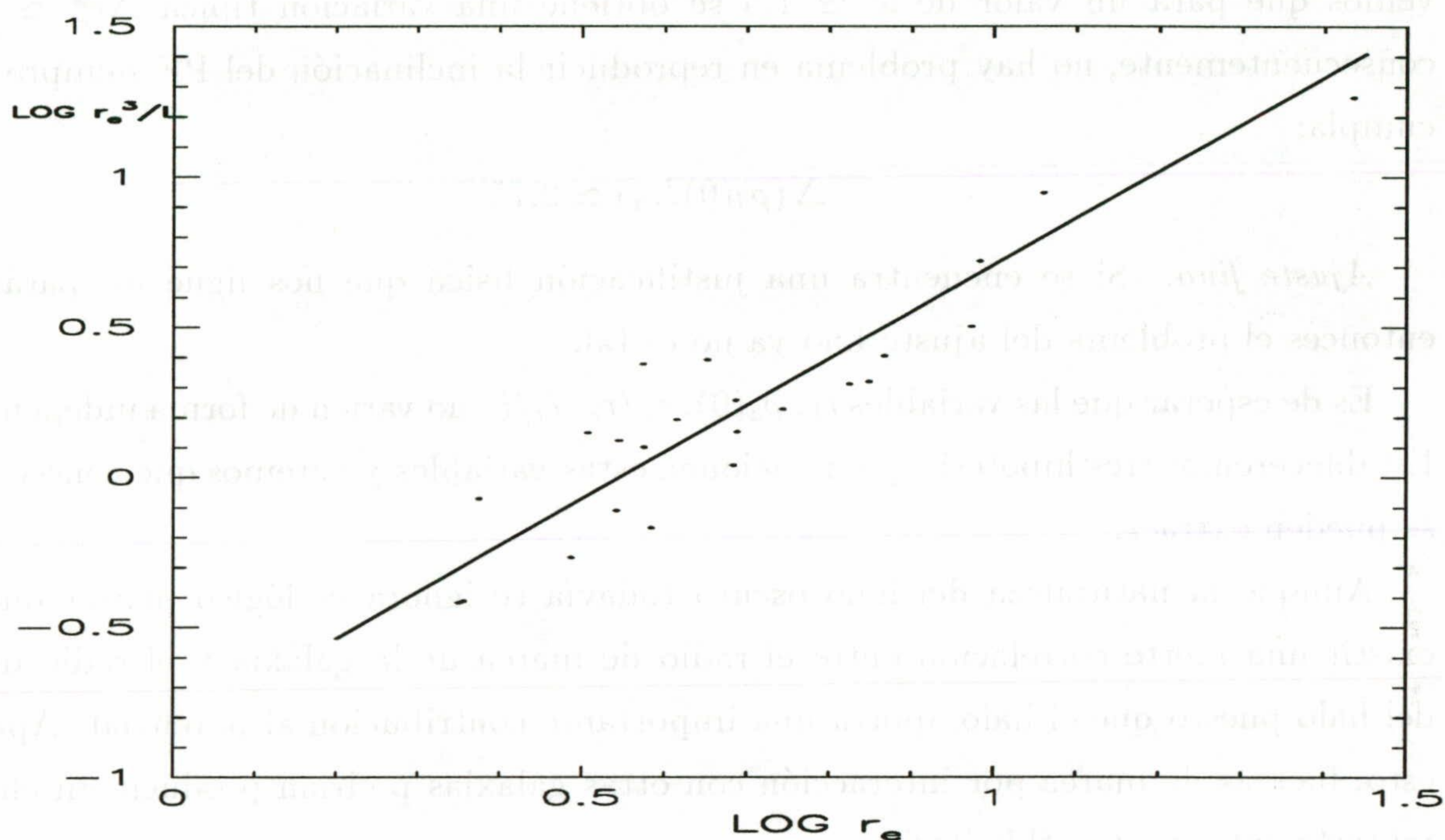


Figura 2.1: $\log r_e^3/L$ frente a $\log r_e$ para el cúmulo de Coma.

Inclinación del plano fundamental. Expresemos la relación M/L de la siguiente manera:

$$\frac{M}{L} = \lambda (1 + \tau_{M/L}) \quad (2.26)$$

ya que M/L varía de 5 a 15 entonces:

$$\frac{\tau_{15}}{\tau_5} = \frac{15 - \lambda}{5 - \lambda} \quad (2.27)$$

que para valores de λ entre 3 y 4.5, τ_{15}/τ_5 tendría que variar entre 6 y 20. Para el valor de Scalo ($\lambda = 4$), se comprueba que para las galaxias más brillantes ($M/L = 15$), el cociente M_d/M_* tiene que ser al menos del orden de 2. Así, para esas galaxias el halo de materia oscura empezaría a ser dominante.

Para una variable x , definimos

$$\Delta x \equiv \frac{x_{M/L=15}}{x_{M/L=5}}. \quad (2.28)$$

Calculando $\Delta\tau$:

$$\Delta\tau = \Delta\left(r_e^3 M_*^{-1}\right) \Delta(\rho_d(0)I_{*h}) = \Delta r_e^\omega \Delta(\rho_d(0)I_{*h}) \quad (2.29)$$

vemos que para un valor de $\omega \simeq 1.5$ se obtiene una variación típica $\Delta r_e^\omega \simeq 4$. Y, consecuentemente, no hay problema en reproducir la inclinación del PF siempre que se cumpla:

$$\Delta(\rho_d(0)I_{*h}) \simeq 2.75 \quad (2.30)$$

Ajuste fino. Si se encuentra una justificación física que nos ligue los parámetros entonces el problema del ajuste fino ya no es tal.

Es de esperar que las variables r_e , $\rho_d(0)$, r_e/r_c , r_t/r_e no varíen de forma independiente. Estableceremos tres hipótesis que relacionen estas variables y veremos que consecuencias se pueden extraer.

Aunque la naturaleza del halo oscuro todavía se ignora es lógico pensar que debe existir una fuerte correlación entre el radio de marea de la galaxia y el radio del core del halo puesto que el halo aporta una importante contribución al potencial. Aparte de esto, fuerzas de marea por interacción con otras galaxias podrían producir un efecto de reajuste entre r_t y r_c (hipótesis 1).

También haremos la suposición de que los halos del mismo cúmulo tienen la misma dispersión de velocidades de una elíptica a otra. Puesto que todas las elípticas tienen la misma edad, no es descabellado hacer esta conjetura (hipótesis 2).

Por último, supondremos una correlación débil entre r_e y r_c (hipótesis 3).

Expresándolas algebraicamente, nuestras hipótesis son:

$$i) \quad r_t \propto r_e^{3/4} r_c^{1/4} \quad (2.31)$$

$$ii) \quad \Delta\rho_d(0) = \Delta(r_c^{-2}) \quad (2.32)$$

$$iii) \quad r_e r_c \sim \text{cte} \quad (2.33)$$

Ahora ya podremos calcular la dispersión del PF que se tendría.

Para las galaxias más luminosas ($M/L = 15$) podemos suponer $r_e/r_c = 0.9$ y $x_t = 3 \rightarrow I_{*h} = 0.115$ y para $M/L \simeq 5$, $r_e/r_c = 0.16$, que por la condición (i) se tiene $x_t \simeq 5 \rightarrow I_{*h} = 0.265$. Y por lo tanto, el término que interviene en la inclinación del PF tendría el valor:

$$\Delta(\rho_d(0)I_{*h}) \simeq 2.2 \quad (2.34)$$

Una dispersión en el core del halo de $\sigma(r_c) \sim 25\%$ produce un scatter en el plano fundamental del 10%, que es aproximadamente el que se observa. Por lo que concluimos que el ruido en la relación $r_e r_c \sim \text{cte}$ puede ser hasta del 25%. Pero todavía queda por darle una justificación física a esa relación. Quizás sea una condición de supervivencia de las galaxias a los sucesivos pasos gravitatorios con otras galaxias del cúmulo, o una condición en la formación. Respecto a esta última, sería interesante simular con N-cuerpos si en un modelo no disipativo de formación jerárquico por mergers, la fusión de dos elípticas de baja masa (y por lo tanto con $\frac{r_e}{r_c} \sim 0.2$) produce remanentes con valores de r_e/r_c mayores. Este modelo está de acuerdo con la hipótesis de que la dispersión de velocidades de los halos de las elípticas es la misma.

Como conclusión podemos decir que si la materia oscura tiene que dar cuenta del plano fundamental entonces tendría que existir una relación entre r_e y r_c con una dispersión menor al 25%, y que todos los halos de dicho cúmulo tuvieran una dispersión de velocidades semejante. Sin una teoría más completa sobre la formación de las elípticas es difícil zanjar el problema del ajuste fino.

2.4.3 El plano fundamental y los mergers de elípticas

Algunos trabajos previos al surgimiento del problema del plano fundamental que trataban sobre la rotura de homología en los procesos de mergers son por ejemplo los de Farouki, Shapiro & Duncan (1983) y el de Navarro (1989). Caon, Capcioli & D'Onofrio (1993) encontraron desviaciones en los perfiles de luminosidad y sugirieron la posibilidad de rotura de la homología. Debido a la cuestión del ajuste fino, Capelato et al. (1995) han sugerido que las desviaciones del PF al plano del virial podrían ser explicadas por la naturaleza no homóloga de las elípticas. Esta rotura de homología podría ser causada porque las elípticas se hubieran formado por sucesivas generaciones de mergers de unas elípticas "unidad". Estos remanentes seguirían perteneciendo al plano fundamental. Las desviaciones al plano del virial tendrían un origen puramente gravitatorio y sería la naturaleza no homóloga de la distribución de la velocidad y de masa a $r < r_e$ la que las produciría. Encuentran que con progenitores iniciales diferentes se producen familias de remanentes que obedecen relaciones del tipo del PF pero desplazadas unas de otras por una determinada cantidad. Este hecho restringiría mucho las condiciones en las que se formaron las galaxias "unidad" (potencial central y masa) si no, se debería observar un scatter mucho mayor del PF.

2.5 Resumen

La materia oscura puede jugar un papel crítico en los primeros estadios de formación de la protogalaxia. Algunos autores han propuesto que podría ser el origen de los diferentes tipos morfológicos (Lake & Carlberg 1988). Un primer acercamiento al problema consiste en estudiar la variación de los parámetros que describen al halo a lo largo de las diferentes galaxias elípticas según su luminosidad. Para ello hemos empezado estudiando el problema de la relajación de las estrellas en un halo oscuro. Hemos visto que no nos da más información que la que se obtiene de la ecuación de equilibrio hidrostático. Ya que la forma habitual de estudiar el comportamiento de la materia oscura en los sistemas esferoidales es a través de la relación M/L , hemos estudiado en profundidad la relación de plano fundamental que se deduce para las elípticas. Hemos visto que el mayor problema para explicar el plano fundamental es el ajuste fino. Hemos estudiado el papel del halo de materia oscura y hemos propuesto que el plano fundamental podría ser el resultado de una serie de condiciones iniciales en la formación de la galaxia (hipótesis (2.31,2.32,2.33)), pero que serían plausibles en un marco de interacciones de marea y de mergers de galaxias. La rotura de homología podría contribuir favorablemente.

2.6 Referencias

- Bender, R., Burstein, D., & Faber, S. M. 1992, ApJ, 399, 462
- Binney, J. 1982, MNRAS, 198, 951
- Binggeli, B., & Cameron, L. M. 1991, A&A, 252, 27
- Buote, D. A., & Canizares, C. R. 1994, ApJ, 427, 86
- Buzzoni, A. 1989, ApJS, 71, 817
- Caon, N., Capaccioli, M., & D'Onofrio, M. 1993, MNRAS, 265, 1013
- Capelato, H. V., Carvalho, R. R., & Carlberg, R. G. 1995, ApJ, 451, 525
- Carlberg, R. G. 1986, ApJ, 310, 593
- de Vaucouleurs, G. 1948, Ann. d'Ap., 11, 247
- Djorgovski, S., & Santiago, B. X. 1993, Structure, Dynamics and Chemical Evolution on Elliptical Galaxies, eds. I. J. Danzinger, W. W. Zeilinger, K. Kjær, (Garching: ESO), p. 59
- Dressler, A. et al. 1987, ApJ, 313, 42

- Faber, S. M., Dressler, A. et al. 1987, *Nearly Normal Galaxies: From the Planck Time to the Present*, ed. S. M. Faber, (Springer: New York), p. 175
- Faber, S. M., Wegner, G. et al. 1989, *ApJS*, 69, 763
- Farouki, R. T., Shapiro, S. L., & Duncan, M. J. 1983, *ApJ*, 265, 597
- Fuchs, B. 1995, *A&A*, 303, L13
- Gunn, J. E. 1987, *Nearly Normal Galaxies: From the Planck Time to the Present*, ed. S. M. Faber, (Springer: New York), p. 455
- Jeans, J. 1938, *Cosmology and Cosmogony*, (Cambridge University, Cambridge)
- Jorgensen, I., Franx, M., & Kjaergaard, P. 1996, *MNRAS*, 280, 167
- King, I. R. 1966, *AJ*, 71, 64
- King, I. R. 1972, *ApJ*, 174, L123
- Kjaergaard, P., Jorgensen, I., & Moles, M. 1993, *ApJ*, 418, 617
- Lynden-Bell, D. 1967, *MNRAS*, 136, 101
- Lake, G., & Carlberg, R. G. 1988, *AJ*, 96, 5
- Merrit, D., Tremaine, S., & Johnstone, D. 1989, *MNRAS*, 236, 829
- Navarro, J. 1989, *MNRAS*, 239, 257
- Ostriker, J. P. 1980, *Comments Ap.* 8, 177
- Pahre, M. A., Djorgovski, S. G., & Carvalho, R. R. 1995, *ApJ*, 453, L17
- Rephaeli, Y. 1983, *A&A*, 123, 98
- Recillas-Cruz, E., Carrasco, L., Serrano, A. P. G., & Cruz-González, I. 1991, *A&A*, 249, 312
- Renzini, A. 1993, *Galaxy Formation*, ed. J. Silk, N. Vittorio, (Amsterdam: North Holland)
- Renzini, A., & Ciotti, L. 1993, *ApJ*, 416, L49
- Saglia, R. P., Bender, R., & Dressler, A. 1993, *A&A*, 279, 75
- Sansom, A. E., Reid, I. N., & Boisson, C. 1988, *MNRAS*, 234, 247
- Scalo, J. 1986, *Fund. Cosmic Phys.* 11, 1
- Schweizer, F. 1982, *ApJ*, 252, 455
- Schweizer, F. 1983, *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, IAU Symp. 100, ed. E. Athanassoula, (Dordrecht: Reidel), p. 319
- Schweizer, F. 1986, *Science*, 231, 227
- Stiavelli, M., & Bertin, G. 1985, *MNRAS*, 217, 735

Toomre, A. 1977, *The Evolution of Galaxies and Stellar Population*, eds. B. M. Tinsley, R. B. Larson, (New Haven: Yale University Observatory), p. 401

Toomre, A. 1985, *Dynamics of Star Clusters*, IAU Symp. 113, eds. J. Goodman, P. Hut, (Dordrecht: Reidel), p. 500

Toomre, A., & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623

Tremaine, S. 1981, *The Structure and Evolution of Normal Galaxies*, eds. S. M. Faber, D. Lynden-Bell, (Cambridge University Press: Cambridge), p. 67

van der Bergh, S. 1989, *Dynamics and Interactions of Galaxies*, ed. R. Wielen, (Springer: New York)

White, S. D. M. 1979, *MNRAS*, 189, 831

CAPÍTULO 3

El halo oscuro y la componente estelar en espirales

En el capítulo anterior hemos analizado la dinámica de la componente estelar de las galaxias elípticas en relación con la cuestión de la existencia de materia oscura en estas galaxias. Sin embargo, las galaxias espirales son los sistemas ideales para extraer información sobre la naturaleza y distribución de la materia oscura, principalmente porque se puede determinar la curva de rotación de manera precisa en las partes más externas de la galaxia, hasta donde llega el hidrógeno atómico. Antes de sugerir cualquier alternativa al problema de la materia oscura se necesita investigar a fondo todas las implicaciones que lleva el suponer la existencia de un halo oscuro.

En este capítulo trataremos los posibles efectos que puede tener sobre el disco estelar y sobre el halo galáctico la existencia de un halo de materia oscura (en el capítulo IV se estudiará la componente gaseosa). Antes de ello es importante describir de manera breve las diferentes componentes de que constan las galaxias espirales. Luego señalaremos cómo se determinan las características generales de los halos de materia oscura en las galaxias espirales y sus propiedades “universales”, para pasar a estudiar qué efectos produce el halo oscuro en la dinámica de las diferentes poblaciones de estrellas y qué restricciones se pueden poner a la materia oscura a partir de la dinámica de las galaxias espirales y enanas. También investigaremos la interacción del halo oscuro con el protodisco que se forma en los primeros estadios de formación de la galaxia. Veremos que se puede formar un disco grueso sin gradiente de metalicidad.

Por último, queremos reiterar que aunque a partir de argumentos cosmológicos también se invoca a la materia oscura para cerrar el Universo, no hay ninguna razón para pensar que la materia oscura a las dos escalas, galáctica y cosmológica, sea la misma ni siquiera en naturaleza (Rees 1986). Nuestro estudio está asociado al problema de formación y dinámica de las galaxias, por lo tanto, sólo se refiere a escala galáctica.

3.1 Formación de las galaxias espirales. Generalidades

Para que las galaxias tengan tiempo para formarse y observarlas en los estadios actuales, se necesita una contribución gravitatoria suplementaria achacable al potencial generado por la materia oscura. En el modelo jerárquico, las protogalaxias contienen materia bariónica disipativa y materia oscura la cual se supone en principio no disipativa y más abundante (White & Rees 1978). Cada protogalaxia se separa de la expansión de Hubble y se contrae, formando subestructuras en la componente de materia oscura. Para ilustrarlo mejor seguiremos la simulación de Katz & Gunn (1991). Conforme el sistema se contrae, el gas que ha sido calentado hasta la temperatura virial del halo comienza a enfriarse radiativamente y se concentra en torno a los grumos de materia oscura. Ya que el gas sufre procesos de choque, pierde energía y va adquiriendo una distribución más achatada. Al mismo tiempo, el halo de materia oscura se relaja en una esfera isoterma. De acuerdo con este modelo, el halo de materia oscura y el disco de gas se forman simultáneamente con una etapa de caída de material del halo en el disco.

Estas simulaciones tienen una resolución del orden del kiloparsec. Para poder llegar a escalas menores se necesita implementar las vías de enfriamiento del gas y modelar la fenomenología de la formación estelar. Así, por ejemplo, sabemos que en el halo existió una fase de formación estelar que resultaría en la formación de la componente esferoidal o población II del halo que aún observamos. La otra componente esferoidal es el bulbo. Todavía no existe una teoría convincente sobre la formación y evolución del bulbo. Nosotros seguiremos la de Carney et al. (1990): el gas residual de la formación del halo se va acumulando hacia el centro y forma el bulbo. Este modelo logra reproducir el gradiente de metalicidad.

Existen grandes dificultades para determinar la edad del bulbo: entre otras razones porque hay mucha extinción hacia el centro galáctico de nuestra galaxia. Desde el punto de vista dinámico se comporta como una galaxia elíptica, y por lo tanto, algunas propiedades observadas para las elípticas podrían extrapolarse para los bulbos, como la relación del plano fundamental. La zona de solapamiento entre el disco/barra y el bulbo puede tener propiedades dinámicas muy interesantes y puede jugar un papel crítico en la posterior evolución y propiedades de la galaxia.

Para el problema de la materia oscura que a nosotros nos concierne toma un papel más relevante la componente del disco de gas y estrellas. En este capítulo nos centraremos en el estudio de la componente estelar para pasar a estudiar la componente de gas en

el capítulo IV, si bien supondremos aquí que el HI es un buen trazador del potencial gravitatorio, que es la principal hipótesis para estimar la cantidad de materia oscura. La siguiente sección la dedicaremos a describir la componente de disco.

3.2 Componente estelar. Generalidades

3.2.1 Disco estelar

Nos podemos preguntar si a partir del conocimiento de la cinemática de las estrellas del entorno solar somos capaces de obtener información sobre la cantidad y distribución de materia oscura: Por ejemplo, si se puede estimar la relación M/L para el disco a partir de la dispersión de velocidades de las estrellas. Esta se puede comparar con la masa deducida por el conteo de estrellas; la diferencia entre ellas será la masa en materia oscura en el disco (tanto bariónica como no bariónica).

Antes de entrar en más detalles sobre la cinemática de las estrellas de la vecindad solar, daremos algunas propiedades más globales de los discos.

Los discos galácticos presentan algunas propiedades “universales” a las que haremos referencia con mucha frecuencia a lo largo de la tesis, puesto que son las primeras que uno suele afrontar. La primera es que la densidad superficial cae exponencialmente con R . Este hecho se ha intentado explicar con múltiples teorías que serán discutidas en el capítulo de dinámica del gas (capítulo IV).

En 1942, Spitzer demostró que para una distribución isoterma y planoparalela de estrellas, la densidad sigue una dependencia:

$$\rho(z) \propto \text{sech}^2\left(\frac{z}{h_0}\right) \quad (3.1)$$

con h_0 la escala de alturas del disco. Desde entonces se ha intentado ajustar la distribución de luz en la dirección z para galaxias vistas de perfil con ajustes $\text{sech}^2(z/h_0)$ (van der Kruit & Searle 1981a,b), $\text{sech}(z/h_0)$ (van der Kruit 1988), y $\exp(z/h_0)$ (Wainscoat et al. 1989). Bahcall (1984) propuso que la distribución en la dirección z podría ser una suma de poblaciones isotermas. Algunos estudios cinemáticos y de edad distinguen dos discos en la Vía Láctea: uno fino y otro grueso con una edad y un origen diferentes. Nosotros asumiremos que el disco se compone de un disco fino isoterma y del disco grueso. Este último será discutido con todo detalle más adelante.

Los discos galácticos son sistemas fríos. Eso significa que la dispersión de velocidades es mucho menor que la velocidad media de rotación. Como cualquier sistema gravitatorio,

viene regido por las ecuaciones de Jeans. Sin embargo, debido a la simetría azimutal se suele trabajar en la aproximación de epiciclos. Para la distribución plano-paralela e isoterma el equilibrio hidrostático en la dirección z implica una dispersión de velocidades en la dirección z :

$$\sigma_z^2(R) = \pi G \Sigma_d(R) h_0 \quad (3.2)$$

donde $\Sigma_d(R)$ es la densidad superficial.

Las observaciones de galaxias externas (van der Kruit & Searle 1981a; Lewis & Freeman 1989) sugieren que la dispersión radial es proporcional a la densidad superficial por lo que:

$$\sigma_R^2(R) \propto \exp\left(-\frac{R}{r_d}\right) \quad (3.3)$$

En las secciones sucesivas investigaremos qué secuelas cinemáticas puede producir el halo oscuro u otras distorsiones no axisimétricas en la dispersión de velocidades.

3.2.2 Barras

Las dos terceras partes de las galaxias espirales presentan una barra en el óptico. Se piensa que las barras se generan por inestabilidades globales o por pasos de otras galaxias. Con la presencia de una barra el potencial ya no se puede considerar axisimétrico y debe ser tenido en cuenta porque puede ejercer un efecto sistemático en el movimiento y en la dispersión de velocidades de las estrellas, sobre todo cerca de las resonancias donde efectos no lineales dominan la cinemática estelar (eg. Tremaine & Weinberg 1984).

En los últimos 8 años ha ido afianzándose la idea de que la existencia o no de una barra determina significativamente la evolución morfológica y dinámica de una galaxia. Se piensa que la barra es capaz de engordar el disco, aumentar el bulbo, acarrear gas hacia el centro y acelerar los procesos de formación estelar. El hecho de que las dos terceras partes de las galaxias espirales son barradas y que la Vía Láctea también posea una barra provoca que no podamos pasar por alto los efectos que puedan ocasionar.

3.3 Halo de materia oscura

La mayoría de las galaxias espirales y S0 presentan una curva de rotación para el hidrógeno neutro más o menos plana, que no puede ser explicada a partir del perfil de luz si se supone que la fuerza gravitatoria es la responsable del movimiento del gas

(Bosma 1978). Por lo tanto, uno está obligado a postular la existencia de halos de materia oscura alrededor de las galaxias espirales. Ostriker y Peebles (1973) fueron los primeros en mostrar, con simulaciones de N-cuerpos, la necesidad de un halo esférico de materia oscura para evitar que se desarrollaran fuertes inestabilidades de barra y poder reproducir así las observaciones. Sin embargo, la estabilidad de los discos contra perturbaciones no axisimétricas no es suficiente como para demostrar la existencia de un halo oscuro (Kalnajs 1987); las curvas de rotación en el óptico se ajustan muy bien a partir del perfil de luminosidad en el disco. En efecto, el problema de la materia oscura solo concierne a las partes externas, más allá del radio óptico.

La forma estándar de proceder para calcular la cantidad de materia oscura alrededor de una galaxia espiral, es suponer que el halo sigue una distribución esférica pseudo-isoterma, y calcular los parámetros del halo (r_c, ρ_c) ajustando la curva de rotación.

Otra manera de proceder es estimar la masa $M(r)$ a partir de la velocidad de escape de las estrellas, de la cinemática de los cúmulos globulares, o mediante la dinámica de las galaxias satélites del Grupo Local. Estos métodos presentan unos errores mayores. En galaxias esferoidales enanas se infiere la necesidad de materia oscura para explicar relaciones M/L atípicas.

Sin embargo, los modelos sobre la formación de galaxias muestran que los halos de materia oscura son triaxiales y no esféricos (Quinn & Zurek 1988; Dubinsky 1994). Además, se debería cuantificar el efecto en el halo de la caída disipativa de materia visible, reflejando el hecho de que el halo y la materia visible no evolucionaron de manera independiente.

Todavía queda mucho para determinar de manera observacional cómo está distribuida la materia oscura en los grupos o cúmulos de galaxias. Si bien se deduce de la estabilidad de los cúmulos que se necesita mucha más materia que la suma de la masa (oscura + luminosa) de cada galaxia individual, para los grupos no se infiere lo mismo. Puche & Carignan (1991) dedujeron para el grupo del Escultor que había mucho contraste entre la densidad de materia oscura en los halos de cada galaxia individual y la densidad media de materia oscura no localizada en los halos de las galaxias. De lo que se infiere que la materia oscura en los grupos está principalmente formando los halos.

Tampoco se conoce dónde acaba el halo de materia oscura de las galaxias, ni a qué distancia el halo ya no está mezclado isotérmicamente. Como un valor ilustrativo se suelen tomar radios del halo de ~ 100 kpc.

En las próximas secciones describiremos bajo qué hipótesis se determina la cantidad y distribución de materia oscura en las galaxias espirales.

3.4 Determinación del halo oscuro

Como ya hemos explicado en la sección anterior, se supone que el halo es esférico y se calculan los parámetros del halo (r_c, ρ_c) de la esfera isoterma:

$$\rho_d(r) = \frac{\rho_c}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)} \quad (3.4)$$

Para ello es necesario descomponer el perfil de luminosidad en las contribuciones asociadas al bulbo y al disco, y asociarles unas $\left(\frac{M}{L}\right)_{(b,d)}$ a cada uno que se suponen constantes para esa galaxia. Una gran cantidad de combinaciones $\left(\frac{M}{L}\right)_{(b,d)}$ puede dar buenos ajustes (Carignan y Freeman 1985; van Albada et al. 1985; Bahcall y Casertano 1985; Kent 1986), lo que significa que los parámetros del halo no están bien determinados, excepto que se imponga alguna otra condición en el ajuste.

La solución que maximiza la masa en el disco es la favorecida por muchos autores (eg. Freeman 1992) por varias razones que se dan en el capítulo V, y que principalmente se basan en la baja dispersión de la relación Tully-Fisher y de hechos que constatan que la cantidad de materia oscura en las partes internas del disco es despreciable. En este ajuste la mayor parte de la curva de rotación del disco óptico puede ser ajustada sin necesidad del halo oscuro.

En general, para todas las galaxias espirales, las relaciones M/L que se deducen de la hipótesis de disco máximo toman valores en un rango razonable. Las galaxias enanas ricas en gas tienen particular interés, ya que la incertidumbre en la relación M/L no es tan importante puesto que la contribución al potencial de las estrellas es pequeño comparado con el de la materia oscura y del gas.

Athanassoula et al. (1987) propusieron algunas variaciones a la hipótesis de disco máximo para evitar la generación de inestabilidades con $m = 1$. Para nuestro estudio no es significativa la diferencia entre la de disco máximo o la de Athanassoula et al. Tomaremos la primera por sencillez.

Para la Vía Láctea tenemos acceso a medir la curva de rotación trazadas por las regiones HII (Brand & Blitz 1993) y por el hidrógeno neutro. Pero, además, también a partir de las observaciones de las velocidades de los cúmulos globulares se puede conocer

el potencial gravitatorio hasta las partes más externas del halo. Otras determinaciones, aunque más imprecisas, se basan en considerar la dinámica de las galaxias satélites.

También para nuestra galaxia se está empezando un proyecto de búsqueda de MACHOS por efecto de lente gravitacional que podría desenmascarar el enigma de la naturaleza y subestructura de los halos de materia oscura. Aunque todavía están por confirmar, los primeros resultados apuntan a que el 20% de la masa en el halo está en forma de MACHOS (Alcock et al. 1995).

Recientemente y con la ayuda de interferómetros con mayor precisión, se está intentando determinar la forma del halo. Si bien se toma un halo esférico como primera hipótesis para ajustar a las observaciones, en simulaciones de N-cuerpos de formación de galaxias surgen halos que son achatados. La triaxialidad del halo es muy difícil de determinar y sólo recientemente se han estudiado galaxias vistas de perfil con el fin de estudiar el “flaring” o ensanchamiento del disco de gas neutro. Si se considera equilibrio hidrostático en la dirección perpendicular al disco y se desprecian la presión turbulenta y magnética, la ecuación de equilibrio es:

$$\partial_z(\rho v_z^2 + P_g) = -\rho \partial_z \Phi \quad (3.5)$$

Para la galaxia NGC 4244, Olling (1996a,b), suponiendo dispersión de velocidades isotrópica, dedujo que el halo debería estar altamente achatado para dar cuenta de la altura del disco, porque un halo prolado lo confina más. Por otra parte, la curva de rotación de galaxias con anillos polares permite inferir el achatamiento del halo a lo largo del eje menor (Rix 1995). Por ejemplo, para NGC 4650A (Sackett et al. 1994) un rango aceptable para la excentricidad del halo sería entre E5-E7.

Si el halo de la Vía Láctea es triaxial, debería producir perturbaciones en la dispersión de velocidades a gran escala que se podrían detectar. Kuijken & Tremaine (1994) examinaron indicios de distorsiones (estáticas) en el disco de nuestra galaxia. Concluyeron que los datos cinemáticos eran consistentes con una curva de rotación plana con elipticidad constante (cociente de ejes 0.9) y una velocidad de rotación de 200 *km/s* y velocidad LSR de 180 *km/s*.

Por otro lado, ya que el disco y el halo se forman jerárquicamente a partir de subestructuras, el momento angular del disco no tiene que estar alineado necesariamente a los ejes principales del halo y probablemente este fenómeno sea el responsable de los “warps” galácticos (para una revisión ver Binney 1991, 1992).

Vemos que en la cinemática de la materia luminosa podemos observar manifestaciones de la presencia de un halo de materia oscura.

3.5 Propiedades “universales” y sistemáticas asociadas con los halos oscuros

Cualquier hipótesis que se haga sobre la materia oscura en galaxias deberá participar de todas las cuestiones observacionales abiertas. Sirva como ejemplo que todavía no hemos dado una justificación física a la hipótesis de disco máximo. A continuación presentamos esas evidencias y sus implicaciones en la materia oscura.

Una de las cuestiones más intrigantes para explicar es la conspiración halo-disco. Ya que en las partes internas la curva de rotación está dominada por el bulbo y el disco (masa luminosa) y en las partes de fuera por el halo oscuro, deberá existir una conspiración entre los parámetros del disco y del halo para obtener un valor para la curva de rotación similar en ambas regiones. Esta continuidad podría ser el resultado de la contracción de la materia oscura durante la época de colapso disipativo del material del disco, siempre y cuando la fracción de masa bariónica y el cociente b/R de la escala radial del disco b con el radio truncado R fueran menores que 0.1 y que el core del halo fuera grande, esto es $r_c/R > 0.5$ (Blumenthal et al. 1986).

Otra explicación alternativa la sugirieron Saio & Yoshii (1990) en la que la viscosidad turbulenta es la responsable de que la curva de rotación sea continua y no se aprecie ningún cambio en la región de transición entre la región dominada por la materia visible y la dominada por materia oscura.

La relación Tully-Fisher, que correlaciona la velocidad máxima de rotación y la luminosidad, todavía sigue sin tener una interpretación sólida. Puede que su origen físico esté conectado al de la conspiración halo-disco, o puede que resulte de manera natural de algún proceso autorregulado de formación estelar (Lin & Murray 1992) dado que la masa y el radio del bulbo vienen determinados por la distribución de densidad durante el colapso y el máximo de la curva de rotación por la masa del bulbo (Kent 1987b).

La gran cantidad de datos disponibles actualmente sobre la morfología y rotación de galaxias espirales ha dado lugar a la obtención de regularidades sistemáticas que hay que explicar. En la muestra de galaxias de Burstein & Rubin (1985) no se encontró correlación entre la morfología y la curva de rotación en el óptico, pero sí con el en-

torno (Whitmore, Faber & Rubin 1988). Algunos análisis más recientes no muestran esa correlación (Amram et al. 1993).

Casertano & van Gorkom (1991) analizaron las variaciones sistemáticas de la curva de rotación en las partes externas (a partir de $2/3$ del radio óptico hasta el último punto medido) y encontraron que la pendiente en esta región está correlacionada con la longitud radial del disco y anticorrelacionada con el máximo de la velocidad de rotación, es decir, galaxias con velocidades de rotación menores de 180 km/s presentan curvas de rotación ascendentes. Broeils (1992), con un análisis similar, encuentra dicha correlación sólo para galaxias con rotación lenta ($v_{max} < 180 \text{ km/s}$).

Otra propiedad importante que relaciona la distribución de materia oscura y luminosa a partir de curvas de rotación en el óptico es que el cociente entre la materia oscura frente a la materia luminosa total dentro del radio de Holmberg es aproximadamente 1 (Burstein & Rubin 1985), aunque puede variar en un factor 3 (Kent 1986; Athanassoula et al. 1987)

Todas las propiedades citadas hasta ahora parecen tener un origen dinámico o de condiciones iniciales pero independientes de cuál sea la naturaleza de la materia oscura. Sin embargo, hay otras que pueden restringir de alguna manera de qué tipo de materia debe tratarse la materia oscura, como vamos a ver.

Otro hecho todavía sin explicación satisfactoria, publicado por Bosma (1978), es que el cociente entre la densidad superficial de materia oscura y del gas neutro es constante a lo largo de la galaxia. En otras palabras, la curva de rotación es una versión a escala de la que tendría únicamente el gas. Broeils (1992) confirmó esta coincidencia para un número más amplio de galaxias. Un efecto similar se ha observado en galaxias de baja masa (Puche y Carignan 1991). El valor de este cociente es una función de la amplitud media de la curva de rotación; para galaxias enanas este valor es del orden de 2-5, mientras que para galaxias gigantes puede llegar hasta 100. Este ha sido el principal argumento en favor de la hipótesis de que la materia oscura debería ser bariónica para que siga la distribución del gas. En el capítulo V propondremos una hipótesis que explique esta relación.

Además, muchos estudios parecen indicar que la fracción de materia oscura y luminosa decrece a lo largo de la secuencia de Hubble de Sd a Sa. Esto ha inducido a pensar que parte de la materia oscura podría hacer el papel de depósito de gas fresco para formar posteriormente estrellas (Pfenniger et al. 1994a,b). No sólo eso: estudios detallados de edad-metalicidad y edad-velocidad confirman una tasa de formación estelar casi constante

en el disco local (Carlberg et al. 1985; Meusinger et al. 1991). Sin embargo, Larson et al. (1980) destacaron que con el ritmo medio de formación, el disco del gas se consumiría en $4 Gy$. Se da también la circunstancia de que algunas galaxias en merging o interactivas con indicios de perturbaciones de marea, contienen más masa de gas frío por unidad de luminosidad en el azul que las galaxias no perturbadas (Braine & Combes 1992, 1993), sugiriendo la posibilidad de que ese gas estuviera almacenado en las partes externas y conducido hacia el centro por fuerzas de marea de la galaxia compañera (Combes 1991).

Nuestro objetivo será encontrar una explicación a estas cuestiones que siguen todavía abiertas o, en su caso, usarlas como restricciones a las propiedades estructurales o dinámicas de la materia oscura. Haremos referencia a estas propiedades a lo largo de todo el trabajo de tesis y no serán exclusivas para este capítulo. La razón es que el éxito de cualquier alternativa a la materia oscura dependerá de su capacidad para explicar dichas propiedades.

3.6 Algunas propuestas sobre la naturaleza de la materia oscura

No se conoce el tipo de materia que forman los halos oscuros. En realidad, esa no es nuestra finalidad, sino la de buscar las consecuencias de la presencia de un halo oscuro en la dinámica estelar independientemente de qué tipo sea la materia oscura. Por lo tanto, no haremos una revisión de todas las hipótesis porque eso nos desbordaría. Sólo mencionaremos las que nos parecen más relevantes desde el punto de vista dinámico.

A raíz de las propiedades citadas en la sección anterior, Pfenniger, Combes & Martinet (1994a,b) propusieron que la materia oscura podría estar en forma de gas molecular muy frío en una disposición fractal y soportado dinámicamente por rotación. Existían argumentos en contra de que la materia oscura fuera bariónica en alguna forma difusa de gas (Heygi & Olive 1986) y se propusieron que podrían ser partículas exóticas como las que vienen de las teorías supersimétricas como el fotino, u otras como los WIMPS. Siempre cabía la posibilidad de que estuviera en objetos bariónicos masivos como enanas marrones, júpiteres, o estrellas de bajo brillo. Todos estos se denominaron con las siglas MACHOS. Actualmente se llevan a cabo ambiciosos proyectos para detectar MACHOS en el halo de nuestra galaxia; los resultados son preliminares. Pero para dar una teoría que explique la formación del halo no es suficiente conocer la composición sino también su estructura a diferentes escalas. En este caso tienen especial interés los cúmulos masivos de MACHOS. El hecho más sobresaliente que motiva el estudio de halos constituidos por

objetos masivos de masa del orden de $10^6 M_{\odot}$ es que esta masa es la que constituiría la masa dinámica de los halos, ya que corresponde a la masa de Jeans a escalas subgalácticas (Carr & Peebles 1984; Peebles 1987). Y además dispondríamos de una teoría capaz de explicar la gran cantidad de MACHOS observados (Ashman 1990). El estudio de estos halos será el tema principal de este capítulo.

La posibilidad de que la materia oscura en los halos estuviera constituida por agujeros negros masivos fue sugerida por Lacey & Ostriker (1985). Aunque presenta algunos inconvenientes, no está descartada completamente. Más recientemente Wasserman & Salpeter (1994) propusieron un marco en el que el 10% de la masa del halo podría estar en clusters oscuros de $10^7 M_{\odot}$.

Por otro lado, el hecho de que los halos de fermiones (semidegenerados o degenerados) en la configuración de equilibrio no reproduzcan el comportamiento asintótico plano de las curvas de rotación (Membrado, Pacheco & Sañudo 1989, 1990) podría solucionarse si los halos consistieran en una distribución isoterma modificada de esferas de fermiones (Sabadell 1996).

Pfenniger et al. (1994a,b) han propuesto que la materia oscura podría estar en forma de gas molecular a una temperatura de alrededor de $3 K$ en disposición fractal. La dimensión fractal observada para el gas frío del ISM implicaría, por extensión, que la estimación de la masa habría sido 10 veces más baja que la real. Debido a su baja temperatura y a su estructura fractal, el gas sería invisible en las partes de fuera para los detectores usuales. La estructura isoterma básica tendría un radio de unas $30 AU$ y una masa del orden de la de Júpiter.

Posteriormente se vio que aparecen nuevos problemas no abordados por Pfenniger et al. Existen dificultades con la densidad local del disco galáctico (Kuijken 1995), la altura del disco (van der Kruit & Shostak 1984; Olling & van Gorkom 1995), inestabilidades gravitatorias (Elmegreen 1995) y límites FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer Instrument) en la emisión de polvo frío (Reach et al. 1995).

Sin embargo, la idea de que la materia oscura sea en gran parte gas frío no ha sido desechada. A la luz de los primeros resultados de los experimentos de microlente gravitacional, que parecen señalar que el 20% de la masa en el halo está en forma de MACHOS, Gerhard & Silk (1995) consideran la posibilidad de que la materia oscura en los halos esté en forma de clusters de MACHOS embebidos en nubes densas de gas frío, con masas típicas de $10 M_{\odot}$ para los clusters y de $0.01 M_{\odot}$ para los MACHOS. La mezcla de estos

dos componentes se haría en los primeros estadios de la formación de la galaxia: el gas frío colapsaría y fragmentaría para formar clusters de objetos de masa del orden de la de Júpiter. La masa típica es muy diferente a la actual por las diferencias en las condiciones físicas de las nubes moleculares que observamos en nuestro entorno. De los trabajos realizados por Silk (1977, 1978) sobre fragmentación limitada por opacidad, se proponen masas para esos objetos entre $10^{-3} - 10^{-2} M_{\odot}$.

En este capítulo se considerarán los efectos en la dinámica y formación galáctica de la presencia de clusters masivos en el halo ($10^6 M_{\odot}$). Analizaremos si existe algún efecto en contra de las observaciones, que nos prohíba la existencia de estos objetos masivos en el halo.

3.7 Halo discreto

3.7.1 Introducción

Normalmente se considera al halo oscuro como un potencial exterior, esto es, el halo crea un pozo de potencial que acreta gas formando un disco en el que nacerán las estrellas. El efecto del halo sólo se manifestará en una rotación más rápida. Esto es así siempre que el halo presente una distribución suave, de tal manera que no produzca difusión en el espacio-fase de las estrellas debido a la interacción entre dos cuerpos. Sin embargo, no es descabellado pensar que la materia esté estructurada a diferentes escalas, desde cosmológicas, pasando por halos galácticos, hasta subestructuras a menor escala, en paralelismo con la materia luminosa.

Supongamos que el halo oscuro está formado por clusters masivos de objetos más ligeros: entonces se producirá un calentamiento del disco estelar por la tendencia a equipartición de la energía a través de colisiones a dos cuerpos entre las estrellas y los clusters del halo, generando un aumento de la dispersión de velocidades de las estrellas.

Es un hecho ampliamente conocido que la dispersión de velocidades va como $t^{1/2}$ para estrellas de diferentes edades del disco fino en la vecindad del sol (Wielen 1977). A este efecto se denomina “calentamiento del disco fino”. Varias hipótesis han sido vertidas para explicar este efecto:

- a) Difusión de las órbitas de las estrellas por colisiones con nubes moleculares masivas (Lacey 1984), pero este mecanismo satura a $v_c \sim 30 \text{ km/s}$ y la dependencia es $t^{1/4}$.
- b) Calentamiento dinámico por el paso de ondas espirales o perturbaciones en el

disco. Actualmente, una combinación entre el calentamiento por deflexión con nubes y por ondas espirales parece la más probable para explicar la dependencia observada.

c) Calentamiento por efecto del halo oscuro formado por clusters masivos. Esta hipótesis fue propuesta por Lacey y Ostriker.

En lo que sigue discutiremos con más profundidad la formación y la masa dinámica de estos clusters. Luego pasaremos a calcular el calentamiento que producirían en el disco fino. Investigaremos su interacción con el protodisco que se formó en los primeros estadios de formación de la Vía Láctea. Para ello predeciremos qué propiedades podría tener el protodisco. Como veremos en la sección (3.10), el disco grueso contiene información de la manera en que se formó la Vía Láctea; cómo se pasó del colapso al soporte por presión y rotación del disco. Analizaremos las consecuencias del halo oscuro en el disco grueso. También estudiaremos sus efectos en otras estructuras galácticas, supuestamente ligadas, como son los cúmulos globulares y las galaxias enanas.

3.7.2 Agregados ligados en el halo

El halo galáctico en la Vía Láctea lo forman una población estelar de una masa de $10^{10} M_{\odot}$ con una densidad de la forma $\frac{1}{r^n}$, otra de cúmulos globulares de masas cada uno entre 10^4 y $10^6 M_{\odot}$ y la componente de materia oscura, cuya subestructura se desconoce y que queremos investigar.

Como llevamos repitiendo en este capítulo, parece que hay evidencias claras de la gran abundancia de objetos MACHOS en el halo. Eso significaría que la materia oscura sería bariónica, pero habría que saber explicar cómo pudo darse una etapa de formación estelar.

Diferenciaremos entre que la formación de los clusters sea de origen pregaláctico o postgaláctico, es decir, antes de que se hubieran empezado a formar las galaxias por la caída de gas hacia los potenciales creados por la materia oscura o después. En el caso de materia oscura bariónica el problema es muy similar al de la formación de cúmulos globulares. Quizás el origen de los clusters de materia oscura fuera el mismo que el de los cúmulos globulares (GCs) pero con una evolución posterior muy diferente; los GCs formarían agregados de estrellas que serán visibles, y los clusters de materia oscura podrían estar constituidos, por ejemplo, de objetos tipo Júpiter o de enanas marrones indetectables.

Veamos las masas dinámicas para los clusters de materia oscura que se predicen en

cada caso.

3.7.2.1 Masa dinámica

Origen pregaláctico. En la literatura son familiares las expresiones de la masa de Jeans para los objetos pregalácticos gravitacionalmente ligados. Si las fluctuaciones de densidad iniciales fueran isotermas y la densidad del Universo estuviera dominado por bariones, sería esperable que los primeros objetos tuvieran la masa de Jeans justo después del desacoplo entre la radiación y la materia ($z \simeq 10^2 - 10^3$):

$$M_{Jb} = \frac{4\pi}{3} \rho_b \left(\frac{5\pi k T}{3G\mu_p \rho_b} \right)^{3/2} \sim 2 \times 10^6 \Omega_b^{-1/2} h_{50}^{-1} M_\odot \quad (3.6)$$

donde μ_p es la masa del protón, Ω_b es la densidad bariónica en unidades de la densidad crítica y h_{50} es la constante de Hubble en unidades de $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Si son capaces de disipar y colapsar por un factor Δ en radio, el radio final de cada cluster será:

$$r_c = 36 \text{ pc} \left(\frac{z_B}{100} \right)^{-1} \left(\frac{m_c}{10^6 M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{\Omega_b h_{100}^2}{0.1} \right)^{-1/3} \Delta^{-1} \quad (3.7)$$

donde z_B es el redshift en el cual se empiezan a formar y m_c es la masa de la nube.

Si las fluctuaciones iniciales de densidad fueran adiabáticas y la densidad del Universo hubiera estado dominada por partículas frías, entonces las fluctuaciones de estas partículas a escalas pequeñas habrían podido sobrevivir, y el espectro de tamaños $r_c(m_c)$ vendría dado por la ecuación anterior, pero z_B dependería a su vez de m_c . Para el caso de axiones, por ejemplo, $\Delta = 1$, pero si además hubiera caída de gas hacia estos clusters se daría $\Delta > 1$; esto ocurre cuando la masa de los clusters es mayor que $m_c \simeq 10^6 \Omega_a^{-1/2} h^{-1} M_\odot$ (Carr & Rees 1984). La masa bariónica en los clusters sería del orden de $\frac{\Omega_b}{\Omega_a} m_c \simeq 10^5 M_\odot$ para $\Omega_a = 1$, y $\Omega_b = 0.1$.

La importancia de determinar la masa de los primeros objetos ligados que se formarían después de separarse de la expansión fue discutida por Carr & Rees (1984). De hecho, también existe una teoría que atribuiría a los cúmulos globulares un origen pregaláctico (Peebles 1984) y que ha sido reconsiderada por Rosenblatt et al. (1988).

Origen postgaláctico. El modelo de Fall & Rees (1985) fue propuesto para explicar la formación de los cúmulos globulares a partir de una inestabilidad térmica en el gas protogaláctico que separaría el gas en dos fases. Esta inestabilidad podría ser operativa también en la materia oscura si fuera bariónica.

Vamos a ver que la masa del gas protogaláctico que condensa en nubes es mucho mayor que la masa luminosa en los halos de las galaxias espirales. Esto apoya la idea de que la mayor parte del gas formará objetos oscuros.

Supongamos que el gas de la nube protogaláctica que comienza el colapso disipativo dentro del halo oscuro tiene un perfil de la forma $\rho_i \propto R^{-2}$, donde R es la distancia galactocéntrica. Habrá inestabilidad térmica siempre y cuando el tiempo de enfriamiento, τ_{cool} , sea menor que el tiempo de caída libre, τ_{ff} . Ya que $\tau_{cool} \equiv 3\rho KT/(2\mu\Lambda)$ con $\Lambda = n_H^2 L(T)$ la función de enfriamiento y n_H el número de átomos de hidrógeno, y por lo tanto, si aumenta la densidad disminuye el tiempo de enfriamiento, luego la inestabilidad es clara.

Podemos calcular la densidad de gas que se habrá enfriado en nubes si suponemos que la estabilidad se recupera cuando se satisface la condición $\tau_{cool} = \tau_{ff}$. Dado que

$$\tau_{ff} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{R}{V_c} \quad (3.8)$$

el perfil de densidad de gas caliente será:

$$\rho_h \simeq 1.7 \times 10^{-24} \left(\frac{R}{kpc}\right)^{-1} g/cm^3 \quad (3.9)$$

donde se ha tomado que $L(T_h) \simeq 6 \times 10^{-24} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$ a $T_h = 10^6 \text{ K}$ (Fall & Rees 1985). Inmediatamente se deduce el perfil de densidad del gas en nubes, $\rho_c = \rho_i - \rho_h$.

Sea R_0 el radio en el que se cumple $\tau_{cool} = \tau_{ff}$ para el perfil inicial. Ya que $\rho_i(R_0) = \rho_h(R_0)$ entonces:

$$\rho_i \simeq 1.7 \times 10^{-24} \left(\frac{R}{kpc}\right)^{-2} \left(\frac{R_0}{kpc}\right) g/cm^{-3} \quad (3.10)$$

Se puede obtener el valor de R_0 si se iguala la ecuación anterior con la densidad del halo actual $\rho_H(R) = V_c^2/4\pi GR^2$, tomando $V_c = 220 \text{ km/s}$ se obtiene:

$$\rho_H(R) \simeq 6.1 \times 10^{-23} \left(\frac{R}{kpc}\right)^{-2} g/cm^{-3} \quad (3.11)$$

que implica que $R_0 \simeq 36 \text{ kpc}$. Este radio es muy parecido a la distancia en la que aparece un "gap" en la distribución de cúmulos globulares (33 kpc) encontrado por Zinn (1985) y parece indicar el final del halo galáctico.

La masa de cada componente sería:

$$M_h \simeq 1.3 \times 10^{11} \left(\frac{R_0}{30 \text{ kpc}}\right)^2 M_\odot \quad (3.12)$$

$$M_i \simeq 2.6 \times 10^{11} \left(\frac{R_0}{30 \text{ kpc}} \right)^2 M_\odot \quad (3.13)$$

$$M_c \simeq 1.3 \times 10^{11} \left(\frac{R_0}{30 \text{ kpc}} \right)^2 M_\odot \quad (3.14)$$

Si comparamos la masa que se ha deducido para el halo, $M_c \simeq 10^{11} M_\odot$ con la materia luminosa observada $\sim 5 \times 10^9 M_\odot$ se concluye que sólo el 4% del gas se ha transformado en materia luminosa.

Fall & Rees (1985) suponen que no habría hidrógeno molecular que pudiera enfriar a la nube por debajo de $10^4 K$ porque la radiación ultravioleta y los rayos X presentes en la época de formación de la galaxia lo destruirían. Bajo esta suposición es fácil calcular las masas y radios que se predicen para los cúmulos como sigue.

La masa de Jeans para una esfera isoterma confinada por una presión externa (la del gas caliente a $\sim 10^6 K$) es aquella para la que el sistema es inestable gravitatoriamente y colapsa. Esto fue estudiado por Mc Crea (1957) y obtuvo:

$$M_{Jcrit} = 1.18 \left(\frac{kT_c}{\mu_c} \right)^2 G^{-3/2} P_h \simeq 6 \times 10^5 \alpha^{-1} \beta^{-1/2} \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right)^{1/2} M_\odot \quad (3.15)$$

$$r_{Jcrit} = 0.49 \left(\frac{kT_c}{\mu_c} \right) G^{-1/2} P_h^{-1/2} \simeq 19 \alpha^{-1} \beta^{-1/2} \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right)^{1/2} \text{ pc} \quad (3.16)$$

$$\rho_{crit} = 2.44 \left(\frac{kT_c}{\mu_c} \right)^{-1} P_h \simeq 24 \alpha^2 \beta \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right)^{-1} M_\odot / \text{pc}^3 \quad (3.17)$$

por notación h: caliente, c: frío, y se ha usado $T_h = \alpha \mu_h \frac{v_c^2}{2k}$ donde v_c es la velocidad de rotación, $\mu_h = 0.59 \mu_p$, $\mu_c = 1.22 \mu_p$, $\beta \equiv \frac{\tau_{ff}}{\tau_{cool}}$, $P_h = \alpha \rho_h \frac{v_c^2}{2}$ y $T_c \simeq 9000 K$ (esta temperatura para la fase fría está de acuerdo con los argumentos de Fall & Rees 1985).

Puesto que la masa de Jeans va como $T_c^{3/2} \rho_c^{-1/2}$, las nubes gravitatoriamente inestables deberían fragmentar en una colección de unidades más pequeñas. La posterior evolución de estas nubes depende de las diversas fuentes de calentamiento y de las vías de enfriamiento. Fall & Rees (1985) estudiaron la posibilidad de crear cúmulos globulares, si bien a nosotros nos interesa el hecho de poder formar clusters oscuros en el halo.

Ashman (1990) estudió las vías de formación estelar que podrían conducir a la creación de clusters constituidos por objetos de baja masa (LMO). Para ello hace la hipótesis de que existiría hidrógeno molecular capaz de enfriar las nubes hasta temperaturas de $10^2 K$. Luego considera las vías de formación estelar una vez que el enfriamiento isócrono (a densidad constante) ha acabado. Parecen accesibles dos vías, una que lleva asociada formación estelar a “alta presión” y que produciría estrellas visibles, y la otra a “baja

presión”, que produciría LMOs. El parámetro que las separaría sería la masa crítica, M_{crit} , mínima por debajo de la cual no se formarían cúmulos visibles. Ashman propone que esta masa sería $M_{crit} \simeq 1.6 \times 10^5 M_{\odot}$. Por debajo de M_{crit} los clusters serían oscuros. Lo más importante del trabajo de Ashman es que los clusters de materia oscura tendrían un origen idéntico a los cúmulos globulares, y establece un marco en el que explicar la formación de grandes cantidades de estrellas débiles o MACHOS en el halo.

3.8 Halo discreto y su interacción con el disco

En la sección anterior hemos visto que independientemente de un origen pregaláctico o postgaláctico la masa dinámica de los clusters de materia oscura se encontraría entre $10^5 - 10^6 M_{\odot}$. En esta sección calcularemos el efecto de calentamiento que producirían en el disco estelar. Para ello calcularemos la dispersión de velocidades de las estrellas del disco fino en función del tiempo, suponiendo que éste es el único mecanismo de calentamiento de las estrellas. Eso nos dará una cota superior a la masa de los clusters de materia oscura. Usaremos la aproximación de epíclis y la ecuación de Maoz para calcular la transferencia de energía entre el halo discreto y el disco.

Aunque este efecto debería ocurrir en todos los discos de galaxias espirales, tomaremos siempre los valores que se observan para nuestra galaxia porque sólo para ésta se dispone de la dispersión de velocidades de las estrellas en función del tiempo; pero los resultados serán extrapolables a cualquier galaxia espiral.

3.8.1 Fricción dinámica entre el halo y el disco

Una partícula moviéndose a través de un medio compuesto de partículas ligeras está sometida a una fuerza de frenado conocida como fricción dinámica. Entre los diferentes tratamientos que se ha dado a la fricción dinámica y que han aparecido recientemente en la literatura encontramos el análisis del tipo Fokker-Planck (Binney & Tremaine 1987; Binney & Lacey 1988), el de la nube de polarización (Weinberg 1989; Bekenstein & Zamir 1991), o la fórmula fluctuación-disipación de Maoz (Maoz 1993).

Lacey & Ostriker (1985) estimaron el ritmo de calentamiento del disco si la materia oscura estuviera formada por agujeros negros y usaron la fórmula de Chandrasekhar. Encontraron un límite superior a la masa de los agujeros negros de $M_h = 2 \times 10^6 M_{\odot}$. Sin embargo, esta fórmula sólo considera colisiones a dos cuerpos, lo que puede ser una

simplicación excesiva. Además, la dependencia logarítmica sugiere que la mayor parte de la contribución viene de aquellos encuentros con gran parámetro de impacto, y por lo tanto, suponer que la galaxia es homogénea es una aproximación pobre. Tampoco es posible generalizarla a sistemas no homogéneos, ya que describir un encuentro por órbitas keplerianas en presencia de un potencial exterior no resulta adecuado.

Para el caso que nos ocupa, la fórmula de Maoz es especialmente adecuada por varios motivos. Algunos ya los señalamos en la sección (1.8).

Sistema dinámico. En nuestro caso el medio sin colisiones será el disco estelar con partículas de masa m_* , y las partículas objeto que sienten el frenado serán cada esfera del halo que atraviese el disco, que tendrán una masa M_h . La condición $M_h \gg m_*$ se cumplirá ampliamente.

En primer lugar la fórmula de Maoz ha sido deducida para sistemas inhomogéneos y así tendremos en cuenta que el disco es exponencial con dos escalas de longitud, la radial r_d , y la vertical, h_0 , que son muy diferentes (ecuaciones (3.1) y (3.3)).

La suposición de que el medio es estacionario significa que la autogravedad del medio perturbado no es tenida en cuenta. Esto es una buena aproximación cuando promediamos sobre todas las esferas del halo ya que el halo genera un potencial suave y no se espera que aparezca acumulación de masa o movimiento ordenado por efecto de autogravedad.

Por último, pensamos que es una fórmula sólida porque ha sido deducida de principios básicos sin hacer suposiciones de las órbitas de las estrellas.

Para más detalles remitimos al lector al capítulo primero.

En la siguiente sección vamos a describir la aproximación de epiciclo que es la que usaremos para seguir la evolución temporal de un disco de estrellas sumergido en un halo discreto.

3.8.2 Potenciales axisimétricos. Aproximación de epiciclo

Consideremos el disco fino de una galaxia espiral. La mayoría de las estrellas se mueven en órbitas aproximadamente circulares, que vienen descritas por oscilaciones alrededor de una órbita circular. Supondremos que el potencial tiene como plano de simetría el $z = 0$. Puesto que las órbitas circulares son un mínimo del potencial efectivo (ver por ejemplo Binney & Tremaine 1987), y si se hace un desarrollo en serie del potencial para órbitas cercanas al plano ecuatorial, es inmediato comprobar que si definimos la coordenada radial $x \equiv R_*(t) - R_g$, entonces $\ddot{x} = -\kappa^2 x$ y $\ddot{z} = -\nu^2 z$, donde R_g es el centro del epiciclo

y ν y κ vienen dadas por las expresiones:

$$\nu^2 = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_{(R_g, 0)}, \quad (3.18)$$

$$\kappa^2 = \left(R \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \right)_{R_g}, \quad (3.19)$$

Φ es el potencial gravitatorio y Ω es la velocidad angular.

Es fácil comprobar que hay 3 constantes del movimiento:

$$E_e = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \beta^2 x^2), \quad (3.20)$$

$$E_z = \frac{1}{2}(\dot{z}^2 + \nu^2 z^2), \quad (3.21)$$

$$J = R_* V_c(R_*) + \dot{y} R_*. \quad (3.22)$$

donde y es la coordenada perpendicular a x y z .

La relación a orden cero $J = R_g V_c(R_g)$ asocia a cada distancia un momento angular. Alrededor de cada centro R_g habrá estrellas oscilando con diferente amplitud pero con la misma frecuencia. Que tengan mayor dispersión de velocidades no significa que vibren a más frecuencia, sino que tienen más amplitud.

Sean $\langle E_e \rangle$ y $\langle E_z \rangle$ los valores de las energías de epiciclo promediados para todas las estrellas con un momento angular fijo. Estas se relacionan con las dispersiones de velocidades mediante:

$$\sigma_R^2 \equiv \langle (\dot{x} - \langle \dot{x} \rangle)^2 \rangle = \langle E_e \rangle, \quad (3.23)$$

$$\sigma_\phi^2 \equiv \langle (\dot{y} - \langle \dot{y} \rangle)^2 \rangle = \frac{\langle E_e \rangle}{\beta} \quad (3.24)$$

$$\sigma_z^2 \equiv \langle (\dot{z} - \langle \dot{z} \rangle)^2 \rangle = \langle E_z \rangle. \quad (3.25)$$

Si bien el promedio para calcular la dispersión de velocidades debe hacerse promediando para todas las estrellas en un diferencial de volumen, el error que se comete es del orden de $O(\sigma^2/V_c^2)$.

A la suma $E_{rand} \equiv E_e + E_z$ se suele denominar energía random para diferenciarla de la energía cinética que está en movimiento ordenado. Ahora ya tenemos una serie de relaciones entre energía y dispersión de velocidades. La ecuación de Maoz nos dará la cantidad de energía transferida al disco, pero para calcular la dispersión de velocidades de las estrellas es necesario estimar qué fracción de la energía se absorbe en movimiento de agitación o en movimiento ordenado.

Ese cociente se puede estimar en la aproximación de epiciclo. Suponiendo que los incrementos en las velocidades $\langle \Delta \dot{x} \rangle$, $\langle \Delta \dot{y} \rangle$, $\langle \Delta \dot{z} \rangle$, $\langle (\Delta \ddot{x})^2 \rangle$, $\langle (\Delta \ddot{y})^2 \rangle$ y $\langle (\Delta \ddot{z})^2 \rangle$ son constantes a lo largo de una órbita, se deduce del trabajo de Lacey & Ostriker (1985) que el cociente entre la energía absorbida en movimiento “random” y la energía transferida en movimiento ordenado es:

$$\frac{E_{rand}}{E_{rot}} \simeq \frac{5 \sigma_H}{2 V_c} \sim 1.77 \quad (3.26)$$

Es decir, los 2/3 de la energía inyectada al disco se adquirirá en energía random.

3.8.3 Perturbaciones no axisimétricas. El papel de la barra

En la sección anterior hemos descrito el formalismo de epiciclo que usaremos para calcular el calentamiento del disco por clusters masivos en el halo. Hemos dejado para una sección posterior discutir la posibilidad de que haya otros efectos de calentamiento en el disco. Sin embargo, debemos establecer antes en qué condiciones es correcto suponer que tenemos axisimetría, que es la base de la teoría de epiciclo.

Las estrellas encuentran a lo largo de la órbita, fluctuaciones del potencial producidos por la presencia de barras, brazos espirales, halos o bulbos triaxiales, la parte exterior del esferoide, nubes moleculares, etc. Entre ellas, la barra es la que puede producir efectos más notables en la dinámica estelar por ser resonantes y acumulativos. Discutamos el problema en el marco de la Vía Láctea.

La existencia de una barra en la Vía Láctea ha sido ya confirmada por distintos medios (Blitz & Spergel 1991b; Weinberg 1992; Blitz et al. 1993). Se detectaron evidencias directas de distorsiones en la parte interior de nuestra galaxia con observaciones en $2.4 \mu m$ del centro galáctico (Blitz & Spergel 1991b), aunque se había postulado su existencia para explicar movimientos no circulares de HI hacia el centro de la galaxia (Blitz & Spergel 1991a). Weinberg (1992) infirió una barra a partir de observaciones de estrellas tipo SB, y dedujo que la longitud total de la barra sería de $6 kpc$ -aproximadamente- basándose en el análisis de variables IRAS. Sin embargo, el radio entre sus ejes, velocidad angular, etc. se desconocen.

La barra puede tener un efecto significativo tanto en el movimiento sistemático como en la dispersión de velocidades de las estrellas. La respuesta más notable de las órbitas tienen lugar cerca de las resonancias (eg. Tremaine & Weinberg 1984) donde los efectos no lineales dominan la cinemática estelar. Pero el hecho más relevante apuntado por

Weinberg (1994) es que la localización de la banda donde los efectos resonantes son apreciables, depende de la historia evolutiva de la velocidad de la barra. Consecuentemente, podrían observarse algunos efectos en las estrellas incluso hasta cerca de la posición del sol. Para una barra prominente, la resonancia de Lindblad puede pasar de estar a una distancia de 5 kpc a 6 kpc , al perder momento angular la barra conforme evoluciona.

En este apartado consideraremos el calentamiento del disco si incluimos una barra interna que crece adiabáticamente. Ya que el potencial no perturbado es axisimétrico, usaremos las variables acción-ángulo para describir el movimiento estelar $(\tilde{I}, \tilde{\omega})$, respectivamente.

Lejos de las resonancias, en las partes externas del disco ($R > 8 \text{ kpc}$), las órbitas estelares se pueden describir por la teoría estándar de epíclis. Allí, la barra impone una oscilación forzada a las estrellas, pero no contribuye significativamente al calentamiento del disco. Excepto para encuentros muy cercanos de dos cuerpos, la evolución será adiabática porque el ritmo de calentamiento (por el halo) es muy pequeño comparado con la escala de tiempos dinámica. Por lo tanto, la integral del momento angular en una trayectoria es un invariante adiabático del movimiento.

Sin embargo, ya no será un invariante adiabático cerca de las resonancias. Conforme la perturbación de la barra crece, un determinado número de trayectorias, para un determinado centro de epíclis, cruzan a través de una resonancia y sufren un salto en la acción, quedando atrapados en libración. El conjunto de órbitas en libración y en rotación aumenta la dispersión de velocidades (Weinberg 1994). Para mostrarlo, Weinberg compara las predicciones por efecto de la barra con los datos cinemáticos de las estrellas gigantes tipo K tomados por Lewis & Freeman (1989).

Para una órbita atrapada en libración, tanto la amplitud de epíclis como el radio del centro del epíclis cambian con el tiempo. Cuando la órbita pasa por una resonancia, el centro del epíclis sufre un salto. Por lo tanto, si incluimos otra fuente de calentamiento al disco que dependa del radio (como ocurre con el calentamiento por el halo oscuro), el ritmo de calentamiento irá cambiando con el tiempo y será diferente para las órbitas atrapadas en libración. Para estimar el ritmo de calentamiento en estas regiones necesitaríamos la fracción de órbitas en libración, el movimiento medio de estas estrellas y la dispersión de velocidades. Además, esperaríamos que el incremento de la dispersión de velocidades por el calentamiento como consecuencia del halo produjera un efecto de amplificación a la respuesta de la barra porque el volumen del espacio fase sometido a

las resonancias aumenta siempre que el efecto de calentamiento por el halo se pueda considerar una perturbación al efecto de la barra. Si no fuera así, el efecto de calentamiento sería tan intenso que determinaría por si solo la dispersión de velocidades.

Con el fin de discernir cuál es la dispersión de velocidades en la banda de resonancia, sería necesario conocer la historia evolutiva de la barra. Se pueden imponer algunas restricciones al ritmo de frenado o aceleración de la barra a partir de los datos de la dispersión de velocidades en las resonancias, pero todavía no hay ningún trabajo hecho en ese aspecto. La dinámica de la barra es muy compleja. Incluso no hay acuerdo entre las predicciones teóricas de simulaciones de N-cuerpos sobre el frenado de la barra (Athanasoula 1996). Por ahora, cualquier predicción sobre la dispersión de velocidades con la edad alrededor de las zonas de resonancia es prematura. Además, las resonancias verticales por perturbaciones no axisimétricas pueden producir el crecimiento del bulbo o de concentración de masa hacia el centro (Pfenniger 1984; Pfenniger & Norman 1990). Nuestro objetivo será calcular el calentamiento del disco fuera de las bandas de resonancia. Está fuera del alcance de este trabajo una descripción completa de la dispersión de velocidades.

3.8.4 Calentamiento por objetos masivos

Sea una partícula en el halo de masa M_h y en la posición (R, z_x) , y calculemos los parámetros que determinan el ritmo de calentamiento. Si $z_x \gg h_0$ entonces el disco de estrellas se puede considerar como un disco infinitesimalmente delgado $h_0 \rightarrow 0$, y el parámetro relevante será r_d . En ese caso y si $r_d \rightarrow \infty$ entonces:

$$\ln \Lambda \sim \frac{1}{d} - \frac{1}{r} \quad (3.27)$$

Eso significa que el comportamiento del logaritmo de Coulomb es diferente para el caso de 2D. Conforme z_x empiece a ser del orden de h_0 habrá que tener en cuenta que la distribución es tridimensional, o dicho de otro modo, que hay dos parámetros geométricos relevantes r_d y h_0 . Nos preguntamos hasta qué punto es importante la forma de la distribución de la masa para la fricción dinámica. En particular, nos planteamos poder estimar con la fórmula de Maoz, el logaritmo de Coulomb para una distribución con dos parámetros geométricos muy diferentes, es decir, cual es el parámetro de impacto máximo efectivo. Aunque la fórmula de Maoz (y la de Chandrasekhar) no es precisa para parámetros de impacto muy grandes, no es un problema esencial porque la galaxia es finita.

En la próxima subsección evaluaremos el logaritmo de Coulomb a partir de la ecuación de Maoz. El lector que no esté interesado en esta parte más técnica puede seguir los resultados que se describen a partir del párrafo (3.8.4.1.4).

3.8.4.1 Logaritmo de Coulomb en el disco

Por los comentarios anteriores, será ilustrativo calcular en el plano ecuatorial ($z = 0$) el ritmo de pérdida de energía promedio de la distribución isoterma de partículas dada por:

$$f_d(r, v) = \frac{1}{(2\pi\sigma_h^2)^{3/2}} \frac{\rho_c}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)} e^{-v^2/2\sigma_h^2} \quad (3.28)$$

Como una primera aproximación al problema se podrá reemplazar la distribución vertical estándar $\text{sech}^2(z)$ por una columna de densidad $\rho_d(R, z = 0)$ constante a lo largo de z y una escala de alturas equivalente z_0 .

El ritmo de disipación de energía de la partícula del halo en el lugar $(r_0, 0)$, promediada en el espacio de velocidades será:

$$\left(\frac{d\tilde{E}}{dt}\right) = \tilde{I}(\sigma_*, \sigma_h) \left[\int_d^\infty \frac{1}{z} \rho_d(r_0, z) dz - \int_{-\infty}^{-d} \frac{1}{z} \rho_d(r_0, z) dz + \int_{-d}^d \frac{1}{d} \rho_d(r_0, z) dz \right], \quad (3.29)$$

donde $\rho_d(R, z)$ es el perfil de densidad del disco y

$$\tilde{I}(\sigma_*, \sigma_h) = -2\sqrt{2\pi} \frac{G^2 M_h^2}{\sigma_*^2 \sigma_h} \frac{\tau^2}{1 + \tau^2} \int_0^\infty v \operatorname{erf}\left(\frac{v}{\sqrt{2}\sigma_*}\right) \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_h^2}\right) dv. \quad (3.30)$$

Recordemos que d es el radio del objeto del halo, σ_h es la dispersión de velocidades (en 1 dimensión) del halo, σ_* la de las estrellas, M_h la masa de los objetos oscuros del halo y $\tau = \sigma_*/\sigma_h$. En la ecuación (3.29) sólo hemos considerado la dependencia en la dirección z de la densidad que está justificada si la contribución de las estrellas en $r > h_0$ es despreciable (veremos en la siguiente sección que esta condición se satisface).

La escala equivalente cumplirá:

$$\frac{d\tilde{E}}{dt} = \tilde{I}(\sigma_*, \sigma_h) \rho_d(r_0, 0) \ln\left(\frac{z_0}{d}\right), \quad (3.31)$$

Si $h_0 = 0.7 \text{ kpc}$ y $d = 5 \text{ pc}$ obtenemos que $z_0 = 0.550 \text{ kpc}$ constante a lo largo del disco.

Ya podemos pasar a evaluar la fórmula de Maoz para un disco exponencial de densidad y altura z_0 . La integral tiene tres términos; el primero (segundo) es simétrico

(antisimétrico) bajo transformaciones $\vec{r} - \vec{r}_0 \longrightarrow -(\vec{r} - \vec{r}_0)$. Por lo tanto, sólo contribuye la parte simétrica (antisimétrica) de la densidad. El tercer término no contribuye a la fricción porque $\langle \vec{v} \cdot \nabla \Phi \rangle = 0$.

Con el fin de poder hacer un tratamiento analítico, descomponemos la parte espacial de la integral en tres partes. La contribución local (LOC) vendrá dada por la masa contenida en $d < |\vec{r} - \vec{r}_0| < z_0$. La contribución del casquete (SH) sería aquel causado por las estrellas moviéndose en el volumen $z_0 < |\vec{r} - \vec{r}_0| < z_{shell}$ con $|z| < z_0$. Y llamaremos término no local (NL) al que corresponde a $|\vec{r} - \vec{r}_0| > z_{shell}$ y $|z| < z_0$. Algebraicamente:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part} = \frac{dE_{LOC}}{dt} + \frac{dE_{SH}}{dt} + \frac{dE_{NL}}{dt}. \quad (3.32)$$

Hemos establecido la frontera en z_0 por razones obvias, como se verá más adelante, y en $z_{shell} = 3z_0$ para optimizar las aproximaciones que hemos hecho en cada región como se muestra en lo que sigue. Todas las aproximaciones subestiman $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part}$, así que la suma de los términos en la ecuación (3.32) está justificada.

Tomamos los valores $\sigma_* = \sigma_*(r_0)$ para LOC y SH, mientras que asumiremos un valor intermedio, $\sigma_* = \sigma_*(2r_d)$, para NL.

3.8.4.1.1 Contribución local

En esta región podemos hacer un desarrollo en serie de la densidad $\rho_d(\vec{r}) = \rho_d(\vec{r}_0) + \nabla \rho_d \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0) + \frac{1}{2} \partial_{ij} \rho_d (\vec{r} - \vec{r}_0)_i (\vec{r} - \vec{r}_0)_j + \dots$

El término de orden cero de LOC es el que tendría una partícula viajando en un medio esférico y homogéneo y es:

$$\frac{dE_{LOC}^0}{dt} = -\Theta_{LOC}^0 \int_0^\infty e^{-\frac{v^2}{2\sigma_h^2}} \sinh\left(\frac{v_0 v}{\sigma_h^2}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{v}{\sqrt{2}\sigma_*}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v}{\sigma_*} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_*^2}} \right) dv, \quad (3.33)$$

en donde la velocidad azimutal de rotación del disco, v_0 , se ha tenido en cuenta y:

$$\Theta_{LOC}^0 = 4\sqrt{2\pi} G^2 M_h^2 \rho_0 \left(\frac{e^{\frac{v_0^2}{2\sigma_h^2}}}{v_0 \sigma_h} \right) \ln\left(\frac{z_0}{d}\right) e^{-\frac{r_0}{r_d}}. \quad (3.34)$$

como es habitual usamos la notación $\rho_0 \equiv \rho_d(0, 0)$.

El factor $\rho_0 e^{-\frac{r_0}{r_d}}$ aparece de la dependencia de la ecuación de Maoz con la densidad, $\ln \frac{z_0}{d}$ es el logaritmo de Coulomb y es fácil ver que en el límite $v_0 \rightarrow 0$, la ecuación (3.33) es el ritmo de disipación en un medio esférico (ver sección (1.8)).

El término de primer orden de LOC tiene la expresión general:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{LOC}^1}{dt} &= \int \frac{4\pi G^2 M_h^2 r_{max}}{3\sigma_*^2} \nabla \rho_d \cdot \vec{v} f(\vec{v}) d^3\vec{v} \\ &= \frac{2\sqrt{2\pi} G^2 M_h^2 r_{max}}{3\sigma_*^2 \sigma_h} \int \frac{\partial \rho_d}{\partial y} v_y e^{-\frac{v_y^2}{2\sigma_h^2}} dv_y = 0, \end{aligned} \quad (3.35)$$

aquí y es la coordenada radial.

Las contribuciones de segundo orden son despreciables porque son de orden (z_0^2/r_d^2) .

3.8.4.1.2 Disipación en el casquete

Debido a la complejidad a la hora de calcular la integral de seis variables, intentaremos estimarla haciendo varias aproximaciones. Descompondremos esta contribución en dos partes, una que vendría de la componente azimutal de la velocidad ($//$), y la otra de la componente perpendicular (\perp):

$$\frac{dE_{SH\perp}^0}{dt} \simeq -\Theta_{SH\perp}^0 \int_0^\infty e^{-\frac{v^2}{2\sigma_h^2}} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{v}{\sqrt{2}\sigma_*}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v}{\sigma_*} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_*^2}} \right) dv, \quad (3.36)$$

donde

$$\Theta_{SH\perp}^0 = \frac{2G^2 M_h^2}{\sigma_h^2} \rho_0 e^{-\frac{r_0}{r_d}} \frac{z_0}{z_{shell}} \ln\left(\frac{z_{shell}}{z_0}\right), \quad (3.37)$$

y el factor $\frac{z_0}{z_{shell}}$ se deduce por consideraciones geométricas. Esta aproximación es tanto más exacta conforme $z_{shell} \rightarrow z_0$ pero para NL la aproximación es mejor cuando $z_{shell} \gg z_0$. Nosotros tomaremos $z_{shell} = 3z_0$ ($\Lambda = 3$) como un compromiso, pero los resultados no dependen de forma apreciable de la posición de z_{shell} .

La expresión para $\frac{dE_{SH//}^0}{dt}$ es más compleja. En coordenadas cilíndricas:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{SH//}^0}{dt} &= \Theta_{SH//}^0 \int_{-\infty}^\infty dv v e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma_h^2}} e^{-\xi} \int_{z_0}^{3z_0} dr \frac{1}{r} \\ &\times \int_\Omega d\theta d\varphi \sin^2 \theta \cos \varphi e^{\xi \sin^2 \theta \cos^2 \varphi} \operatorname{erf}(\sqrt{\xi} \sin \theta \cos \varphi), \end{aligned} \quad (3.38)$$

con

$$\Theta_{SH//}^0 = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{G^2 M_h^2}{\sigma_*^2 \sigma_h} \rho_0 e^{-\frac{r_0}{r_d}}, \quad (3.39)$$

aquí $\xi = \frac{v^2}{2\sigma_*^2}$. Con el cambio de variables $\begin{pmatrix} t = \sin \theta \cos \varphi \\ u = \cos \varphi \end{pmatrix}$, la variable angular u puede ser integrada y reducida a:

$$\frac{1}{t} \arcsin\left(\frac{1 - (t/u)^2}{1 - t^2}\right)^{1/2}, \quad (3.40)$$

lo que significa que debemos resolver numéricamente una integral de dos variables (v, t) .

$\frac{dE_{SH}^0}{dt}$ será una función de $\frac{dE_{SH\perp}^0}{dt}$ y $\frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt}$. La regla de composición más simple sería $\frac{dE_{SH}^0}{dt} = f \frac{dE_{SH\perp}^0}{dt} + g \frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt}$. Ya que la igualdad $\frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}) = \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel}) + \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\perp})$ (donde $\vec{v}_{\parallel} \cdot \vec{v}_{\perp} = 0$) no se cumple en general, no podemos concluir que $f = 1, g = 1$. Para un medio homogéneo y en el caso particular que $v_{\parallel} = v_{\perp} > \frac{3}{2}\sigma_*$, entonces $\frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel}) > \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp})$, y en el límite $v_{\parallel} = v_{\perp} \gg \frac{3}{2}\sigma_*$, $\frac{dE}{dt} \rightarrow \sqrt{2} \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp})$. La ley de composición para $v_{\parallel} \gg v_{\perp} \gg \frac{3}{2}\sigma_*$ sería $\frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}) = \min(\frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel}), \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\perp}))$. Por otro lado, para un disco infinitesimalmente delgado $\frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}) = \frac{\tau}{\sqrt{1+\tau^2}} \frac{dE}{dt}(\vec{v}_{\parallel})$, donde $\tau = \frac{\sigma_*}{\sigma_h}$ (con v_{\parallel} paralelo al plano del disco).

En nuestro caso $v_{\parallel} \sim \sqrt{\frac{3}{2}}v_{\perp}$, $\frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt} \simeq 10 \frac{dE_{SH\perp}^0}{dt}$ y $v_{\perp} \sim 200 \text{ km/s}$ es mucho mayor que $\sigma_* \sim 15 \text{ km/s}$; y por la discusión anterior usaremos la ley de composición siguiente:

$$\frac{dE_{SH}^0}{dt} = \min\left(\frac{dE_{SH\perp}^0}{dt}, \frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt}\right) + g \frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt} > \frac{dE_{SH\perp}^0}{dt} + \frac{\tau}{\sqrt{1+\tau^2}} \frac{dE_{SH\parallel}^0}{dt}. \quad (3.41)$$

La última desigualdad es debida al grosor del casquete. Hemos elegido $g = \frac{1}{5}$, un valor mayor que $\frac{\tau}{\sqrt{1+\tau^2}}$ pero muy cercano a éste, con el fin de obtener un valor mínimo del calentamiento; es decir, en el rango de posibles valores de g , tomamos el más pesimista. En cualquier caso, SH es mucho menor que LOC y por lo tanto no es significativo el valor exacto de g .

3.8.4.1.3 Efecto no local

Para esta región es obvio que el disco puede considerarse infinitesimalmente delgado (el ángulo máximo que subtiende la región es $\theta^{max} = 18.5^\circ$, se subestimaré ligeramente el resultado). Con una translación, podemos tener un sistema de referencia en el cual $\vec{r}_0 = 0$, y usar coordenadas cilíndricas (θ_r, r) (θ_r , el ángulo entre el eje azimutal y \vec{r}). Por notación definimos $a \equiv \cos \theta_r$, $b \equiv \sin \theta_r$, y $\tau \equiv \frac{\sigma_*}{\sigma_h}$, $\mu \equiv \frac{v_0}{\sigma_h}$.

Como $\rho_d(\vec{r})$ ya no es ni simétrica ni antisimétrica, debemos calcular los dos términos de la ecuación de Maoz, que denotamos $\frac{dE_{NL1}}{dt}$ y $\frac{dE_{NL2}}{dt}$.

La integral en r del primer término es:

$$\aleph(R_c, b) = \int_{3z_0}^{\infty} \frac{1}{r^2} \exp\left(-\frac{R_c}{r_d} \sqrt{1 + \frac{r^2}{R_c^2} - \frac{2r}{R_c} b}\right) dr, \quad (3.42)$$

donde R_c es la distancia galactocéntrica de la partícula del halo.

Ahora dejamos fijo θ_r y hacemos una rotación de ángulo θ_r . La integral en el espacio

de velocidades queda:

$$\begin{aligned} & \int v_x \exp\left(-\frac{v_y^2}{2\sigma_*^2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{v_x}{\sqrt{2}\sigma_*}\right) \\ & \times \exp\left(-\frac{(av_x - bv_y - v_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) \exp\left(-\frac{(bv_x + av_y)^2}{2\sigma_h^2}\right) dv_x dv_y \\ & = 2\Xi\sigma_*^2 e^{-\frac{v_0^2}{2\sigma_h^2}} \int_{-\infty}^{\infty} t \exp(-\tau^2 t^2 + \sqrt{2}a\mu\tau t) \operatorname{erf}(t) dt, \end{aligned} \quad (3.43)$$

donde en la última igualdad hemos integrado en dv_y , hemos hecho el cambio de variables $t = v_x/(\sqrt{2}\sigma_*)$, y Ξ viene dada por:

$$\Xi = \sqrt{2\pi} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \sigma_* e^{\frac{1}{2} \frac{\tau^2 \mu^2}{1 + \tau^2} b^2}. \quad (3.44)$$

En resumen,

$$\frac{dE_{NL1}}{dt} = -\Omega_1 \int_0^{2\pi} \aleph(R_c, \theta_r) \Upsilon(\theta_r) e^{\frac{1}{2} \frac{\tau^2 \mu^2}{1 + \tau^2} b^2} d\theta_r, \quad (3.45)$$

con

$$\Omega_1 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} G^2 M_h^2 \Sigma_0 \frac{\tau^2}{1 + \tau^2} \frac{1}{\sigma_h} e^{-\mu^2/2}, \quad (3.46)$$

y

$$\Upsilon(\theta_r) = \int_{-\infty}^{\infty} t \exp(-\tau^2 t^2 + \sqrt{2}a\mu\tau t) \operatorname{erf}(t) dt. \quad (3.47)$$

Para el caso $r_d \rightarrow \infty$ y $\mu \rightarrow 0$ recuperamos las expresiones del ritmo de disipación de una distribución isoterma de objetos test en un disco infinitesimalmente delgado (ec. (3.29)) con:

$$\aleph(R_c, b) = \frac{1}{r_{min}} - \frac{1}{r_{max}}, \quad (3.48)$$

$$\Upsilon = 2 \int_0^{\infty} t \exp(-\tau^2 t^2) \operatorname{erf}(t) dt. \quad (3.49)$$

El segundo término se puede calcular de forma similar. Es fácil ver que $\langle \alpha \rangle = -(\frac{v_0}{\sqrt{2}\sigma_*})a$ y por lo tanto $\frac{dE_{NL2}}{dt} = 0$ por simetría ($\theta \rightarrow \pi - \theta$).

3.8.4.1.4 Suma de las contribuciones

En la fig. (3.1) se muestra LOC, SH y NL (estos dos últimos multiplicados por 10) y la suma total para valores que llamaremos estándar y que tomamos: $\sigma_{*R}(R) = 50 e^{-\frac{R}{2r_d}} km/s$, $\sigma_h = \frac{v_c}{\sqrt{2}}$ (v_c es la velocidad plana de rotación, $220 km/s$ para nuestra galaxia), y para la velocidad de rotación adoptamos la dependencia sencilla:

$$v_0(R) = \frac{v_c}{2r_d} R \quad R < 2r_d, \quad (3.50)$$

$$v_0(R) = v_c \quad R > 2r_d, \quad (3.51)$$

con $z_0 = 0.550 \text{ kpc}$, $\frac{z_0}{d} = 115$, normalizada a $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part}^{standard-par.} = 1$ en 3 kpc .

El término local aporta la contribución principal. Vemos que la contribución no local, NL, que viene de encuentros con parámetros de impacto grandes ($b > 3z_0$), no es importante.

Con este cálculo podemos dar también una estimación mejor del parámetro de impacto máximo y poder así seguir usando la fórmula de Chandrasekhar, definimos $\ln \Lambda_g$:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part} = 4\pi \frac{G^2 M_h^2 \rho_d(r)}{\langle v_h \rangle} \ln \Lambda_g \quad (3.52)$$

que para $\langle v_h \rangle = 300 \text{ km/s}$ y $d = 5 \text{ pc}$ resulta $\ln \Lambda_g = 6.33$ en la vecindad solar.

En la fig. (3.2) comparamos el ritmo de pérdida de energía entre un disco con los parámetros estándar y un disco con los mismos parámetros excepto que la dispersión de velocidades se ha multiplicado por 3. Lo importante es que el resultado no cambia apreciablemente para distancias galactocéntricas mas allá de 5 kpc . Por lo tanto, el ritmo de transferencia de energía será independiente del tiempo en la vecindad solar.

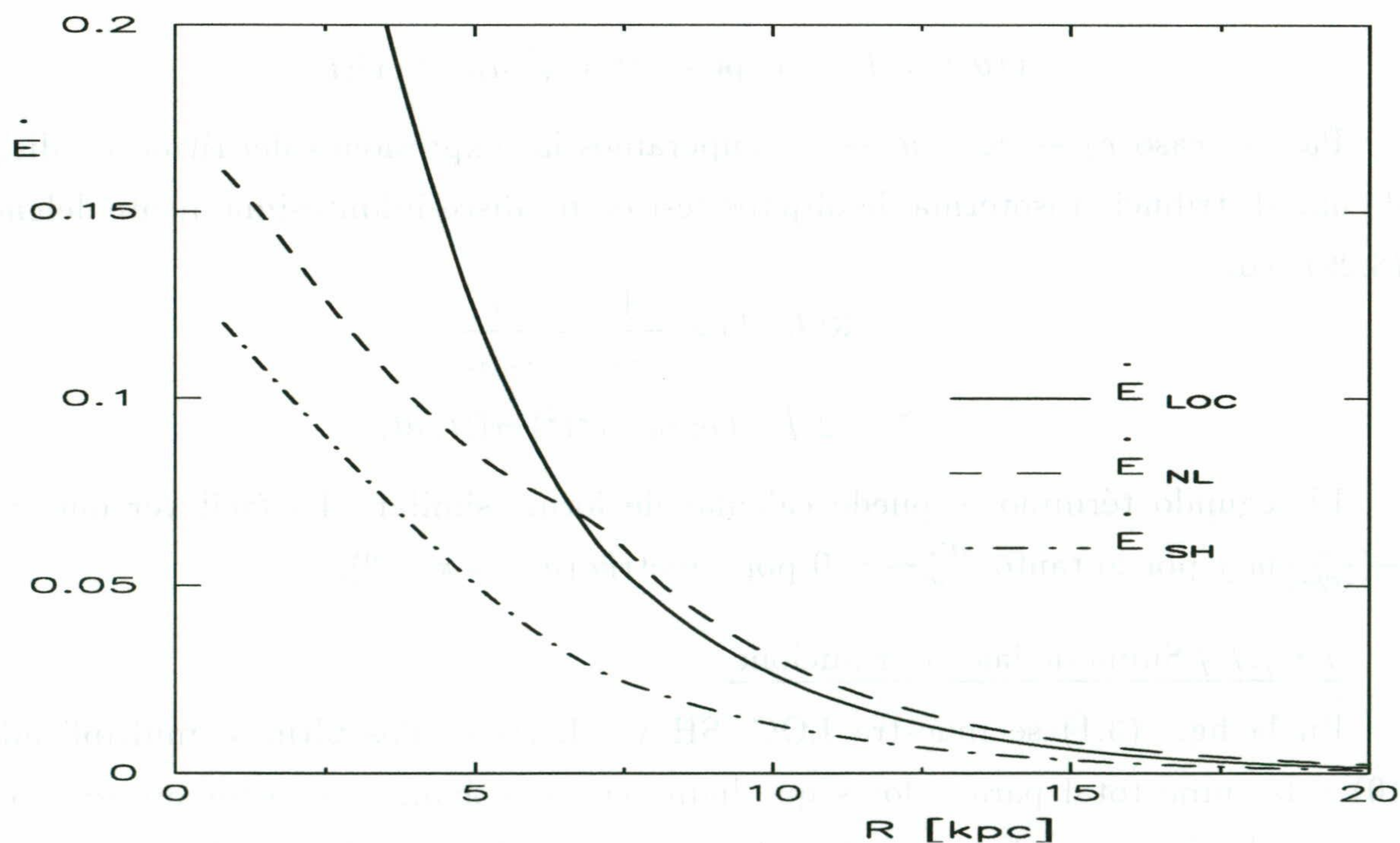


Figura 3.1: Contribución al calentamiento de cada región en función del radio galactocéntrico.

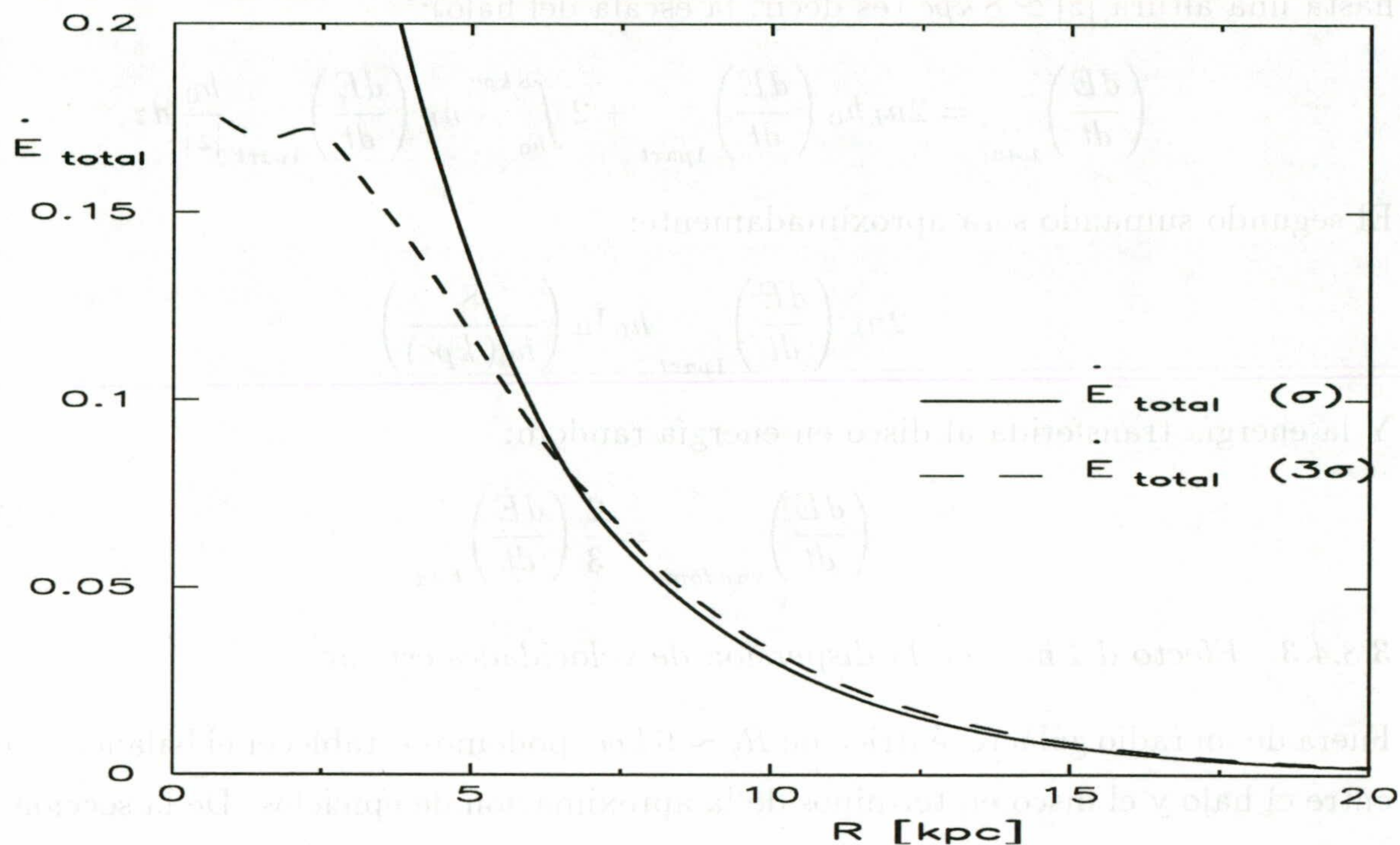


Figura 3.2: Ritmo de transferencia de energía por una partícula del halo, y lo mismo pero con la dispersión de velocidades del disco multiplicada por 3.

3.8.4.2 Calentamiento por un halo de partículas

El valor del logaritmo de Coulomb depende de la posición de la partícula en el halo. En la sección anterior lo hemos calculado para una partícula que se encontrara cerca del plano del disco. En trabajos anteriores, este logaritmo se estimaba haciendo la suposición de que el parámetro de impacto máximo era del orden del radio de la galaxia, o bien a partir de simulaciones de N-cuerpos. El rango de valores usados que podemos encontrar en la literatura puede variar en un factor 2.

Es importante darse cuenta de que para un disco sumergido en un halo homogéneo e infinito, el calentamiento total no debería depender de h_0 porque todas las estrellas estarían sometidas a la misma fricción independientemente de su altura en el disco. Aunque el halo oscuro tiene una distribución $1/r^2$, el core es tan grande, $\sim 8 \text{ kpc}$, que el calentamiento total tampoco debería depender de manera sensible de la altura del disco.

Como una aproximación, supondremos que el calentamiento que producen las partículas del halo que se encuentran a una altura $|z| < 0.7 \text{ kpc}$ (es decir la escala del disco) es el mismo, y que para aquellas situadas $|z| > 0.7 \text{ kpc}$ el calentamiento decrece como $\frac{1}{|z|}$

hasta una altura $|z| \simeq 8 \text{ kpc}$ (es decir, la escala del halo):

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{total} = 2n_h h_0 \left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part} + 2 \int_{h_0}^{8 \text{ kpc}} n_h \left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part} \frac{h_0}{|z|} dz \quad (3.53)$$

El segundo sumando será aproximadamente:

$$2n_h \left(\frac{dE}{dt}\right)_{1part} h_0 \ln \left(\frac{8}{h_0(\text{ kpc})}\right) \quad (3.54)$$

Y la energía transferida al disco en energía random:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{random} = \frac{2}{3} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{total} \quad (3.55)$$

3.8.4.3 Efecto del halo en la dispersión de velocidades estelar

Fuera de un radio galactocéntrico de $R_b \sim 6 \text{ kpc}$, podemos establecer el balance de energía entre el halo y el disco en términos de la aproximación de epiciclos. De la sección (3.8.2) se sigue que:

$$\Delta \langle E_e \rangle (R) = \Sigma_d(R) \Delta \sigma_R^2(R, t), \quad (3.56)$$

$$\Delta \langle E_z \rangle (R) = \Sigma_d(R) \Delta \sigma_z^2(R, t), \quad (3.57)$$

Estas expresiones son válidas más allá de R_b porque hemos despreciado los efectos con el bulbo y de las resonancias.

La energía “random” es:

$$\langle E_{rand} \rangle = \Sigma_d(\Pi(e_\Phi) \sigma_R^2(t) + \sigma_z^2(t)) = \Sigma_d(\Pi(e_\Phi) + \mu^{-2}) \sigma_R^2(t), \quad (3.58)$$

donde hemos expresado $\sigma_R = \mu \sigma_z$ y $\Pi(e_\Phi)$ es una función que depende de las distorsiones no axisimétricas; para un disco axisimétrico $\Pi = 1$. El cociente promedio axial del disco $\sigma_R : \sigma_\theta : \sigma_z$ del elipsoide de velocidad depende del scattering que sufren las estrellas por las nubes moleculares, los clusters oscuros, los brazos espirales, la barra, y por efectos de la elipticidad del disco. Las nubes y los clusters oscuros tienden a hacer más esférico el elipsoide de velocidad, mientras que las ondas espirales y las barras hacen aumentar las componentes paralelas al plano. La importancia de estos efectos se parametrizará con la función Π , así que se cumplirá $\Pi \leq 1$.

Si $\frac{d\langle E_t \rangle}{dt}$ es constante en el tiempo como vimos en la sección (3.8.4.1), obtenemos:

$$\sigma_{Rt}(t) = \left(\sigma_{0t}^2 + \frac{2}{3\Sigma_d(\Pi + \mu^{-2})} \frac{d\langle E_t \rangle}{dt} (t - t_0) \right)^{1/2} \equiv (\sigma_{0t}^2 + D_0(t - t_0))^{1/2} \quad (3.59)$$

que va como $t^{1/2}$, que es la dependencia deducida para un movimiento Browniano (Saslow 1985). En la vecindad solar, que es donde observamos la dependencia temporal de la dispersión de velocidades, obtenemos según los cálculos de las secciones (3.8.4.1), (3.8.4.2) y para los valores de $\Pi = 1$ y $\mu = 2$ (este valor para μ ha sido confirmado recientemente por Bottema (1993) para nuestra galaxia):

$$D_0 = \frac{G^2 M_h \rho_h}{a} \quad (3.60)$$

con $a = 2.24 \text{ km/s}$ y ρ_h la densidad de materia oscura en el radio solar. Este valor es independiente de la densidad ρ_0 de las estrellas.

Ahora ya podemos predecir cuál sería la evolución de la variable $\sigma_R(t)$ a la que tenemos acceso observacional. La suposición de que el ritmo de transferencia de energía no depende del tiempo se satisface muy bien para aquellas estrellas más allá de 5 kpc ; la dispersión de velocidades de las estrellas dentro de este radio tendrían que desviarse de la dependencia $t^{0.5}$. Sin embargo, hay otro efecto que se opone a éste y es que los clusters oscuros se disuelven dentro del radio:

$$R_{dis} \simeq 2.1 \left(\frac{d}{pc} \right)^{1/2} \text{ kpc}, \quad (3.61)$$

en la edad de la galaxia (Carr & Lacey 1987). Esto hace que esperaríamos un máximo en la dispersión de velocidades de las estrellas en torno a R_{dis} . En la próxima sección compararemos $\sigma_R(t)$ con las observaciones para poder imponer restricciones a los valores desconocidos M_h y d .

3.8.5 Dispersión de velocidades. Otros mecanismos de calentamiento

La mayor incertidumbre en los resultados del calentamiento por el halo viene debida a la incertidumbre en la densidad de materia oscura. Si sólo existiera ese mecanismo de calentamiento entonces se predice que la dispersión de velocidades iría como $t^{1/2}$ (ec. (3.59)). Comparando con las observaciones, se podría encontrar la masa M_h de los clusters dada $\rho_h(R_\odot)$. El mayor problema de este argumento es que existen otros mecanismos de calentamiento, que pasamos a explicar. Pero antes de eso, hagamos una revisión de las observaciones.

3.8.5.1 Observaciones

Como hemos ido repitiendo a lo largo de este capítulo, sólo es posible medir la dispersión de velocidades en función de la edad en la vecindad solar. Es un hecho bien conocido

que las estrellas más viejas del disco fino tienen mayor dispersión de velocidades que las jóvenes. Lo más probable es que las estrellas sean aceleradas después de su formación.

La mayor dificultad observacional estriba en una buena determinación de la edad. Existen tres maneras de estimar la edad en este contexto: por fotometría Strömgen con isócronas teóricas, por anchura de líneas de emisión en la cromosfera (ya que existe una relación entre la anchura de la emisión de calcio H+K y la edad de la estrella), o mediante la agrupación de estrellas de la secuencia principal por el tipo espectral o el color B-V. Cada una de ellas tiene ventajas e inconvenientes en los que no vamos a entrar. Sólo daremos la referencia de las determinaciones de σ -edad más utilizadas que han usado alguno de los métodos anteriores: Mayor (1974), Carlberg et al. (1985) y Strömgen (1987) (fotometría Strömgen); Wielen (1974) (una muestra agrupando por color y otra muestra independiente agrupando por emisión en la cromosfera); Gómez et al. (1990) (agrupando por tipo espectral).

Normalmente se ajusta la relación σ -edad a una expresión de la forma:

$$\sigma(t) = (\sigma_0^{1/p} + Dt)^p \quad (3.62)$$

Los datos de Wielen (1974) y Mayor (1974) se ajustan bastante bien con $p = 0.5$, mientras que los de Carlberg et al. (1985) y los de Strömgen (1987) lo hacen mejor para valores de p entre 0.2 – 0.3. Probablemente las muestras de Wielen y la de Mayor estén contaminadas con estrellas que pertenezcan al disco grueso para las de dispersión de velocidades más altas.

Además del coeficiente p , la forma del elipsoide de velocidad nos puede dar información de cuál ha sido o está siendo el mecanismo de calentamiento. El scatter medido para σ_θ/σ_R y σ_z/σ_R es tan grande que es consistente con que sean constantes con la edad. Wielen (1977) propuso las siguientes proporciones para el elipsoide de velocidad $\sigma_R : \sigma_\theta : \sigma_z = 1 : 0.60(\pm 0.03) : 0.52(\pm 0.03)$.

3.8.5.2 Otros mecanismos de calentamiento

Una posible explicación al problema del calentamiento podría ser que las sucesivas generaciones de estrellas van naciendo cada vez más cerca del plano central porque el gas tuviera cada vez menos dispersión de velocidades. Sin embargo, este hecho parece bastante improbable por dos razones. La primera razón es que las teorías sobre el ritmo de formación estelar (SFR) actuales no establecen ninguna relación entre la SFR, ρ_g y

σ_{nubes} que pudiera reproducir esa dependencia σ -edad. La segunda razón es que algunas mediciones de la dispersión de velocidades del gas en nuestra galaxia y en otros discos de espirales demuestran que es constante a lo largo de la vida del disco galáctico.

Una versión modificada de la anterior es que las estrellas cuando nacen podrían sufrir un fuerte enfriamiento por colisiones inelásticas con nubes protoestelares, por ejemplo. Tampoco es satisfactoria porque se ve que la dispersión de velocidades de las estrellas jóvenes es la misma que la que tiene el gas. Por lo tanto, debe existir algún mecanismo de calentamiento durante toda la vida del disco.

El calentamiento por colisiones con nubes moleculares masivas fue propuesto por Spitzer & Schwarzschild (1951, 1953); posteriormente fue estudiado analíticamente por Lacey (1984) y simulado por Villumsen (1985). Lacey (1984) obtuvo que si este mecanismo fuera el responsable del calentamiento, entonces $\frac{\sigma_z}{\sigma_R} \simeq 0.75$, en contraste con el valor observado de 0.5, lo que implica que no será el agente dominante. Además, aunque la dependencia es $\sigma_R \propto t^{0.25}$, se ve en las simulaciones que este mecanismo se satura rápidamente y no es capaz de producir dispersiones de velocidades mayores a 30 km/s. Sin embargo, un hecho importante -como veremos- es que tiende a hacer más isótropa la distribución de velocidades, porque en la colisión hay transferencia de energía entre las oscilaciones horizontal y vertical.

En la sección (3.8.3) discutimos que en la vecindad solar los efectos de la barra eran despreciables en relación al problema del calentamiento. Pero en el disco hay también trasiego de ondas espirales producidas por la respuesta colectiva a la autogravedad del disco (eg. Binney & Tremaine 1987). Como no es difícil imaginar, estas ondas son capaces de producir un fenómeno de scattering de las estrellas (Toomre 1964; Goldreich & Lynden-Bell 1965) incrementando la dispersión de velocidades estelar pero aparecen dos problemas asociados con este mecanismo: El primero es que sólo es efectivo para las componentes horizontales, y el segundo es que se necesita que las ondas espirales se mantengan durante al menos la edad del disco fino. Este último requisito parece no cumplirse de acuerdo con las simulaciones de N-cuerpos por Carlberg & Sellwood (1985), en las que el disco alcanza la condición de estabilidad y, consecuentemente, se inhiben las inestabilidades en un periodo muy corto (unas pocas revoluciones) comparado con el tiempo que debe durar el aporte del calentamiento (un mínimo de 10 Gy).

A pesar de esta dificultad dinámica, Lacey (1991) propone que mediante la combinación del calentamiento por ondas espirales y la capacidad de las nubes moleculares

para transferir energía del plano a la componente vertical, podría resolverse el problema del calentamiento.

Ya que hasta la mitad de los años 80 se daba como válida la relación $\sigma \propto t^{1/2}$, Lacey & Ostriker (1985) propusieron que un halo formado por agujeros negros produciría esa dependencia, como hemos comprobado en la sección (3.8.4.3).

En esta tesis proponemos que el calentamiento puede ser la suma de los efectos de dispersión por las nubes moleculares y por los clusters oscuros, principalmente.

Calentamiento por nubes moleculares. Hemos visto que para un disco sumergido en un halo esférico el exponente era $p = 0.5$. Lacey (1984) demostró que conforme el halo se vuelve más achatado p decrece monótonamente desde $p = 0.5$ pasando por $p = 1/3$ -en el caso de un halo soportado por rotación y $h_c > h_0$ (donde h_c es la escala de alturas del halo)- hasta $p = 1/4$ si el halo está soportado por rotación y $h_0 > h_c$.

Siguiendo el trabajo de Lacey (1984) podemos estimar el calentamiento para el caso de colisiones con nubes moleculares. Expresemos la dependencia de la dispersión de velocidades como:

$$\sigma(t) = (\sigma_0^4 + D_c t)^{1/4} \quad (3.63)$$

donde el coeficiente D_c viene dado por:

$$D_c \simeq 2G^2 N_c M_c^2 \nu \ln \Lambda \quad (3.64)$$

donde N_c es el número de nubes de masa M_c por unidad de superficie, y ν es la frecuencia de epiciclo dada en la sección (3.8.2).

Las observaciones de nubes moleculares establecen que $N_c M_c^2 \simeq 1 \times 10^6 M_\odot^2 / \text{pc}^2$ en el círculo solar. De allí deducimos que para $\nu \simeq 90 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, $D_c = 16 \times 10^3 \text{ km}^4 \text{ s}^{-4} \text{ Gy}^{-1}$.

3.8.5.3 Calentamiento por nubes y clusters oscuros. Masa de los clusters oscuros

Consideremos los dos mecanismos conjuntamente. La ecuación diferencial para la dispersión de velocidades radial que resulta es:

$$\frac{d\sigma_R}{dt} = \frac{D_{cR}}{4\sigma_R^3} + \frac{D_0}{2(\sigma_0^2 + D_0 t)^{1/2}} \quad (3.65)$$

Como los ajustes σ -edad dependen de los autores según su criterio de selección de la muestra y de determinación de la edad, consideremos primero los de Mayor (1974)

y Wielen (1974). Estos dan una dependencia $p = 0.5$, y una dispersión de velocidades para las estrellas más viejas de $\sigma_R \simeq 50 \text{ km/s}$ en la vecindad solar. Si $\sigma_0 = 8 \text{ km/s}$ para las estrellas más jóvenes, la edad del disco es de 10 Gy y para un coeficiente $D_{cR} = 10 \times 10^3 \text{ km}^4 \text{ s}^{-4} \text{ Gy}^{-1}$, la ecuación (3.65) resulta $D_0 = 225 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ Gy}^{-1}$. Igualando este valor con la expresión que habíamos calculado (ecuación (3.60)), se obtiene que para una densidad típica de $\rho_h = 10^{-2} M_\odot / \text{pc}^3$, la masa de los clusters oscuros que daría cuenta del calentamiento sería:

$$M_h \simeq 2.3 \times 10^6 M_\odot \quad (3.66)$$

Con esta masa p sería $p \simeq 0.5$ y reproduciríamos la relación dada por Mayor (1974) y Wielen (1974), para una edad del disco de 10 Gy . Esta masa es del orden de la masa de Jeans o masa dinámica del halo (ver sección (3.7.2)), por lo que sería de esperar que parte de los objetos ligados del halo tuvieran una masa de ese orden; de allí su interés. Pero nos preguntamos si masas de ese orden producirían algún tipo de efecto observable en otras estructuras de la galaxia. La respuesta es que sí: el tiempo de supervivencia de los cúmulos globulares se reduce por la presencia de clusters masivos. Veremos este punto en la sección (3.11) que versa sobre la dinámica del sistema de cúmulos globulares.

Con un halo esférico somos capaces de reproducir la dependencia $\sigma \propto t^{0.5}$. Pero otros autores apuntan que en la muestra de Mayor y en la de Wielen hay contaminación por estrellas del disco grueso, y que p podría estar entre 0.2 y 0.5. La posibilidad de que en realidad p sea menor que 0.5 puede ser explicada en nuestro marco si el halo oscuro fuera achatado, esto es, tuviera una componente de disco ecuatorial. Este achatamiento al que nos estamos refiriendo ahora no sería el que se obtiene en las simulaciones no disipativas de N-cuerpos, sino una componente fría que surgiría del colapso disipativo si la materia oscura fuera bariónica. Recordemos que tanto el sistema de cúmulos globulares, como el disco fino, tienen asociados una componente discal.

Veamos cuáles serían los efectos en el disco fino de esa componente de disco del halo oscuro. Debido a que no se tiene acceso observacional a los valores de la altura ni dispersión de velocidades ni velocidad de rotación media de esta componente, tomaremos como primera aproximación al problema valores del mismo orden que los que presenta el disco grueso de estrellas. Esto es, supondremos una escala de alturas no inferior a 1.5 kpc , una dispersión de velocidades semejante a la del disco grueso $\sigma_z \simeq 60 \text{ km/s}$ y una velocidad de rotación $\sim 100 - 130 \text{ km/s}$.

Repitiendo los cálculos de la sección (3.8.4.1), que serán válidos suponiendo que la

distribución de velocidades del halo es isótropa, obtenemos que la masa M_h necesaria podría ser hasta un factor 2 menor al que habíamos calculado previamente. En este caso, p estaría entre $\frac{1}{3} < p < 0.5$, como encuentran Carlberg et al. (1985) y Strömberg (1987). Si tenemos en cuenta que las nuevas determinaciones de estos últimos autores dan una edad del disco fino de $15 Gy$, concluimos que el calentamiento del disco fino puede ser explicado por un efecto de dispersión combinado por nubes moleculares y por clusters oscuros con una masa entre $0.7 - 1.5 \times 10^6 M_\odot$.

3.8.6 Diferentes tipos de clusters masivos

En la sección (3.7.2) hemos visto cómo la materia oscura en los halos podría estar agrupada formando clusters. La posibilidad de que la materia oscura fuera bariónica es la que más estados relevantes nos sugiere: formando agujeros negros supermasivos (Carr, Bond & Arnett 1984; Lacey & Ostriker 1985); clusters gravitacionalmente ligados compuestos por objetos más pequeños, como MACHOS, o clumps de gas frío (Carr & Lacey 1987; Ashman 1990); o en esferas de partículas fermiónicas semidegeneradas (Sabadell 1996) o de bosones.

a) Agujeros negros. En este caso d ya no será el radio del cluster sino que será $\frac{GM_h}{v_0^2 + 3\sigma_*^2}$. Lacey & Ostriker (1985) estudiaron el efecto que producirían los encuentros muy cercanos de las estrellas con estos agujeros negros y predijeron que existiría además una cola de estrellas a alta velocidad (1% de la masa del disco), pero que no sería suficiente para explicar el disco grueso.

Se han planteado algunas cuestiones en relación con esta hipótesis, como la posibilidad de detección de radiación por acrecimiento de gas por estos agujeros negros cuando atravesaran el disco. Una discusión de este aspecto y también del efecto asociado de lente gravitacional la podemos encontrar en el artículo de Lacey & Ostriker.

Hut & Rees (1992) argumentaron que el halo no podría estar formado por agujeros negros supermasivos porque aquellos que estuvieran dentro de un radio de $1 kpc$ aproximadamente, caerían hacia dentro, donde interaccionarían formando sistemas binarios que podrían llegar a la fusión. A través de sucesivos mergers se formaría un núcleo masivo de $10^8 M_\odot$, y por lo tanto, la idea de que los agujeros negros podrían ser un candidato a la materia oscura se desvanecería, puesto que la masa límite observacional para un agujero negro en el centro galáctico es de $10^{6.5} M_\odot$ aproximadamente. Este problema de acumulación de masa en el centro no existe en el caso de clusters de materia oscura

porque se disolverían antes de alcanzar el centro (Carr & Lacey 1987).

Sin embargo, recientemente Xu & Ostriker (1994) han demostrado, con un análisis más preciso a través de simulaciones de N-cuerpos, que no habría tal acumulación de masa porque existiría eyección de los agujeros negros del centro galáctico por efecto “slingshot”. Este efecto dependería de la masa de los agujeros negros, de la distribución de masa de la galaxia, de la rotación del halo, y de otros parámetros, y sería amplificado por el potencial del disco. Estos autores concluyen que la masa en el centro galáctico estaría de acuerdo con los límites observados.

b) Gas molecular. Pfenniger et al. (1994a,b) propusieron que el halo oscuro podría estar formado por gas molecular frío soportado principalmente por rotación. Si bien a pequeña escala debería seguir una distribución fractal, no conocemos su longitud de agrupamiento a escalas del parsec. Suponiendo que este gas estuviera en nubes masivas ($\sim 10^6 M_\odot$) formadas por clumps fríos en estructura fractal, podemos calcular el calentamiento siguiendo el trabajo de Lacey (1984) porque el halo ya no es esférico. Para una escala de alturas del halo mayor a la del disco estelar se tiene:

$$\sigma(t) = \left(\sigma_0^3(t) + D_3 t \right)^{1/3} \quad (3.67)$$

el coeficiente D_3 viene dado por:

$$D_3 = 3 \frac{G^2 N_h M_h^2}{h_c} \ln \Lambda \left(1 + \frac{1}{\beta^2} + \alpha_s^2(\beta) \right)^{3/2} K_s(\beta). \quad (3.68)$$

(ver notación en Lacey (1984)). Para $\beta = 1.4$, $D_3 \simeq \frac{3}{4} \frac{G^2 N_h M_h^2}{h_c} \ln \Lambda$ donde N_h es el número de nubes por unidad de area.

Con el objetivo de estimar N_h para un disco de nubes, lo modelamos con un potencial tridimensional logarítmico y fuertemente achatado (Binney & Tremaine 1987):

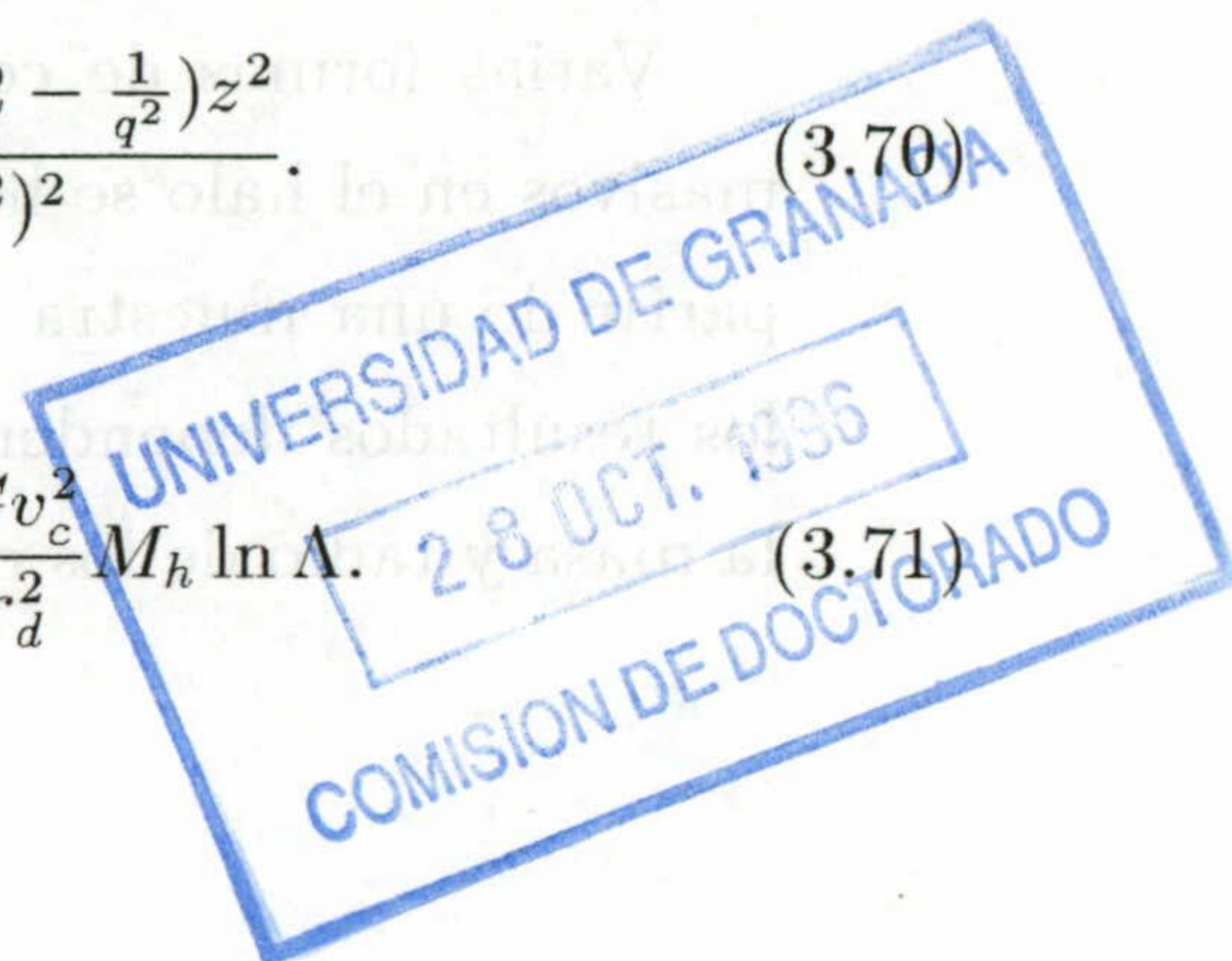
$$\Phi_h(R, z) = \frac{v_c^2}{2} \ln \left(R_c^2 + R^2 + \left(\frac{z}{q} \right)^2 \right), \quad (3.69)$$

donde R_c es una constante y v_c la velocidad de rotación asintótica. La distribución de densidad asociada es:

$$\rho_h(R, z) = \frac{v_c^2}{4\pi G q^2} \frac{(2q^2 + 1)R_c^2 + R^2 + (2 - \frac{1}{q^2})z^2}{(R_c^2 + R^2 + (\frac{z}{q})^2)^2}. \quad (3.70)$$

Por lo tanto, en la vecindad solar:

$$D_3(2r_d) \simeq \frac{3}{4} G^2 \rho_h(R, 0) M_h \ln \Lambda = \frac{3}{80\pi q^2} \frac{G v_c^2}{r_d^2} M_h \ln \Lambda. \quad (3.71)$$



Para $M_h = 10^6 M_\odot$, $q = 0.15$, $\ln \Lambda \simeq 6$ obtenemos $\sigma_*(10 \text{ Gy}) \sim 100 \text{ km/s}$. Por lo tanto, un halo de materia oscura muy achatado podría dar cuenta del calentamiento con $p = 1/3$.

Sin embargo, la posibilidad de un halo tan achatado parece excluida tanto por estudios observacionales sobre la escala de alturas del disco de HI (Merrifield 1992), como por estudios de estabilidad (Elmegreen 1995).

c) Esferas de fermiones. Una distribución isoterma de esferas de fermiones podría ser la solución al problema de que los halos suaves de fermiones en su configuración de equilibrio no serían capaces de reproducir las curvas de rotación planas. En la tesis de Sabadell (1996) se pueden encontrar la masa de estas esferas individuales en función de su radio para una determinada masa de la partícula elemental. La estructura de las esferas se deriva sustituyendo la distribución de Fermi-Dirac por la aproximación trapezoidal. Para partículas fermiónicas de $\sim 1 \text{ KeV}/c^2$ se obtienen masas de millones de M_\odot y radios del orden del parsec. Para partículas elementales con una masa muy diferente a este valor, las esferas de $10^6 M_\odot$ serían poco estables y se disolverían fácilmente. Se debería estudiar el tiempo medio de vida de estas esferas para saber si serían capaces de explicar el calentamiento.

d) Clusters oscuros. Toda la discusión sobre el calentamiento se ha hecho en términos de un halo formado por clusters de MACHOS, y de un tamaño orientativo de $\sim 5 \text{ pc}$ porque es la posibilidad más atractiva por varias razones. Una es que nos parece la más natural y nos da un escenario en el que poder justificar la creación de un gran número de MACHOS en el halo, tal como se observa. Otra razón es que ya no existe el problema de acumulación de masa en el centro galáctico porque los clusters no son indestructibles, como pasaba con los agujeros negros, y se disolverán por interacción mutua dentro de una distancia galactocéntrica de:

$$R_{dis} \simeq 2.1 \left(\frac{d}{pc} \right)^{1/2} \text{ kpc} \quad (3.72)$$

en la vida típica de la galaxia (Carr & Lacey 1987).

Varias formas de comprobar observacionalmente la presencia de objetos bariónicos masivos en el halo se han propuesto. Maoz (1994) describió cómo se podrían detectar a partir de una muestra de sucesos de microlente gravitacional de estrellas en LMC pero los resultados dependerían de la existencia de una componente de disco en el halo y de la masa y radio de los clusters. Otros métodos consisten en detectar en estos clusters los

clumps de gas que no se habrían transformado en MACHOS (De Paolis 1996).

3.8.7 Conclusiones

La posibilidad de que la materia oscura en el halo esté agrupada en clusters masivos está ampliamente justificada. De hecho, nos daría un marco para explicar la formación de gran cantidad de MACHOS en el halo.

La masa de estos clusters oscuros se puede acotar a partir de la dispersión de velocidades de las estrellas puesto que producirán calentamiento del disco por fricción dinámica. Para este fin, hemos calculado el logaritmo de Coulomb de una partícula cerca del disco estelar usando la ecuación de Maoz para sistemas inhomogéneos. Con esta fórmula hemos visto cuál era la contribución en diferentes zonas según el tamaño del parámetro de impacto.

Hemos propuesto que el calentamiento del disco es suma de la dispersión por efecto de las nubes moleculares y de los clusters oscuros. Hemos calculado el calentamiento de un halo isoterma formado por objetos masivos en la aproximación de epicyclo. Hemos visto que esta aproximación es válida en el entorno solar. Para un halo esférico y una densidad local de materia oscura de $10^{-2} M_{\odot}/pc^3$, una masa en los clusters de $2.3 \times 10^6 M_{\odot}$ reproduciría la dispersión de velocidades observada. Esperamos que el máximo en la dispersión de velocidades de las estrellas esté localizado a la distancia $R_{dis} \sim 4 kpc$. Si el halo poseyera una ligera componente tipo disco grueso, la masa podría estar entre $0.7 - 1.5 \times 10^6 M_{\odot}$.

De todos los diferentes tipos de clusters masivos en el halo, nos quedaríamos con los formados por MACHOS y clumps de gas frío, de un tamaño orientativo de $\sim 5 pc$ de radio. Pero hay que señalar que otras posibilidades, como agujeros negros supermasivos, no están descartadas.

Una vez estudiado el efecto dinámico del halo en el disco fino de estrellas pasemos a hacer lo propio con la componente de disco grueso. Indagaremos cómo se pudo formar y qué propiedades tendría el disco grueso. Para ello, es obligado adentrarse en los modelos de formación de las galaxias espirales; es necesario saber cómo se pasó de la formación en el halo al disco. Una descripción somera la daremos en la siguiente sección.

3.9 Modelo de ELS. Formación del halo galáctico

Se han hecho grandes avances en el estudio de la cinemática estelar y en la identificación de subsistemas cinemáticos en nuestra galaxia. La conexión entre cinemática y estructura, y entre edad y metalicidad fue planteada por Roman (1954).

Se puede decir que el nacimiento de la teoría de formación de la Vía Láctea se desarrolló a partir del artículo de Eggen et al. (1962) (ELS). A partir del exceso de ultravioleta, de velocidades radiales y del movimiento propio de estrellas cercanas y de sus correlaciones, construyeron un modelo de formación que incorporaba nuevas técnicas de datación de edad en el estudio dinámico de órbitas estelares. La galaxia se formaría por el colapso de una fluctuación en densidad, que se separaría de la expansión de Hubble y sería pobre en metales al comienzo. El colapso en caída libre estaría justificado puesto que si hubiera existido gas lo suficientemente caliente para que la nube protogaláctica pudiera estar soportada por presión, no se hubieran formado estrellas - formación a pequeñas escalas-. Las órbitas de las primeras estrellas que se formarían reflejarían el estado cinemático del gas, esto es, tendrían órbitas muy radiales y serían las menos metálicas. El colapso iría disminuyendo por el aumento de la velocidad rotacional, mientras que por colisiones entre nubes se iría disipando energía creando un disco en rotación. Las siguientes generaciones de estrellas en disposición de disco serían más metálicas.

ELS estimaron un colapso vertical de un factor 25 a partir de la componente de las velocidades en la dirección z ; y a partir del cociente entre distancia apogaláctica y radio de las órbitas circulares de las estrellas, dedujeron un colapso en la dirección radial de 10. Posteriormente Isobe (1974), con un modelo de contracción lenta que incluía movimientos random de las nubes de gas en un potencial gravitatorio no estático, era capaz de explicar la presencia de estrellas con órbitas de poca excentricidad y de baja metalicidad, y la cantidad de estrellas de alta excentricidad, que era lo que había inducido a pensar a ELS un tiempo tan rápido de colapso. No sólo eso: Yoshii & Saio (1979) con un modelo similar pero refinado determinaron que el tiempo de colapso podría ser $\geq 2 - 3 Gy$. La existencia de una fracción significativa de órbitas retrógradas llevó a pensar que las protogalaxias podrían no ser homogéneas e incluso de carácter turbulento.

A finales de los años 70 resurgió la idea de que la formación podría ser bastante más caótica, a través, quizás, de una secuencia de mergers entre subsistemas. Basados en dos hechos principalmente: 1. la no detección de diferencias en metalicidad entre las

estrellas de distintos cúmulos globulares y 2. la existencia del segundo parámetro en los cúmulos globulares de las partes externas del halo, Searle & Zinn (1978) propusieron que los cúmulos y estrellas del halo se formaron en grandes estructuras de gas que luego fragmentaron. El hecho 2 evidenciaría que el halo necesitó varios Gy en su formación. Sin embargo, Sandage (1990) resaltó que el modelo ELS y el de Searle & Zinn no son tan diferentes, y que el de Searle & Zinn sólo es una corrección de “segundo orden” al modelo ELS, que ha tenido en cuenta el ruido cinemático. Como veremos posteriormente, lo más relevante para nuestros intereses es que la mayoría de las estrellas de la muestra usada por ELS tienen $z_{max} < 5 \text{ kpc}$ y pertenecen a la población II intermedia (IPII); por lo tanto, el modelo ELS sería válido para la formación de IPII. La cuestión reside ahora en saber cuándo y dónde acabó la etapa de colapso en “caída libre” de ELS y empezó la formación del disco por disipación. La clave del problema reside en la IPII, por ello en los últimos cinco años se ha dado un gran impulso a la caracterización de las propiedades cinemáticas y espectroscópicas de esta población en la vecindad del sol. Varios nombres se pueden encontrar en la literatura para referirse a lo mismo: disco grueso, disco extendido, disco de alta velocidad, esferoide achatado o interior, incluso disco viejo. Nosotros usaremos el término de disco grueso.

La cuestión de formación de la Vía Láctea está fuertemente emparentada con la respuesta de una serie de enigmas sobre las propiedades del disco grueso. Algunas de estas preguntas que intentaremos resolver son:

- Si la etapa de formación del disco grueso es extendible a todas las galaxias espirales o si es una peculiaridad de nuestra galaxia.
- Si el disco grueso se formó antes o después del disco fino.
- Si se formó por disipación.
- La información que se puede obtener sobre el estado del halo galáctico en la etapa de formación del protodisco.

Seguidamente pasamos a detallar las propiedades observadas del disco grueso y una teoría que las explique.

3.10 Disco grueso

Comenzaremos por este subsistema complejo -pero básico- a la hora de comprender la formación de la galaxia. Por supuesto, parte de nuestro trabajo posterior se dedicará al halo para tener así un marco más completo.

3.10.1 Observaciones

La caracterización de un subsistema galáctico requiere el tratamiento de un gran número de datos de la población en cuestión para poder descartar posibles efectos de sesgos en la muestra. En el caso de discernir la existencia o no de disco grueso en la Vía Láctea los problemas son claros: no es fácil reconocer si un miembro pertenece al disco o al halo en función de distribuciones como diagramas color-magnitud o en diagramas de movimiento propio si la fotometría no es precisa.

Las distribuciones de metalicidad o velocidad radial que son más restrictivas abarcan un número demasiado pequeño de estrellas en un área pequeña del cielo. Por todo eso la ley de densidad, la densidad local y la metalicidad del posible disco son muy inciertas. La metalicidad del disco grueso nunca se ha medido con precisión por la falta de una muestra completa de estrellas del disco grueso libre de sesgos. Pero se admite que debe ser similar a la metalicidad de los cúmulos globulares del disco. Por ejemplo, la muestra de estrellas de baja metalicidad de ELS que se usó para estudiar el halo, era principalmente de la IPII por cuestiones de sesgos observacionales. Para evitar problemas de enmascaramiento por mezcla de poblaciones cerca del sol, se buscan trazadores (cúmulos globulares o estrellas gigantes) en el halo a grandes z para inferir las características de la IPII a z intermedias. Otro método alternativo es estudiar directamente la población de estrellas F/G enanas (Gilmore, Wyse, & Jones 1995).

Se ha observado que muchas galaxias poseen disco grueso (Burstein 1979; Tsikoudi 1980; van der Kruit & Searle 1981; Shaw & Gilmore 1989). Sin embargo, la existencia de un disco grueso en la Vía Láctea ha sido tema de debate durante la última década (Casertano, Ratnatunga, & Bahcall 1990): desde los que abogaban por que el disco grueso era una extensión del disco fino (Norris & Ryan 1991), hasta los que afirmaban su existencia como una población separada a la del halo y a la del disco (Reid & Majewsky 1993; Majewsky 1995; Gilmore, Wyse & Jones 1995; Robin et al. 1995). Recientemente esta última hipótesis ha sido la más aceptada por la comunidad científica.

Presentamos de modo resumido las propiedades del disco grueso descubiertas más

recientemente, basándonos en los trabajos de Majewski (1995), Gilmore, Wyse & Jones (1995), Robin et al. (1995), Ojha et al. (1994a,b), teniendo presente que en todos los puntos existen matices o no hay consenso por todos los autores pero que son necesarios establecer a la hora de postular un nuevo marco para la formación de la Vía Láctea:

- Cambio de pendiente en la ley de densidad entre el disco fino y grueso.
- Escala de alturas entre $0.75 - 1 \text{ kpc}$ a la distancia del sol.
- Escala radial exponencial de 2.8 kpc .
- Es cinemáticamente distinto al disco y al halo.
- Una edad mínima como la de las estrellas más viejas del disco.
- Gap en la edad entre los cúmulos globulares del disco y la IPII.
- Tiempo de formación de varios Gy.
- Metalicidad media de -0.7 ± 0.2 y no se observa gradiente a lo largo de z .
- Para las galaxias externas se observa una escala de alturas constante (Shaw & Gilmore 1989, 1990).

El punto menos claro entre los distintos autores se refiere a la existencia o no de gradiente en la cinemática. Mientras Majewski (1992) recurre a ese gradiente para favorecer el modelo de formación por colapso disipativo, Robin et al. (1995) no encuentran ese gradiente y proponen el acrecimiento de una galaxia como el más probable origen del disco grueso. Pasemos a ver con más detalle todas las hipótesis de formación que se han dado.

3.10.2 Hipótesis de formación

Dado por hecho la existencia de un disco grueso, vamos a resumir las diversas hipótesis de formación, teniendo presente que muchas de ellas fueron propuestas mucho antes de conocer todas las características observadas y resumidas en la sección anterior. Los modelos predicen distintas conexiones entre la cinemática y la química del disco grueso en relación con el halo y el disco.

Los modelos se dividen en los “top-down”, donde el disco grueso se forma por colapso disipativo una vez que el halo está formado y antes que el disco fino; y los “bottom-up” en

los que la formación del disco grueso tiene lugar después de que el disco fino ha colapsado completamente, debido, por ejemplo, al acrecimiento de una galaxia satélite.

MODELOS TOP-DOWN.- La formación del disco grueso es una fase de transición durante la contracción de la galaxia. En general se imagina que el disco grueso se forma por disipación, aunque empiece a estar soportado también por rotación, y el halo como no disipativo y soportado por presión.

En el modelo de Sandage (1990) la formación es gradual, dando transiciones suaves entre el halo, disco grueso y disco fino, y gradientes de edad, cinemáticos y de abundancia en el disco grueso. Este resultaría de las primeras fases de soporte por presión después del colapso en caída libre sugerido por ELS. Por otro lado, Larson (1976) y Gilmore (1984) expresaron la necesidad de que hubiera un salto en el ritmo de formación estelar para que le diera tiempo al gas de formar un disco desconectado del halo. Varios mecanismos pueden dar una disminución del SFR: inhibición por marea originada por el esferoide, vaciado de nubes densas, supernovas, colisiones destructivas de nubes, etc. Sin embargo, el intenso calentamiento del gas por las estrellas del halo puede suprimir la formación estelar eficazmente (Marsakov & Suchkov 1977). En este modelo, el halo y el disco grueso deberían tener distribuciones cinemáticas y químicas distintas y un gap en la edad debido a la inhibición de formación estelar, pero habría continuidad entre disco grueso y fino (MODELO A).

El gradiente de metalicidad en el disco grueso puede ser reducido si el disco hubiera colapsado rápidamente por un aumento en el ritmo de enfriamiento, cuando la metalicidad alcanzó $\left[\frac{F_c}{H}\right] \simeq -1$ (Wyse & Gilmore 1988; Burkert et al. 1992), acarreando un aumento en la formación estelar eficiente a lo largo de un tiempo característico de $5 Gy$ y un gradual decrecimiento después, y podrían existir algunos gradientes entre disco grueso y fino (MODELO B).

Un tercer modelo propone que un gran protodisco y el resto del gas formando fragmentos, evolucionaron creando estrellas de manera independiente. Más tarde pudo haber efectos de merger de los clusters de estrellas generados en los fragmentos o algún proceso más caótico con el disco (Norris & Ryan 1991)(MODELO C).

En todos los modelos anteriores, excepto en el modelo B, si el colapso disipativo tiene que ser suficientemente grande para permitir enriquecimiento del ISM, se esperaría un gradiente vertical en la metalicidad.

MODELOS BOTTOM-UP.- El disco fino podría haber experimentado uno o más eventos violentos de calentamiento por acrecimiento de una galaxia satélite (Carney et al. 1989) por caída a causa de la fricción dinámica (Ostriker & Tremaine 1975) (MODELO D). En las simulaciones de la dinámica del gas y materia oscura en la formación de galaxias, se observa cómo material del halo es engullido por el disco que engorda (Katz 1992).

Quinn et al. (1993) simularon el merger de una galaxia de masa $\sim 4\%$ la masa de la Vía Láctea en órbita circular inicialmente e inclinada, y calcularon la escala de alturas final de la galaxia, la cual alcanzaba el equilibrio en $3 Gy$. Como el disco fino inicial se destruye en este proceso, el disco fino que vemos ahora se debería formar después del merger a través de colapso disipativo.

Por último, un modelo propuesto a principios de los años 80 por Freeman (1980), van der Kruit & Searle (1981a,b), y Gilmore & Reid (1983), propone que la IPII simplemente es la respuesta de las estrellas del halo al potencial gravitatorio creado por el disco fino (MODELO E). Con simulaciones de N-cuerpos exploraron la deformación del bulbo por el disco, pero se comprobó que no era suficiente como para producir un disco grueso (Barnes & White 1984) suponiendo que la materia oscura no tiene una importante contribución de tipo disco al potencial como concluyeron Kuijken & Gilmore (1989), y Gilmore et al. (1990). En cualquier caso este modelo predeciría una gran deriva asimétrica, una metalicidad de -1.6 (la que se infiere de las estrellas del halo), y una edad idéntica a las estrellas del halo.

De todos los modelos propuestos, ninguno es totalmente satisfactorio. Ni siquiera el gradiente de metalicidad es suficiente para decantarse por un modelo "top-down" o uno "bottom-up" puesto que en los dos se puede conseguir un suave gradiente en metalicidad (modelo B y modelo D).

Los modelos "top-down" predicen una continuidad entre el disco grueso y el disco fino que no se observa. El modelo B tiene serias dificultades para explicar la gran cantidad de estrellas IPII pobres en metales. El modelo E no explica la baja deriva en velocidades a pequeñas z . Quizás el modelo C es el más flexible por dejar evolucionar independientemente al halo y al disco, pero también es el menos específico por su falta de concreción al describir la formación de IPII. Como ya adelantábamos, mientras que Majewski (1992) se apoya en la gran deriva asimétrica para descartar el modelo D en favor del C, Robin et al. (1995) no encuentran gradiente cinemático y apuestan por el

modelo de acrecimiento como el más plausible. Dedicaremos especial atención a algunas cuestiones abiertas respecto al modelo de acrecimiento de una galaxia enana, que ha sido el más afianzado entre los estudiosos de la formación de la Galaxia.

Ningún modelo anterior menciona el papel que pudiera jugar el halo de materia oscura. Tan sólo en el modelo C las distintas aglomeraciones de materia oscura y gas ayudarían a darle a la protogalaxia ese carácter caótico de merger de subsistemas.

3.10.3 Formación estelar en el protodisco

En el modelo A hacíamos alusión a los mecanismos de inhibición de formación estelar que ya fueron planteados a finales de los años 70 en relación con las diferencias de edad entre las estrellas del halo y del disco. Desde entonces se han ido desarrollando más las condiciones físicas y evolutivas de las nubes protogalácticas desde un marco puramente teórico.

Varios modelos de formación estelar durante el colapso de la protogalaxia fueron contruidos para obtener la distribución estelar y el enriquecimiento químico a lo largo de la historia de la galaxia (Larson 1974). Las simulaciones que mejor reproducen las observaciones son aquellas para las que la tasa de formación estelar es proporcional a ρ^2 , pero es una prescripción ad hoc.

Supongamos una nube esférica de gas. Actualmente en nuestra galaxia el agente principal de enfriamiento a temperaturas del orden de 100 K son las moléculas pesadas como el CO o el polvo. Para una nube pobre en metales, el único proceso de enfriamiento por debajo de 10^4 K es la emisión por hidrógeno molecular (transiciones vibración-rotación) que son poco eficientes por debajo de 500 K, de tal manera que la temperatura efectiva mínima es de 100 K (Murray & Lin 1990). El hidrógeno molecular puede ser formado a través de H^- . Las reacciones que se dan son:



Las tasas de estas reacciones pueden encontrarse en Shapiro & Kang (1987). Existirán también los procesos de fotoionización del H^- y fotodisociación del H_2 .

Así pues se formará H_2 espontáneamente si la radiación ultravioleta no es suficiente como para disociar las moléculas. La fuente de este calentamiento de la nube será causado por una determinada población de estrellas masivas que evolucionarán rápidamente disminuyendo la tasa de calentamiento. Eso hará que la concentración de H_2 aumente, al igual que el ritmo de enfriamiento, para llegar a una temperatura de $400 K$ pudiendo generar otro brote de formación estelar. Como vemos, este es un mecanismo de autorregulación típico. Esta tasa de formación estelar será aquella que mantenga a la nube en estado de ionización marginal, o sea, que las esferas de radio de Strömngren no se solapen. Así el número de estrellas necesarias que cumplen esta condición será:

$$V_s \delta N_* = 4\pi R^2 dR \quad (3.78)$$

El ritmo de gas convertido en estrellas será:

$$\frac{d\delta M_*}{dt} = \frac{\delta N_* M_p}{\tau_*} \quad (3.79)$$

donde τ_* es la vida media de las estrellas masivas y M_p es la masa total en cualquier tipo de estrellas que se crean por cada estrella masiva (siguiendo por ejemplo una ley de Salpeter). Entonces:

$$\frac{d\delta M_*}{dt} = \frac{3R^2 M_p}{R_s^3 \tau_*} \delta R \quad (3.80)$$

donde R_s es el radio de Strömngren, $R_s \propto \rho^{-2}$ (Lin & Murray 1992), por lo tanto:

$$\dot{\rho}_g = -\frac{3M_p}{4\pi R_s^3 \tau_*} \quad (3.81)$$

y

$$\tau_{dep} = \frac{\rho_g}{|\dot{\rho}_g|} \propto \rho^{-1} \quad (3.82)$$

Este tiempo hay que compararlo con el tiempo dinámico $\tau_d \propto (\rho_g + \rho_*)^{-1/2}$. A bajas densidades se tiene que $\tau_{dep} > \tau_d$ y por lo tanto la formación estelar es ineficaz. Conforme la densidad aumenta, τ_{dep} decrece más rápidamente que τ_d , hasta una densidad crítica n_c , en la que $\tau_{dep} \sim \tau_d$ y el gas se convertirá en estrellas eficientemente. Pero τ_{dep} no puede ser mucho menor que la escala dinámica puesto que la densidad del gas disminuirá, aumentando τ_{dep} . Habrá una región en la protogalaxia donde la densidad puede alcanzar el valor crítico y allí se tendrá una rápida formación estelar.

Por razones de sencillez hemos tomado una nube esférica. En el caso de un protodisco, pueden ser aplicados los mismos argumentos. Sin embargo, la densidad superficial crítica, Σ_c , típica que resulta es similar a la densidad superficial (total) del disco galáctico actual, por lo que en la Vía Láctea la formación estelar habría estado inhibida casi completamente. El problema tiene fácil solución: no hemos considerado las inestabilidades gravitatorias, de lo que se concluye que éstas son las que rigen el ritmo de formación estelar en el disco incluso aunque la densidad media $\Sigma_g < \Sigma_c$. Este acoplamiento entre el ritmo de formación estelar y las inestabilidades lleva de forma natural a la creación de un disco con una densidad superficial de estrellas exponencial (Lin & Pringle 1987). Por ello esperaríamos un disco grueso con un perfil semejante, y eso es lo que se observa (Robin et al. 1995).

3.10.4 Cúmulos de estrellas

3.10.4.1 Formación

En el apartado anterior hemos visto que en discos la formación de estrellas no vendrá gobernada por el mecanismo de regulación, sino que las inestabilidades regirán el brote de formación estelar. La longitud de Jeans nos dará idea del tamaño básico de estos puntos de acrecimiento de masa y de posterior formación estelar. La masa de Jeans es:

$$M_J = \frac{4}{3}\pi\rho\left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6}\frac{C_s^6}{hG^3\Sigma^2} \sim 10^6 M_\odot \quad (3.83)$$

para una $T \sim 10^4 K$, $C_s \sim 10^6 cm/s$, $\Sigma \sim 40 M_\odot/pc^2$ a $R_\odot \sim 8.5 kpc$ (Kuijken & Gilmore 1989) y $h \sim 1 kpc$. Vemos que esta masa de Jeans está alrededor del valor de las nubes moleculares masivas existentes en estos momentos en nuestra galaxia.

Recapitulando, la situación consistiría en un halo de estrellas tendiendo hacia las masivas, que se habrían formado en la etapa de contracción turbulenta de la protogalaxia por alguna inestabilidad gravitacional (Sabano & Tosa 1983), y de cúmulos globulares. El gas sobrante seguiría enfriándose por radiación y adquiriría una distribución plana de protodisco. En el momento que alcanzara una altura típica de $1 kpc$, las inestabilidades gravitatorias activarían la formación estelar que residiría principalmente en nubes moleculares masivas.

Obviamente ni todo el gas estará en nubes moleculares, ni todo el gas de la nube molecular se convertirá en estrellas. La formación estelar en una nube ligada de masa M_c y radio R_c cesa cuando la nube se “desintegra” por la cantidad de energía inyectada

por las estrellas masivas. Por ejemplo, el ritmo actual de formación tanto de cúmulos abiertos como de asociaciones es de $(2 - 4) \times 10^{-4}$ años (Elmegreen 1983), sin embargo la masa característica para los cúmulos abiertos es de $10^3 M_\odot$ y para asociaciones de $10^4 M_\odot$. Esta diferencia depende de la distribución de estrellas y gas y de la distribución estelar de velocidades en el momento de la eyección del gas de la región de formación. Se nos plantea el problema de averiguar la eficiencia de formación de cúmulos de estrellas de la población II asociada a una masa de Jeans progenitora de $10^6 M_\odot$ en las etapas de protodisco. (Los cúmulos a los que ahora nos referimos no tienen por qué tener propiedades semejantes a los que se observan porque se crearon en una época en la que las condiciones eran muy diferentes a las que tiene ahora el disco galáctico).

La condición de cese de formación estelar se alcanzará cuando la energía radiada por las estrellas y retenida en la nube, E_{input} , sea del mismo orden que la energía de ligadura de la nube $|U_c| = \frac{G M_c^2}{R_c}$:

$$|U_c| = E_{input} \quad (3.84)$$

Sea ϵ la energía total emitida por la actividad estelar por unidad de masa de estrellas jóvenes M_s y μ la fracción de energía que se mantiene dentro de la nube, entonces:

$$E_{input} = \mu \epsilon M_s \quad (3.85)$$

Valores típicos son $\epsilon = 10^{49} \text{ erg}/M_\odot$ (para comparación, una explosión supernova emite 10^{51} erg) y $\mu = 0.1$ (Larson 1974; Tenorio-Tagle et al. 1990). Por lo que se obtiene una masa típica para los clusters de estrellas de:

$$M_s = (1 - 2) \times 10^4 M_\odot \left(\frac{M_c}{10^6 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_c}{10 \text{ pc}} \right)^{-1} \quad (3.86)$$

Argumentos similares los dio Surdin (1995) para estudiar el origen de la componente estelar del halo.

Calcularemos el número de cúmulos de estrellas asumiendo que la energía gravitacional es dispersada por nubes de choque en un protodisco grueso turbulento:

$$N M_J V_t^2 = M_d V_\infty^2 \quad (3.87)$$

donde $V_t \simeq 100 \text{ km/s}$, V_∞ es la velocidad de escape del disco ($\sim 400 \text{ km/s}$, Sabano & Tosa 1983). Para estos valores

$$\frac{N M_s}{M_d} = \frac{M_s}{M_J} \left(\frac{V_\infty}{V_t} \right)^2 \sim 10\% \quad (3.88)$$

luego el 10 % de la masa del disco estará en el disco grueso.

Estimar el tiempo de formación del disco grueso es más difícil porque depende de muchos parámetros desconocidos. Adoptaremos como una primera estimación varias veces el tiempo dinámico puesto que su origen está en las inestabilidades gravitatorias, o sea, del orden del Gy que es el que se le atribuye por las observaciones.

3.10.4.2 Destrucción de los cúmulos de estrellas en el disco

Si no existiera ningún mecanismo de calentamiento del disco, los cúmulos se disgregarían por fuerzas de marea y esperaríamos un gradiente de metalicidad, que no se observa. Los fenómenos que disuelven a los cúmulos de estrellas son evaporación y colisiones con otros clusters (nubes moleculares masivas, clusters de materia oscura, etc.).

Pasemos a estudiar el ritmo de disolución de los clusters de estrellas y propondremos el mecanismo que pueda borrar el gradiente de metalicidad.

EVAPORACION

Las estrellas pueden escapar del cúmulo por adquirir la velocidad de escape a través de una única colisión, que se llama eyección, o a través de una serie de encuentros más débiles, llamado evaporación.

El tiempo típico de eyección es $t_{ej} = 1.1 \times 10^3 \ln(0.4N)t_{rh}$ (Henon 1969) donde t_{rh} es el tiempo de relajación medio cuya expresión es (Binney & Tremaine 1987):

$$t_{rh} = \frac{6.5 \times 10^9}{\ln 0.4N} \left(\frac{m_c}{10^4 M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 M_\odot}{m_*} \right) \left(\frac{r_c}{10 pc} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.89)$$

El tiempo típico de evaporación es menor, y el efecto es dominado por las estrellas con órbitas muy elongadas, que experimentan un incremento de energía cuando se aproximan al pericentro. Para clusters de estrellas Spitzer & Thuan (1972) encontraron un tiempo de evaporación $t_{evap} \simeq 300 t_{rh}$ a partir de un código numérico. Si además se considera la evolución autosimilar del cluster, este tiempo puede llegar a $t_{evap} \simeq 100 t_{rh}$. La evaporación es más rápida si el cluster está sumergido en un campo de fuerzas de marea, disminuyendo el tiempo característico en un factor 5 (Spitzer & Chevalier 1973), luego $t_{evap} \simeq 30 Gy$ que es mucho mayor que la vida de la galaxia.

COLISIONES CON OTROS CLUSTERS. ENCUENTROS A ALTA VELOCIDAD

Los cúmulos de estrellas colisionarán sucesivamente con nubes moleculares, con los clusters de materia oscura y con otros cúmulos de estrellas. En cada encuentro se les

inyecta energía a las estrellas del cúmulo a partir de la energía orbital de los dos clusters que pasan a una velocidad relativa V_{rel} , aumentando la dispersión de velocidades de las estrellas dentro del cúmulo, σ .

Vamos a dar una expresión para el tiempo de disolución de los cúmulos de estrellas por sucesivas colisiones con otros clusters, τ_D . Para tiempos $t > \tau_D$ todas las estrellas del cúmulo se habrán desligado poblando de forma suave el disco; a partir de entonces se tratarán individualmente, y su dinámica vendrá regida por el potencial del disco.

El efecto en la estructura interna de dos sistemas estelares que colisionan decrece conforme la velocidad relativa aumenta. Para sistemas de masa típica M y radio medio R colisionando con una distancia mínima b , la duración efectiva del encuentro es:

$$t_{enc} \sim \frac{\max(R, b)}{V_{rel}} \quad (3.90)$$

Si $V_{rel} \gg \sigma \frac{\max(R, b)}{R}$, las estrellas no cambian apreciablemente su posición dentro de la galaxia durante el tiempo de encuentro, por lo que se habla de aproximación de impulso. Todas las colisiones a las que están sometidos los cúmulos de estrellas satisfacen esta condición. En la sección (3.11.4) se hará alusión a otro tipo de aproximaciones.

Sea M_{pd} (r_{pd}) la masa (radio) del cúmulo perturbado y M_{pr} (r_{pr}) del que perturba (usaremos subíndice pr para el sistema que perturba y pd para el perturbado). El incremento en la velocidad de una partícula respecto al centro de masa del cúmulo será:

$$\Delta \vec{v}_\alpha = - \int_{-\infty}^{\infty} \left[\vec{\nabla} \Phi(\vec{r}_\alpha, t) - \frac{1}{M_{pd}} \sum_{\beta} m_{\beta} \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}_{\beta}, t) \right] dt \quad (3.91)$$

Encuentros lejanos.- Si r_{pd}/b y r_{pr}/b son pequeños podemos hacer un desarrollo en serie de $\vec{\nabla} \Phi$ alrededor del origen, y con el potencial para el cluster del perturbador:

$$\Phi(\vec{r}, t) = - \frac{GM_{pr}}{|\vec{r} - \vec{R}(t)|} \quad (3.92)$$

donde $\vec{R}(t)$ es la posición del sistema perturbado. Se obtiene:

$$\Delta \vec{v}(\vec{r}) = -GM_{pr} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\vec{r}}{|\vec{R}|^3} - 3 \frac{\vec{R}(\vec{r} \cdot \vec{R})}{|\vec{R}|^5} \right) dt + O(\vec{r}^2) \quad (3.93)$$

y

$$\Delta E = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} |\Delta \vec{v}_{\alpha}|^2 = \frac{4G^2 M_{pr}^2 M_{pd}}{3b^4 V_{rel}^2} \bar{r}^2 \quad (3.94)$$

donde \bar{r}^2 es el radio al cuadrado medio del sistema perturbado.

Encuentros cercanos.- Por simplicidad consideraremos primero colisiones de frente ($b=0$). Sean (R,z) las coordenadas cilíndricas tales que la trayectoria del sistema perturbador sea $(R=0, z=Z_p(t)=V_{rel}t)$ y $(R=0, z=0)$ en centro de masas del perturbado. Por simetría, el incremento de velocidad $\Delta\vec{v}$ sólo tendrá componente radial, que vendrá dada por:

$$\Delta v_R = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Phi}{dr} \frac{R}{r} dt = - \frac{2R}{V_{rel}} \int_0^{\infty} \frac{d\Phi}{dr} \frac{dZ_p}{r} \quad (3.95)$$

en donde $r = \sqrt{(Z_p - z)^2 + R^2}$, y obviamente la expresión para la variación de la energía es:

$$\Delta E = \pi \int_0^{\infty} |\Delta v_R(R)|^2 \Sigma(R) R dR \quad (3.96)$$

y

$$\frac{dE}{dt} = 2\pi n_{pr} V_{rel} \int \Delta E b db \quad (3.97)$$

$\Sigma(R)$ es la densidad superficial del sistema perturbado y n_{pr} es el número densidad de perturbadores.

Sería de esperar un perfil de densidad y un potencial asociados a los modelos de King para los cúmulos de estrellas y cúmulos globulares (e incluso para los clusters de materia oscura), pero como nuestro estudio no necesita tanto detalle y sólo estamos obteniendo valores típicos, supondremos que los clusters son esferas de densidad constante. En ese caso obtenemos:

$$\Delta E = \eta \frac{G^2 M_{pr}^2 M_{pd}}{V_{rel}^2 r_{pd}^2} \quad (3.98)$$

con

$$\begin{aligned} \eta &= 3 \left(4 \ln 2 - \frac{247}{105} \right) & r_{pd} &= r_{pr} \\ \eta &\simeq 6 \left(2(1 - \ln 2) - \frac{1}{4} + \ln \left(\frac{r_c}{d} (1 + \omega) \right) - \omega \right) & r_{pd} &\gg r_{pr} \end{aligned} \quad (3.99)$$

con $\omega = \sqrt{1 - \left(\frac{r_{pr}}{r_{pd}}\right)^2}$.

La aproximación para encuentros lejanos, ec. (3.94), es válida cuando $b \geq 5 \max(r_{pr}, r_{pd})$ (Aguilar & White 1985). ΔE es semejante en colisiones lejanas y en encuentros frontales cuando $b \sim \left(\frac{4}{5\eta}\right)^{\frac{1}{4}} r_{pd}$, por lo tanto, tomaremos ec. (3.98) para $r < r_{pd}$ y ec. (3.94) para $r > r_{pd}$ con un factor g_η del orden de la unidad que corrija las colisiones con parámetro de impacto entre $r_{pd} < b < 5 \max(r_{pd}, r_{pr})$. Con estas consideraciones y con la ec. (3.97) se obtiene:

$$\frac{dE}{dt} = \sqrt{\pi} g_\eta \left(\eta + \frac{4}{5} \right) n_{pr} \frac{G^2 M_{pr}^2 M_{pd}}{\sigma_h} \quad (3.100)$$

La energía de ligadura está relacionada con el radio medio r_h por:

$$E_{bind} \simeq 0.2 \frac{G^2 M_{pd}^2}{r_h} = \frac{1}{4} \frac{G^2 M_{pd}^2}{r_c} \quad (3.101)$$

Y el tiempo típico de disociación en Gy será:

$$\tau_D(R) = \frac{E_{bind}}{\dot{E}} = 0.64 \left(\frac{1}{g_\eta} \right) \left(\frac{\sigma_{pr}}{\sigma_{pr0}} \right) \left(\frac{M_{pd}}{M_{pr0}} \right) \left(\frac{r_{pd}}{r_{pd0}} \right)^{-1} \left(\frac{n_{pr}}{n_{pr0}} \right)^{-1} \left(\frac{M_{pr}}{M_{pr0}} \right)^{-2} \quad (3.102)$$

con los valores de referencia $\sigma_{pr0} = 50 \text{ km/s}$, $M_{pd} = 2 \times 10^4 M_\odot$, $r_{pd0} = 10 \text{ pc}$, $n_{pr0} = 10 \text{ kpc}^{-3}$, $M_{pr0} = 5 \times 10^5 M_\odot$ y donde n_{pr} depende de R .

Particularizando para disgregación por clusters de materia oscura con $M_{pr} = 0.8 \times 10^6 M_\odot$, $\sigma_h = 150 \text{ km/s}$, $n_h = 10 \text{ kpc}^{-3}$, entonces $\tau_1 \sim 0.75 \text{ Gy}$.

Para disgregación por nubes moleculares, $M_{pr} = 2 \times 10^5 M_\odot$ y $n_{pr} \sim 100 \text{ kpc}^{-3}$, el tiempo típico sería $\tau_3 \sim 0.3 \text{ Gy}$.

Para el caso de interacciones mutuas entre clusters de estrellas necesitamos conocer su dispersión de velocidades. A pesar de que el protodisco no está en equilibrio isoterma, nos dará un valor típico $\sigma_z^2 \sim \pi G \Sigma(R) h_0$, así $\sigma_z \sim 20 \text{ km/s}$. En este caso, puesto que los perturbadores son los propios clusters de estrellas, la densidad n_{pr} será una función del tiempo $n_{pr}(t)$, por lo que $\frac{dM_s}{dt} \sim \frac{n_{pr}^2}{\tau_2}$, y τ_2 se obtendría de la ecuación (3.102) con $n_{pr} = 1 \text{ kpc}^{-3}$.

La masa media en los cúmulos de estrellas será función del tiempo:

$$\langle M_c(t) \rangle_{clust} = \left[-\frac{\tau_2}{2} \left(\frac{1}{\tau_4} (Ae^{t\Omega} - 1) - \Omega (Ae^{t\Omega} + 1) \right) \frac{1}{Ae^{t\Omega} - 1} \right] 10^6 M_\odot \quad (3.103)$$

con

$$\frac{1}{\tau_4} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_3} \quad (3.104)$$

$$\Omega^2 = \tau_1^{-2} + 4\beta\tau_2^{-1} \quad (3.105)$$

$$A = \frac{\tau_4^{-1} + \Omega}{\tau_4^{-1} - \Omega} \quad (3.106)$$

donde τ_1 es el tiempo de disociación por clusters de materia oscura, τ_2 es el tiempo de disociación por los cúmulos de estrellas, τ_3 el tiempo de disociación por nubes moleculares y β el ritmo de formación por inestabilidades gravitatorias. Es fácil ver que $\tau_2 \gg \tau_1, \tau_3$.

Conforme las nubes se vayan despojando de las estrellas, éstas se verán dispersadas por colisiones con nubes moleculares masivas y por los clusters de materia oscura por la tendencia a equipartición, de manera similar a lo que ocurría en el disco. Como proponemos en el siguiente apartado, este calentamiento podría ser capaz de borrar el gradiente de metalicidad.

3.10.5 Gradiente de metalicidad

Una vez que los cúmulos hayan sido disueltos, las estrellas formarán un disco suave, pero seguirán siendo agitadas en el disco por los clusters de materia oscura y por las nubes moleculares.

Diremos que dos poblaciones estelares están suficientemente mezcladas cuando su diferencia en la dispersión de velocidades en la dirección z es menor o igual a 7 km/s , que es el valor límite observacional. Nuestro objetivo es estudiar cuán de eficaz es el calentamiento en borrar el gradiente de metalicidad. Veamos cuál de los dos domina.

Supongamos que para las nubes moleculares el valor $N_c M_c^2 \nu$ ha sido más o menos constante desde que se empezó a formar el disco grueso hasta ahora. Esto es equivalente a suponer que el calentamiento por nubes moleculares fue aproximadamente el mismo que el actual, aunque podría haber efectos turbulentos de interacción entre el halo galáctico y el protodisco. Para un valor nominal de $\sigma_z \sim 30 \text{ km/s}$ para el disco grueso y mínimo de $\sigma_z \sim 15 \text{ km/s}$, no habría mezcla por calentamiento de nubes masivas en el tiempo de Hubble. De lo que se concluye que no sería suficiente para que ahora se observase un disco sin gradiente de metalicidad.

Olvidemos por unos instantes el efecto dinámico del propio disco y consideremos el scattering por los clusters de materia oscura. En ese caso la dependencia es $\sigma_z(t) = (\sigma_0^2 + 120 t)^{1/2}$, donde hemos supuesto que el disco tiene una velocidad de rotación del orden de 130 km/s . De allí deducimos que el calentamiento será efectivo en un tiempo $t \sim 11 \text{ Gy}$ que es el tiempo mínimo asignado al disco grueso.

Concluimos que los clusters de materia oscura podrían contribuir significativamente y generar un disco grueso con $\sigma_z \sim 50 \text{ km/s}$ sin gradiente de metalicidad. El origen del disco grueso sería principalmente por inestabilidades gravitatorias, por lo tanto, con un perfil exponencial, que se generaría en cúmulos de estrellas de una masa típica de $(1 - 2) \times 10^4 M_\odot$. La masa en el disco grueso sería aproximadamente el 10 % de la total y presentaría una discontinuidad con las estrellas del halo y con las del disco fino, éstas últimas se formarían por disipación del gas sobrante.

3.10.6 Disco grueso en otras galaxias. Conexión bulbo-disco grueso

No todas las galaxias presentan un disco grueso. Algunos autores (Majewski 1993) se han basado en ello para decir que su formación no es intrínseca a la de la galaxia y por lo tanto algún suceso excepcional como el merger de una galaxia enana podría ser el

causante de su formación. En la próxima sección aclararemos mejor este punto.

Morrison et al. (1994) hicieron fotometría de la galaxia vista de perfil NGC 5907, que es de tipo tardío. Esta galaxia tiene un tamaño parecido al de la Vía Láctea y presenta una curva de rotación muy semejante, por lo que debería tener un halo de materia oscura similar, sin embargo, no presenta disco grueso. Esto hace que nos preguntemos si puede existir alguna conexión entre la existencia de otras componentes morfológicas de la galaxia, como es el bulbo, con la existencia de disco grueso. Van der Kruit & Searle (1981a,b) encontraron una correlación entre la luminosidad del bulbo y la existencia del disco grueso.

Todavía no existe una teoría convincente sobre la formación y evolución del bulbo. Nosotros seguiremos la de Carney et al. (1990): el gas residual de la formación del halo se va acumulando hacia el centro y forma el bulbo. Este modelo logra reproducir el gradiente de metalicidad del bulbo.

Existen grandes dificultades en determinar la edad del bulbo, pero todo apunta a que el disco grueso y el bulbo podrían ser coetáneos. Silk & Wyse (1993) demostraron que en un protodisco con grandes inhomogeneidades iniciales tanto en el gas como en la materia oscura, la formación estelar aumenta pudiendo llevar a la formación del bulbo y del disco grueso.

En nuestro modelo de formación estelar (ver sección (3.10.3)), en las regiones centrales se puede alcanzar la densidad crítica y por lo tanto la formación estelar ya no vendría dada por las inestabilidades gravitatorias para formar el bulbo. La relación bulbo-disco grueso no aparece ligada de manera directa, aunque es plausible que exista alguna conexión.

Shaw & Gilmore (1989) han encontrado contraejemplos a la correlación entre luminosidad del bulbo y presencia del disco grueso. En general esperaremos un disco grueso para galaxias tempranas, pero hay que tener claro que lo importante es la historia de formación estelar y no la cantidad de materia oscura.

3.10.7 Hipótesis de merging. Merger versus halo oscuro

En la década de los 70 se comenzó, con los trabajos de Toomre & Toomre (1972), un estudio exhaustivo sobre sistemas galácticos en interacción. En el plano teórico se comenzaron a hacer simulaciones de N-cuerpos mientras que en el observacional se detectaron evidencias claras de interacción entre galaxias como son las plumas, formación estelar a gran escala, contrarotación, estructura espiral, barras... Incluso se llegó a postular la

posibilidad de que las elípticas tuvieran su origen en el merger de “discos”.

Argumentos simples sobre fricción dinámica sugieren que la Vía Láctea podría haber acretrado la masa equivalente a la Gran Nube de Magallanes en el tiempo de Hubble. El puente de HI entre las nubes de Magallanes y la Vía Láctea que se extiende 180 grados en el cielo (Jones et al. 1989; Tucholke & Hiesgen 1991), podrían ser un claro y cercano ejemplo de interacción.

Dada la distribución actual de la población de galaxias satélites esferoidales enanas parece claro que al menos otra galaxia satélite masiva podría haber existido (Kunkel 1979). Lynden-Bell (1982) propuso que la Osa Menor, Draco y Carina por una parte, y Fornax, Sculptor y Leo I y II por la otra, son los remanentes de grandes galaxias en disgregación.

Carney et al. (1989) propusieron que uno de estos remanentes podía haber caído sobre el disco de nuestra galaxia formando un disco grueso. El disco fino actual se habría formado posteriormente por disipación.

Es fácil estimar el cociente entre las escalas de altura final e inicial, h_f y h_i respectivamente, para un merger en órbita circular de una galaxia satélite (subíndice s) sobre otra muy masiva (subíndice g). Por balance de energía se tiene $\sigma_f^2 = \frac{M_s \sigma_s^2 + M_g \sigma_g^2}{M_s + M_g}$, que en el equilibrio isoterma cumplirá $\sigma_{fz}^2 = \pi G \Sigma_f h_f$. Suponiendo $\sigma_g^2 = c_\sigma \sigma_{gz}^2$ con c_σ un factor de forma, independiente de la distancia, elección que está justificada en nuestra galaxia, y $\sigma_s^2 = a_s \frac{GM_s}{R_s}$, que es el teorema del virial para una galaxia esférica, se obtiene:

$$\frac{h_f}{h_i} = \frac{1 + \left(\frac{a_s}{c_\sigma}\right) \left(\frac{M_s}{M_g}\right)^2 \left(\frac{R_g}{R_s}\right) \left(\frac{R_g}{h_i}\right)}{\left(1 + \frac{M_s}{M_g}\right)^2} \quad (3.107)$$

Como ilustración, para $a_s = 1$, $c_\sigma = 6$, $\frac{R_g}{R_s} \simeq 25$ y $\frac{R_g}{h_i} = 36$ se obtiene un cociente $\frac{h_f}{h_i} \simeq 2.5$. En esta expresión vemos que variando M_s podemos obtener la altura h_f que deseemos y no es difícil imaginar que las estrellas de la galaxia poblarían el disco grueso sin gradiente de metalicidad.

Quinn et al. (1993) simularon varios encuentros en rotación directa con inclinaciones de 0° , 30° y 60° relativo al plano del disco y masas del 4%, 10%, y 20% la masa del disco. Para su modelo estándar la nueva configuración de equilibrio se alcanzaba en 3 Gy obteniéndose un disco engordado verticalmente y alabeado por el merger. La escala de alturas era aproximadamente 2.2 veces la inicial. La densidad superficial final era exponencial (con escala $\sim 3 \text{ kpc}$) hasta tres veces la longitud de la escala radial del disco,

que son aproximadamente 10.5 kpc . Sin embargo, el gradiente de metalicidad del disco no se borra totalmente.

Debemos tener en cuenta, y esto es muy importante, que la época del merger está muy restringida (hace más de 10 Gy) para que hubiera tiempo de formarse el disco fino actual, pero no demasiado pronto para que existiera el disco primigenio.

Toth & Ostriker (1992) presentaron un análisis sobre el calentamiento de discos por satélites y argumentaron que el grosor actual del disco fino acota la cantidad de material acretao a nuestra galaxia al 8% de la masa del disco durante los últimos 5 Gy . Este dato indica que ha tenido que ser muy poca la cantidad de materia acretao en ese periodo.

Quinn et al. también destacaron que con mergers del 10% la masa del disco, sobrevive muy poco del disco inicial. Si bien se podría considerar una coincidencia que una galaxia satélite se fusionara con la nuestra hace 10 Gy , el problema aumenta si nos fijamos en otras galaxias. El que existan otras galaxias con un disco grueso como el de la nuestra significaría que la probabilidad de merger sería grande a alto red-shift, pero debería disminuir rápidamente a los red-shift correspondientes a la edad del disco fino para que así sobrevivieran los discos finos que ahora observamos. Un ritmo de merging de esta forma es muy difícil de concebir en los escenarios cosmológicos que se manejan actualmente.

El segundo hecho que pone en tela de juicio la hipótesis de merger es que el disco resultante desarrolla unos "warps" de manera manifiesta. Eso está en grave conflicto con las observaciones de fotometría superficial de una decena de galaxias (Shaw & Gilmore 1989, 1990) en las que el disco grueso se ajusta bien con una escala de alturas constante con el radio.

A pesar de todo lo expuesto en esta sección, la hipótesis de merger sigue siendo la más aceptada por la comunidad científica aunque haya muchos autores reticentes a esta idea (Norris & Green 1989; Norris & Ryan 1991).

3.10.8 Resumen

Actualmente parece demostrada la existencia de un disco grueso en la Vía Láctea, que es cinemáticamente distinto al halo y al disco fino y que no tiene gradiente de metalicidad en la dirección vertical al plano galáctico. Como hemos visto, en el disco grueso está la clave de la formación de la galaxia, o dicho de otro modo, de cómo se pasó del colapso del halo a la formación de un disco.

Hemos propuesto un nuevo marco para la formación del disco grueso como sigue.

Como el gas disipa energía se iría enfriando y adquiriría forma de disco, perpendicular al momento angular. En ese protodisco habría una época de formación estelar eficiente por inestabilidades gravitatorias, con una altura del orden de 1 kpc . Este hecho explicaría el perfil exponencial radial del disco grueso. La mayoría de las estrellas habrían nacido en cúmulos de masas entre $(1 - 2) \times 10^4 M_{\odot}$. Predecimos que el 10% de la masa del disco estaría formando el disco grueso. Este disco sería la transición entre el halo y el disco fino. Los clusters masivos de materia oscura agitarían al disco, y en 11 Gy desaparecería el gradiente de metalicidad. Este modelo no padece los problemas de “warps” del disco ni el de tiempo que sufre la hipótesis de formación por merger.

3.11 Halo discreto y su interacción con los cúmulos globulares

3.11.1 Introducción

En las secciones anteriores hemos usado las propiedades dinámicas del disco galáctico para imponer una cota a la masa de los clusters de materia oscura. El sistema de cúmulos globulares que pueblan el halo galáctico también se verá afectado por la presencia de estos clusters masivos. Wielen (1987, 1988) fue el primero en percatarse que el tiempo de supervivencia de los cúmulos globulares (CGs) se reduciría por el bombardeo de los agujeros negros que formarían el halo. De hecho, para clusters masivos y GCs muy ligeros, el tiempo de disolución es tan pequeño que debería ser muy poco probable encontrar un GC ligero dentro de un radio $R \sim 10 \text{ kpc}$ actualmente. En esta sección veremos si las propiedades del sistema de los GCs de nuestra galaxia (eg. la función de luminosidad) nos impone restricciones a la masa de los clusters masivos.

Aparecen dos dificultades a la hora de hacer este estudio. La primera es que todavía no se conocen los procesos evolutivos tan bien como para predecir la evolución de un cúmulo globular debido a la carencia de datos observacionales precisos del estado dinámico actual de los GCs, y debido a la dificultad que se tiene para hacer una valoración de la importancia de cada proceso físico que opera en estos sistemas. La segunda dificultad es el desconocimiento de la distribución inicial de los GCs.

En esta sección consideraremos el proceso de disolución de los GCs por los clusters masivos en el halo. Como está siendo habitual en cada una de las secciones, haremos una introducción general sobre los GCs. Una sección posterior la dedicaremos a revisar los procesos evolutivos que rigen la evolución de los GCs a partir de los trabajos dinámicos

más recientes y novedosos.

3.11.2 Cúmulos globulares. Propiedades generales. Evolución

La componente esférica o halo galáctico en la Vía Láctea lo forman una población estelar de una masa de $10^{10} M_{\odot}$ con una densidad de la forma $\frac{1}{r^n}$ ($n \sim 3$), cuyo origen es todavía una incógnita, y otra de cúmulos globulares de masas entre $10^4 M_{\odot}$ y $10^6 M_{\odot}$, que sigue una distribución esférica con un perfil de densidad $\rho \sim \frac{1}{r^{3.5}}$. En la Vía Láctea han sido detectados 143 cúmulos globulares (Djorgovski & Meylan 1993).

Es conocido que los cúmulos globulares son los objetos datados más viejos que se conocen, con edades entre 10 y 15 Gy, por lo que podrían ser incluso más viejos que la edad del Universo que predicen algunos modelos cosmológicos. Existen tres tipos de teorías sobre la formación de cúmulos globulares; las que proponen un origen pregaláctico (Peebles 1984; Rosenblatt et al. 1988), postgaláctico pero en estadios muy primitivos (Fall & Rees 1985), o debido a adquisición de nubes de gas en el halo galáctico (por caída de gas o por merger de galaxias) (Ashman & Zepf 1992). Esta última fue planteada para explicar la existencia de cúmulos globulares de edad intermedia; si bien la más asentada en la comunidad científica es la que propusieron Fall & Rees (1985), que se generarían por inestabilidades térmicas. En ese caso, los GCs y los clusters masivos de MACHOS podrían tener un origen común. Aunque es interesante, nosotros dejaremos a un lado el problema de su formación y estudiaremos sólo su evolución dinámica.

El sistema de GCs se ha estudiado para diversos fines. Los GCs son los objetos ideales para averiguar si hay subestructura en el halo o la ha habido en su formación (Searle & Zinn 1978). Por otro lado, a partir de velocidades radiales y de distancias de los GCs se pudo determinar la masa de la Vía Láctea, que es una forma de estimar la cantidad de materia oscura. En relación a esto mencionamos los trabajos de Zaritsky et al. (1989) y de Kulessa & Lynden-Bell (1992). Más recientemente se han impuesto más restricciones al potencial gravitatorio de nuestra galaxia a partir de la distribución de los cúmulos globulares (Dauphole & Colin 1995). Es fácil convencerse de la importancia que tienen los estudios de las poblaciones del halo tanto para comprender la etapa de formación de las galaxias, así como la dinámica del halo. En nuestro caso usaremos el sistema de GCs para investigar la posible presencia de clusters oscuros y masivos en el halo.

La evolución de un cúmulo aislado está relativamente bien entendida. Para analizarla se suele hacer uso de códigos de resolución de la ecuación de Fokker-Planck y de Monte

Carlo (Spitzer 1987; Goodman 1993). Pero todo apunta a que el estado actual de los GCs viene regido más por las perturbaciones externas, como las fuerzas de marea de la galaxia o choques gravitacionales con el disco o el bulbo, que por procesos internos. También es importante en la evolución el que posean un espectro de masas y la evolución estelar (Chernoff & Weinberg 1990). Nosotros nos restringiremos a modelos con una única masa para mayor sencillez y entendimiento del problema físico. Debemos añadir que el núcleo de nuestro estudio será la destrucción de los GCs por inyección de energía a las estrellas por colisiones con los clusters del halo.

Chernoff, Kochanek & Shapiro (1986) analizaron la importancia de los diferentes mecanismos que actúan en un cúmulo con una técnica de Monte Carlo: relajación a dos cuerpos, evaporación de estrellas por fuerzas de marea, y efectos de choque con el disco y con nubes moleculares gigantes (los efectos de choque hasta primer orden). Encontraron que el calentamiento por nubes era despreciable frente al producido por el disco. Muchos de los GCs dentro de un radio de 3 kpc habrían sido destruidos por este último efecto.

En los primeros $5 \times 10^9 \text{ Gy}$, la pérdida de masa puede ser tan grande como para ser capaz de destruir los GCs con un índice de concentración pequeño ($c < 0.6$). Aguilar, Hut & Ostriker (1988) y Gnedin & Ostriker (1996) han estudiado el ritmo de destrucción de los cúmulos globulares en un halo suave. Los primeros estudiaron el efecto de fricción dinámica y establecieron que es poco importante excepto para los clusters más masivos. Debido a que sólo se ha observado la componente radial de la velocidad para la mayoría de los GCs, se calcula el ritmo de destrucción para un determinado GC promediando con una distribución determinada de órbitas (generalmente se toma isótropa o radial en velocidades).

Es de esperar que la distribución de velocidades dependa del tiempo porque, por ejemplo, la destrucción diferencial de los GCs que tengan órbitas radiales por el choque gravitacional con el bulbo hace más isótropas las órbitas.

De los procesos evolutivos, probablemente el que domina en la actualidad es el de evaporación por choque con el disco y por los fenómenos de relajación inducidos por el choque (Gnedin & Ostriker 1996). El ritmo de destrucción que encuentran Gnedin & Ostriker es el mismo que estimaron observacionalmente Hut & Djorgovski (1992) usando una muestra de 140 cúmulos (ritmo de disolución $5 \pm 3 \text{ Gy}^{-1}$).

Si el halo oscuro está formado por clusters, el ritmo de destrucción será todavía mayor. Primeramente Wielen (1987, 1988) y más tarde Moore & Silk (1995) sugirieron que estos

clusters masivos, que denotaron por RAMBOS (del inglés Robust Associations of Massive Baryonic Objects) pondrían en peligro la supervivencia de los GCs más ligeros.

3.11.3 Dependencia con el radio de los procesos evolutivos

En principio, todos los procesos evolutivos mencionados anteriormente producirían que el espectro de masas del sistema de GCs variara con el tiempo y que tuviera una apreciable dependencia con el radio galactocéntrico y la excentricidad de la órbita. La evaporación por fuerzas de marea depende del radio tidal, que se espera que dependa del radio galactocéntrico; también la magnitud del choque gravitacional con el disco depende del radio galactocéntrico, puesto que depende de la densidad del disco. El choque gravitacional con el bulbo depende de la excentricidad de la órbita.

Sin embargo, para muchas galaxias no se observa dependencia de la función de luminosidad con el radio galactocéntrico (eg. Harris 1991; McLaughlin, Harris & Hanes 1994), y así algunos autores han tomado el rango de masas, que es de dos órdenes de magnitud, como representativo de la función de masas original de las nubes protoglobulares.

Por otro lado, los estudios recientes de Gnedin & Ostriker (1996) haciendo uso de un código de Fokker-Planck y considerando sólo los efectos evolutivos encuentran que más de la mitad de los cúmulos globulares actuales se destruirán en el próximo tiempo de Hubble (52% – 58% para el modelo de Ostriker & Cadwell 1983, 75% – 86% para el modelo de Bahcall, Smidt & Soneira 1983).

Aparentemente la dependencia con la distancia galactocéntrica todavía sería más fuerte si hubiera destrucción de GCs por encuentros a alta velocidad con los clusters masivos. Wielen (1987, 1988), Moore (1993) y Klessen & Burkert (1996) han estudiado el ritmo de destrucción con simulaciones de N-cuerpos en el caso de que los clusters fueran agujeros negros con el fin de establecer una cota a sus masas. Moore (1993) seleccionó nueve GCs difusos y débilmente ligados de nuestra galaxia y calculó el tiempo típico de destrucción para una secuencia de encuentros media y propuso un límite superior entre $10^3 - 10^4 M_{\odot}$. Pero no tuvo en cuenta que algunos de ellos pueden sobrevivir porque hay cierta probabilidad de que no hayan sido alcanzados por agujeros negros con parámetro de impacto pequeño, que son los más destructivos. Klessen & Burkert (1996), siguiendo diferentes secuencias, establecen para nuestra galaxia un límite $M_{BH} < 5 \times 10^4 M_{\odot}$. En el caso de clusters de un determinado radio d , el efecto de destrucción es de aproximadamente un orden de magnitud menor.

Queremos averiguar si es compatible la existencia de clusters de materia oscura masivos con la función de luminosidad de los GCs. Suponiendo una distribución inicial de GCs similar e independiente de la distancia, cabría esperar un menor número de GCs ligeros relativos al acercarnos al centro galáctico porque su vida media sería mucho más pequeña. Ese fue el argumento de Moore & Silk (1995): Ya que el tiempo de disociación, τ_D , va inversamente proporcional a la densidad de materia oscura y por lo tanto, con la distancia galactocéntrica como R_g^2 , cambiará alrededor de un orden de magnitud ($\sim \frac{1}{16}$) para los GCs dentro de una esfera de 10 kpc que para los que están en el halo más externo, alrededor de un radio de 40 kpc . Consecuentemente, la función de luminosidad debería depender de la distancia. Moore & Silk cuantificaron la variación de la función de luminosidad de los GCs de nuestra galaxia. Para ello, asumen una relación $\frac{M}{L} \simeq 1.5$ y toman la fracción de GCs más brillantes que $M_v = -7$ para cúmulos con $R_g < 10 \text{ kpc}$ y para los que se sitúan a $R_g > 10 \text{ kpc}$, encontrando una variación del 20% sólo. Moore & Silk (1995) imponen una cota a la masa superior de los clusters muy restrictiva. Pero simplifican demasiado la física del problema. Pasemos a hacer este estudio de forma más meticulosa.

3.11.4 Destrucción de los cúmulos globulares

Los cúmulos globulares son sistemas esféricos, con una distribución de luz que se ajusta con modelos de King -parámetros (ρ_c, r_c, C)- y acotados por las fuerzas de marea de la galaxia. Frenk & White (1980) no encontraron ningún indicio de que haya expansión del sistema de GCs como un todo. Thomas (1989) ha confirmado la ausencia de expansión. También encontró que dentro de 7 kpc del centro galáctico la distribución de velocidades era isótropa y que tiende a ser más radial hacia afuera.

En la sección (3.10.4.2) ya hemos discutido algunos de los conceptos básicos sobre la dinámica de los cúmulos de estrellas. A diferencia de las galaxias, la vida de los cúmulos globulares es suficientemente grande comparada con el tiempo de relajación como para que se den colisiones a dos cuerpos provocando la evaporación de estrellas, colapso del core y efectos de segregación de masa. Por ejemplo, la mayoría de los GCs situados dentro de $\sim 5 \text{ kpc}$ del centro muestran colapso del core. Además algunas observaciones recientes en placas fotográficas de una muestra de 12 GCs revelan conteos de estrellas más allá del radio de marea, que están siendo desligadas gravitacionalmente por evaporación (Grillmair et al. 1995).

Pero además de estos procesos internos, existen otros externos que determinan por ellos sólo el tiempo de supervivencia del GC. Pasemos a describirlos.

3.11.4.1 Choque gravitacional con el disco

Cuando un GC pasa a través del disco experimenta una fuerza gravitacional dependiente del tiempo, que le inyecta energía; es el calentamiento por choque gravitacional con el disco. El tiempo característico de esta fuerza es el tiempo que le cuesta atravesar el disco:

$$\tau_{cross} = \frac{2h_0}{V_z} \quad (3.108)$$

donde V_z es la componente perpendicular de la velocidad del cúmulo perpendicular al disco. Ya que el tiempo de cruce es más pequeño que el periodo orbital para la mayoría de las estrellas, se habla de choque. No ocurre lo mismo para las estrellas que se encuentran en las zonas interiores del cúmulo porque se mueven muy rápidas y en ese caso las órbitas evolucionarán de manera adiabática. Si definimos el parámetro adiabático como:

$$x_d \equiv \frac{2\omega h_0}{V_z} \quad (3.109)$$

donde el subíndice d se refiere al disco y ω es la velocidad angular de las estrellas en el cúmulo, para las estrellas con $x_d \gg 1$ no se hablará de choque.

Si se usa la aproximación de impulso (ver sección (3.10.4.2)) para estimar el aumento de la dispersión de velocidades de las estrellas, el resultado se sobreestima para $x_d \geq 1$. Spitzer (1958) hizo la corrección adiabática o aproximación armónica y obtuvo que el aumento en la energía sería:

$$\langle \Delta E \rangle_d = \frac{2g_m r^2}{3V_z} A_d(x_d) \quad (3.110)$$

con

$$A_d(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \quad (3.111)$$

y g_m la aceleración máxima de las estrellas debido al potencial que crea el disco.

Sin embargo, Weinberg (1994) demostró que para sistemas con más de un grado de libertad es probable que existan perturbaciones con unas frecuencias que se acoplen con las de las estrellas violándose la adiabaticidad. Consecuentemente, el factor de adiabaticidad no depende exponencialmente de x para x grandes, sino como una potencia:

$$A_d(x) = \left(1 + \frac{x^2}{4}\right)^{-3/2} \quad (3.112)$$

Gnedin & Ostriker (1996) incluyen el término cuadrático $\langle(\Delta E)^2\rangle$, que es la dispersión en la transferencia de energía, y por lo tanto acelera la disociación del cúmulo ($\langle\Delta E\rangle$ aumenta la evaporación, $\langle(\Delta E)^2\rangle$ aumenta el colapso del core). Según estos autores, este término es más importante que el de primer orden $\langle\Delta E\rangle$.

3.11.4.2 Choque gravitacional con el bulbo

De manera similar a lo que ocurría al atravesar el disco, los GCs sufren choques gravitacionales cuando pasan cerca del bulbo. La diferencia entre el choque con el disco estriba en su dependencia temporal.

Spitzer (1958) calculó este efecto en el caso de que el calentamiento fuera inducido por encuentros con nubes moleculares, pero que se puede aplicar para el choque con el bulbo. Incluyendo la corrección adiabática con el parámetro:

$$x_b = \frac{2\omega R_p}{V_p} \quad (3.113)$$

donde V_p es la velocidad del cúmulo a la mínima distancia del encuentro, R_p , se tiene:

$$\langle\Delta E\rangle_{arm} = \langle\Delta E\rangle_{imp} \eta \quad (3.114)$$

con

$$\eta = \frac{1}{2} \sum_i L_i(x_b) \quad (3.115)$$

y

$$L_1(x) = \left(x^2 K_1(x) + x K_0(x)\right)^2 + \left(x^2 K_1(x)\right)^2 \quad (3.116)$$

$$L_2(x) = \left(x^2 K_0(x)\right)^2 + \left(x^2 K_1(x)\right)^2 \quad (3.117)$$

$$L_3(x) = \left(x K_1(x)\right)^2 \quad (3.118)$$

donde $K_n(x)$ son las funciones de Bessel modificadas de rango dos y orden n . Los valores de η se pueden encontrar en la tabla (1) del artículo de Spitzer.

Se han hecho algunas correcciones a esta ecuación para tener en cuenta la extensión del bulbo (Aguilar, Hut & Ostriker 1988, Gnedin & Ostriker 1996). La destrucción de los GCs por el bulbo es muy eficaz para aquellos que tienen órbitas muy excéntricas. Incluyendo todos estos mecanismos de destrucción, Gnedin & Ostriker predicen una destrucción entre el 50% y el 90%, según el modelo de masas que se le asigne a la Vía Láctea, de los GCs actuales en el próximo tiempo de Hubble.

3.11.5 Destrucción de los cúmulos globulares por encuentros a alta velocidad con clusters masivos en el halo

A todos los procesos evolutivos generados por la interacción del cúmulo con las distintas componentes de la galaxia les vamos a añadir el efecto de destrucción debido a la inyección de energía cinética por colisiones sucesivas con los clusters del halo.

Calculemos primero el tiempo de destrucción de un cúmulo globular por colisiones en función de las variables físicas que observamos. El cálculo detallado se hizo en el capítulo (3.10.4.2) por lo que aquí no reproduciremos los desarrollos.

En la aproximación de impulso se tiene:

$$\tau_D(R) = \tau_0 g^{-1} L_{GC} \left(\frac{M}{L} \right)_{GC} (\lambda_e \sigma_h) \rho_h^{-1} r_{GC}^{-1} M_h^{-1}, \quad (3.119)$$

donde g es un factor del orden de la unidad que corrige de aquellos encuentros con parámetro de impacto entre $r_{GC} < b < 5 r_{GC}$ con r_{GC} el radio medio del GC (Binney & Tremaine 1987), σ_h es la dispersión de velocidades unidimensional del halo, e es la excentricidad de la órbita del cúmulo globular, λ_e es una función que depende de R y e , que es del orden de la unidad y tiene en cuenta la variación del tensor de velocidades a lo largo de la distancia galactocéntrica ($\lambda = 1$ para una distribución isoterma de GCs), $(M/L)_{GC}$ es la relación masa-luminosidad global de los GCs y $\rho_h(R)$ es la densidad del halo, $\rho_h(R) = n_h(R) M_h$.

Calculemos el tiempo de vida de un GC de masa intermedia a un R de 10 kpc para los siguientes valores de referencia $\lambda = g = 1$, $(M/L)_{GC} = 3$, $\sigma_h = 150 \text{ km/s}$, $M_h = 5 \times 10^5 M_\odot$, y $n_h = 10 \text{ kpc}^{-3}$. Para ello seleccionamos de la muestra de GC actuales aquellos que tienen masas entre $1 - 4 \times 10^5 M_\odot$ y cuya vida esperada debido a efectos evolutivos, que ha sido calculada por Gnedin & Ostriker (1996), sea mayor que 20 Gy . Este último requisito es necesario para tomar los parámetros internos de los GCs lo más independientemente posible de los procesos evolutivos que luego deberemos sumar. Tomamos aquellos GCs que no muestren todavía esos efectos de manera significativa. De esta muestra se deduce que $\langle \tau_D \rangle = 13 \pm_3^8 \text{ Gy}$.

Hay tres tipos de errores o dispersión en los resultados. El anterior es a causa de la dispersión en los parámetros internos de los cúmulos globulares, puesto que no todos con la misma masa tienen el mismo radio medio. También tenemos un error formal asociado a las aproximaciones que hemos hecho para calcular τ_D (eg. cuánto de buena es la aproximación de impulso). Y por último existe la dispersión o segundo momento de la

ecuación (3.119) que viene de hacer promedios espacio-temporales. Esta dispersión toma relevancia en el caso de que los objetos masivos fueran masivos y puntuales (agujeros negros) porque entonces los encuentros de parámetro de impacto pequeño son los más destructivos, pero también los más improbables, así que un determinado GC tiene cierta probabilidad de no tener encuentros penetrantes y poder sobrevivir. En el caso de que los clusters tengan un tamaño comparable al de los cúmulos globulares este efecto es despreciable.

Spitzer (1958) calculó una corrección por adiabaticidad a la aproximación de impulso. Esta corrección la citamos en la sección anterior y consiste en multiplicar el aumento relativo de la energía por un factor $\eta(x)$ y $x = 2\omega R_p/V_0$. Los valores de η se pueden encontrar en la tabla (1) del artículo de Spitzer.

Nosotros tomamos la aproximación de impulso puesto que tanto por el desconocimiento de los parámetros de los clusters masivos como por la complejidad de los procesos evolutivos, no es necesaria más precisión. Tengamos en cuenta que existirá un acoplamiento no lineal entre el calentamiento por colisiones con los clusters y los procesos evolutivos, y ello producirá una amplificación en la eficacia de la destrucción. Se podrían olvidar los efectos evolutivos si $\tau_{evol} \gg \tau_D$, pero varios trabajos recientes apuntan a que los tiempos podrían ser del mismo orden.

Para aclarar las ideas supongamos que $\tau_{evol} \gg \tau_D$. Entonces la fracción de GCs en función de la distancia galactocéntrica vendría determinada por la densidad de materia oscura principalmente. Suponiendo una determinada distribución (en masas, posiciones y velocidades) inicial de los GCs (eg. esfera isoterma) en la galaxia, se podría determinar la distribución actual debida a la destrucción por clusters oscuros.

Sin embargo, no se conoce la distribución inicial de los GCs. Sólo disponemos de la distribución después de que hayan evolucionado un tiempo de Hubble en su recorrido por la galaxia. Por supuesto, sólo estamos viendo aquellos GCs cuyos parámetros en $t = 0$ cumplían la condición $\tau_d > \tau_{Hubble}$. Probablemente todos aquellos GCs que tenían órbitas muy excéntricas no habrán sobrevivido y fueron destruidos al pasar cerca del bulbo. Quizás estudiando la dependencia radial se pueda extraer alguna información. Pero también hay algunas limitaciones observacionales: Sólo se conocen las tres componentes de la velocidad para una veintena de GCs. Por lo tanto, hay que predecir su evolución promediando en las posibles velocidades tangenciales, fijada la velocidad radial, según una distribución de velocidades.

Nosotros usaremos los tiempos de vida de los cúmulos globulares calculados por Gnedin & Ostriker (1996) para obtener estimaciones sobre la importancia y sensibilidad de los parámetros internos de los GCs y de su posición en los procesos evolutivos.

Ahora pasemos a discutir la dependencia con R de τ_D , que ha sido el argumento con el que Moore & Silk acotaron de forma drástica la existencia de clusters masivos en el halo. Justificaremos que la existencia de clusters de masa hasta $10^6 M_\odot$ no está prohibida, aunque tampoco será una demostración de su existencia.

3.11.5.1 Halo oscuro

Supondremos que el halo sigue una esfera aproximadamente isoterma:

$$\rho_h(R) = \frac{\rho_c}{\left(1 + \left(\frac{R}{r_c}\right)^2\right)} \quad (3.120)$$

para nuestra galaxia r_c está entre 2 y 8 kpc . Seguiremos usando los valores para nuestra galaxia sugeridos por Cadwell & Ostriker (1981): $\rho_c = 1.37 \times 10^{-2} M_\odot/pc^3$ y $r_c \sim 8 kpc$, aunque existen otros modelos de masas propuestos. Bahcall, Smidt & Soneira (1983) (modelo BSS) proponen un halo con una densidad en el entorno solar de $\rho_h = 10^{-2} M_\odot/pc^3$ y una dependencia $R^{-1.8}$, mientras que otros modelos más elaborados consideran un halo con un agujero en el centro (Rohlfis & Kreitschmann 1988) para evitar el problema de que con una distribución de densidad según la ecuación (3.120), la velocidad de rotación en las partes de fuera de la Vía Láctea sería del orden de 400 – 500 km/s . Ellos proponen:

$$\rho_h(R) = \rho_c \frac{1 + x^{-n_c}}{x^2} \exp\left(-\frac{1}{x^{n_c}}\right) \quad (3.121)$$

donde $x = r/r_c$, y n_c , r_c y ρ_c son parámetros que se ajustan.

Los clusters de materia oscura se destruyen por interacción entre ellos dentro de un radio:

$$R_{dis} \simeq 2.1 kpc \left(\frac{d}{pc}\right)^{1/2} \left(\frac{t_g}{15 Gy}\right)^{1/2}, \quad (3.122)$$

en un tiempo de Hubble (Carr & Lacey 1987). Por lo tanto, los efectos en los GCs dentro del radio $R = 4.5 kpc$ (para $d \geq 5 pc$) serán muy pequeños. En el conteo de los GCs afectados por colisiones deberemos excluir todos aquellos que se encuentren dentro de esa región.

3.11.5.2 Segregación en el halo

Se puede pensar que podría existir un efecto de expansión del sistema de GCs más ligeros por efecto de relajación a dos cuerpos (expansión del conjunto de cúmulos en el halo). Sin embargo, este fenómeno no es capaz de producir ningún efecto apreciable como se deduce de la fórmula de Farouki & Salpeter (1982) para el tiempo típico de segregación:

$$\tau_R = F \frac{N_{eff}}{26 \log \Lambda} \tau_c, \quad (3.123)$$

donde τ_c es el tiempo de cruce en el halo, F es un factor que depende del espectro de masas, $N_{eff} = \frac{M^2}{\sum m_i^2}$, M es la masa total y el subíndice i recorre todos los objetos del halo, y $\log \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb. Para $F \sim 10$ (Fakouri & Salpeter 1982), $M_h = 10^6 M_\odot$ y $m_c = 10^4 M_\odot$, τ_R es mayor que el tiempo de Hubble. Por lo tanto, podemos despreciar la difusión de GCs hacia fuera de la galaxia.

3.11.5.3 El parámetro λ

λ depende de la velocidad relativa entre las poblaciones de los cúmulos globulares y la de los clusters. Para una dispersión de velocidades isotrópica de los GCs, $\lambda = 1$. En este apartado vamos a estimar el cociente entre λ en el interior y en el exterior de la galaxia.

La presencia de una componente de disco grueso demuestra que estos cúmulos globulares están en órbita circular (Zinn 1985). Las observaciones de Thomas (1989) muestran que en la zona interna del halo los GCs tienen una distribución de velocidades isotrópica. Para los cúmulos globulares dentro de $R < 10 \text{ kpc}$ supondremos que las órbitas son circulares, $e = 0$. Pero además los clusters de materia oscura transfieren energía al centro de masas de los cúmulos globulares por la tendencia a equipartición, de manera similar a como lo hacían con las estrellas produciéndose el calentamiento del disco. El cálculo sigue siendo el mismo porque a pesar de que $m_{GC} \simeq 10^5 M_\odot$, se puede considerar $M_h \gg m_{GC}$, por lo que las ecuaciones son válidas sin más que tomar $\nu = 0$. De esta manera obtenemos una dispersión de velocidades unidimensional de $\sigma_i \sim 30 - 50 \text{ km/s}$, y por lo tanto, la velocidad media de la población de cúmulos globulares ligeros será $\langle v_0 \rangle_{inner} = \sqrt{2\sigma_h^2 + 3\sigma_i^2} \sim \frac{3}{2}\sigma_h$ para la zona interna de la galaxia.

Para los cúmulos globulares externos ($R > 20 \text{ kpc}$) esperaríamos que tuvieran órbitas elongadas las cuales serían reminiscencias del colapso de la nube de gas según el modelo de Eggen et al. (1962). Esta tendencia también ha sido detectada observacionalmente por Thomas (1989). En este tipo de órbitas los GCs permanecen aproximadamente

dos tercios de su tiempo cerca del apocentro a baja velocidad. Parametrizaremos la velocidad típica $\langle v_0 \rangle_{outer} = \sqrt{2} \omega \sigma_h$. Una estimación plausible daría anisotropías entre $\omega \sim 0.5 - 0.75$.

El cociente entre los parámetros $\lambda_{inner}/\lambda_{outer}$ vendrá dado por el cociente entre $1/V_{rel}$ dentro y fuera, donde V_{rel} es la velocidad relativa entre las poblaciones de los cúmulos globulares y la de los clusters de materia oscura. Suponiendo un halo isoterma se tiene:

$$\frac{\lambda_{inner}}{\lambda_{outer}} = \frac{\langle v_0 \rangle_{inner} \operatorname{erf}\left(\frac{\langle v_0 \rangle_{inner}}{\sqrt{2}\sigma_h}\right)}{\langle v_0 \rangle_{outer} \operatorname{erf}\left(\frac{\langle v_0 \rangle_{outer}}{\sqrt{2}\sigma_h}\right)} \simeq 1.22 \omega^{-1} \operatorname{erf}(\omega). \quad (3.124)$$

Esta fracción podría ser incluso menor en tiempos anteriores porque la distribución de los GCs fuera habrá sido preferentemente radial, y estos GCs ya han sido destruidos. Es decir, es una función que aumenta con el tiempo.

La incertidumbre debido a la mezcla dinámica del sistema de GCs es ampliamente reducida al hacer el cociente entre cúmulos ligeros y masivos bajo la suposición de que los parámetros de las órbitas no están correlacionados con las masas.

3.11.5.4 Radio de los cúmulos globulares

El radio de marea de los cúmulos globulares se estima a partir del valor de r_t deducido de un ajuste de King. Algunos autores han intentado poner restricciones al radio orbital de los GCs en el pericentro usando estos valores de r_t , pero sin resultados satisfactorios.

Asumiendo un potencial logarítmico para nuestra galaxia, King (1962) derivó el radio tidal:

$$r_t = g(e) \left(\frac{m_{GC}}{M_G(a)} \right)^{1/3} a \quad e < 0.5, \quad (3.125)$$

donde a es el semieje mayor, $M_G(a)$ la masa de la galaxia dentro de ese radio, y $g(e)$ una función que depende de la excentricidad. Hemos limitado la validez de la expresión en $e = 0.5$ porque para excentricidades mayores el radio de marea es incierto y controvertido.

Ajustando el perfil de los GCs con un modelo de King, es inmediato calcular el radio, $r_{0.5}$, que contiene la mitad de la luminosidad proyectada (Surdin 1993):

$$r_{0.5} = \frac{1}{2} g(e) (Gm_{GC})^{1/3} \left(\frac{a}{v_c} \right)^{2/3} 10^{-C/2} \quad (3.126)$$

donde hemos usado que $M_G(a) = \frac{av_c^2}{G}$, con v_c la velocidad circular, y $C \equiv \log(r_t/r_c)$ el índice de la concentración del cúmulo, donde r_c es el radio del core. El 80 % de los

cúmulos globulares de nuestra galaxia tienen concentraciones entre $1 \leq C \leq 2$. De modo que $r_{0.5} \propto R^{2/3}$.

Sin embargo, todavía no se sabe si alguna posible relación entre $r_{0.5}$ y R es el resultado de la evolución dinámica (Surdin 1993) o de las condiciones primordiales (van der Bergh, Mobey & Pazder 1991; McLaughlin & Pudritz 1996); es muy difícil de discernir si el radio tidal es función de los parámetros orbitales o no. Además, la excentricidad de las órbitas para los GCs exteriores no están determinadas. Debemos decir en este punto que sólo se conocen los movimientos propios para 26 cúmulos globulares. Por todas estas razones nos parece más apropiado tomar la correlación observada entre el radio de los GCs y la distancia galactocéntrica inferida por van der Bergh et al. (1991):

$$r_{GC} \propto R^{1/2}. \quad (3.127)$$

Supondremos que esta relación que se deduce de las observaciones es una relación efectiva de la combinación de las condiciones iniciales y de los procesos evolutivos que tienen lugar en los GC's.

3.11.5.5 La relación masa-luminosidad de los cúmulos globulares

Se puede acotar la relación local entre masa y luminosidad de los GCs con análisis dinámicos (Pryor et al. 1989). Sin embargo, si la componente luminosa está embebida dentro de un halo oscuro la relación M/L puede ser mayor. Existen algunas observaciones que apoyan esta idea: 1) el perfil de la dispersión de velocidades desciende hacia fuera del cúmulo pero no llega a cero, 2) las extrapolaciones de la función de masas observadas predicirían una gran cantidad de estrellas de baja masa débiles (Fahlman et al. 1989; Richer et al. 1991; Taillet et al. 1995), la cual podría formar un gran halo originado por segregación. Más aún, algunas teorías de formación de los GCs predicen agrupamiento de materia oscura alrededor de los cúmulos globulares.

Recientemente Moore (1996) ha restringido la relación masa-luminosidad a $M/L \leq 2.5$ para permitir el escape de estrellas por evaporación que fue detectada por Grillmair et al. (1995) y que ya hemos mencionado. Sin embargo, la existencia de un calentamiento adicional debido a los clusters podría conspirar de tal manera que valores más altos de M/L estarían permitidos. Ya que la formación de ese halo es debida a relajación que es un proceso interno, no se espera que se produzca ninguna correlación de manera directa entre M/L y R .

3.11.5.6 Masa de los clusters oscuros

Según la teoría de formación que se considere para los clusters de materia oscura se podrá predecir si existe alguna dependencia de su masa con la distancia galactocéntrica. En la teoría de formación de objetos en el halo por inestabilidades vimos que la masa de Jeans iba como:

$$M_{Jcrit} \propto R^{1/2} \quad (3.128)$$

Si en las primeras etapas de formación del halo hubiera existido hidrógeno molecular, las nubes más masivas ($M_h > M_{crit}$) habrían fragmentado para formar estrellas visibles (Ashman 1990) donde:

$$M_{crit} \simeq 1.6 \times 10^5 \alpha^{-0.82} \beta^{-0.41} \left(\frac{R}{kpc} \right)^{0.41} \left(\frac{T_b}{10^3 K} \right)^{1.6} M_{\odot}. \quad (3.129)$$

El resto de nubes formaría clusters oscuros.

En cualquier caso, el hecho que nos importa es que parece que existiría una correlación entre la masa de los clusters y el radio galactocéntrico de la forma:

$$M_h(R) \propto R^b, \quad (3.130)$$

con $0.3 \leq b \leq 0.5$.

3.11.6 La función de luminosidad de los cúmulos globulares

Una vez que hemos visto cómo depende cada factor con la distancia surge la curiosidad de comprobar cuál es la función de luminosidad de los cúmulos en nuestra galaxia. De toda la discusión es fácil buscar una muestra que sea significativa del efecto del halo en los cúmulos. No tomaremos aquellos cúmulos globulares que pertenezcan al disco por varios motivos. El primero es que están afectados y/o ligados por el potencial del disco y no queremos entrar en el problema de caracterizar este fenómeno, que podría generar en los GCs gran pérdida de masa produciendo GCs ligeros a partir de los más masivos (Weinberg 1994). El segundo es que estos cúmulos pueden tener otro origen y por lo tanto, otros parámetros internos y otras edades. Eliminando estos cúmulos, la muestra será mucho más significativa en relación al problema de la interacción con el halo. Debido a la disolución de los clusters dentro de R_{dis} tomaremos que $R > 4 kpc$. Resumiendo, nos quedamos con aquellos cúmulos que se encuentren actualmente en:

$$|z| \geq 1.4 kpc, \quad (3.131)$$

$$R > 4 \text{ kpc.} \quad (3.132)$$

Otra manera alternativa de distinguir entre los GCs del disco y del halo es mediante la metalicidad. Consistiría en tomar los GCs menos metálicos, $[Fe/H] < -0.8$. Ahora ya podemos calcular la variación relativa entre el tiempo de destrucción de los cúmulos en $R_{out} \text{ kpc}$ (GCs externos) y en $R_{inn} \text{ kpc}$ (GCs internos). Con la finalidad de tener una muestra estadísticamente significativa cubriremos todo el rango de radios. Elegiremos el radio máximo, R_{max} , como el radio límite en el que hubo fragmentación del gas. Como vimos en la sección (3.7.2) está situado a $R_{max} = 33 \text{ kpc}$. Para que la muestra sea comparable en las dos regiones tomaremos el radio de separación entre externos e internos en $R_c = 12 \text{ kpc}$. La fracción entre los tiempos de destrucción será:

$$\frac{\langle \tau_D(R_{out}) \rangle}{\langle \tau_D(R_{inn}) \rangle} = \frac{\langle \rho_h(R_{inn}) \rangle}{\langle \rho_h(R_{out}) \rangle} 0.8 \omega \text{erf}^{-1}(\omega) \left(\frac{\langle R_{inn} \rangle}{\langle R_{out} \rangle} \right)^{\frac{1}{2}+b}, \quad (3.133)$$

donde $\langle R \rangle$ viene dado por:

$$\frac{\sum_{i=1} \rho_h(R_i)}{N} = \rho_h(\langle R \rangle) \quad (3.134)$$

donde la i suma para los que tengan masa $m_{GC} < 4 \times 10^5 M_\odot$, entre $R_{dis} < R < R_c$ para los internos y entre $R_c < R < R_{max}$ para los externos.

Para el modelo de masas de Cadwell & Ostriker (1981) obtenemos:

$$\frac{\tau_D(ext)}{\tau_D(int)} = \frac{\tau_D(18 \text{ kpc})}{\tau_D(7 \text{ kpc})} = 2.2 (0.4)^b. \quad (3.135)$$

$$\frac{\tau_D(ext)}{\tau_D(int)} = 2.6 (0.4)^b \quad (3.136)$$

con $\omega = 0.6$ y $\omega = 1$, respectivamente. Haciendo lo mismo para el modelo BSS se obtienen valores parecidos. Sin embargo, para el de Rohlfs & Kreitschmann (1988) las relaciones entre tiempos es:

$$\frac{\tau_D(ext)}{\tau_D(int)} = 0.25 (0.6)^b \quad (3.137)$$

Vemos que en este último modelo, debido al agujero que presenta el halo en el centro, el ritmo de destrucción sería mayor para los externos. Esto nos quiere decir que si el tiempo de vida de los GCs viniera dado por los clusters oscuros, la función de luminosidad de los GCs nos ayudaría a discernir si el halo presenta un agujero en el centro o no. En caso afirmativo, la masa M_h que explicara el calentamiento debería ser mayor. Si admitimos que M_h sigue siendo del orden de $10^6 M_\odot$, los modelos de halo con agujero en el centro

no podrían explicar el calentamiento del disco, a no ser que tuviera una importante componente de disco.

Volvamos al modelo de Cadwell & Ostriker que parece más interesante dinámicamente. Si los efectos evolutivos fueran de segundo orden respecto al efecto por colisiones con los clusters, se podría determinar el valor de b a partir de la variación de $f_{M_v}(R)$. En este caso, y si no se encontrara variación radial de $f_{M_v}(R)$, la ecuación (3.135) implicaría $b = 1$. El error principal en esta estimación tiene como origen la muestra tan pobre de GCs que disponemos en nuestra galaxia, y por lo tanto, en el error estadístico que tenemos al separar sólo entre cúmulos externos e internos.

Hemos calculado la variación del tiempo de destrucción por encuentros con clusters en función de la distancia galactocéntrica sin incluir los efectos evolutivos. En principio, los efectos evolutivos podrían producir alguna correlación entre el ritmo de destrucción y la distancia galactocéntrica. Sería importante saber diferenciar entre uno y otro. Pero además, si ambos efectos son del mismo orden, esperaríamos una amplificación del ritmo de destrucción por la suma no lineal de los dos efectos. En otras palabras, la combinación de ambos efectos haría que la probabilidad de encontrar un cúmulo globular entre 5 y 12 kpc fuera muy pequeña. Discutamos este problema en la siguiente sección.

3.11.6.1 Ritmo de destrucción por procesos evolutivos y por colisiones

Usaremos los resultados de las simulaciones de Gnedin & Ostriker (1996) para cuantificar los efectos evolutivos de los cúmulos globulares. En primer lugar, supongamos que el halo oscuro estuviera muy diluido y que sólo actuaran los procesos evolutivos. El ritmo de destrucción de un determinado cúmulo globular depende de sus parámetros internos $\{\alpha_i\}$ (eg. masa, índice de la concentración), y de los parámetros orbitales $\{\beta_i\}$ (eg. radio, excentricidad). Para una determinada función de distribución de los cúmulos globulares podemos definir $f(\tau_d, t) d\tau_d$ como el número de cúmulos globulares que se destruirán en el intervalo entre τ_d y $\tau_d + d\tau_d$ a un t . Obviamente, el número de cúmulos que habrá en el t será:

$$N(t) = \int_0^{\infty} f(\tau_d, t) d\tau_d \quad (3.138)$$

Ya que se tiene la propiedad:

$$f(\tau_d, t) = f(\tau_d + t, t_0) \quad (3.139)$$

donde t_0 es el instante inicial en el que se formaron todos los GCs, toda la información está contenida en $f_i(\tau_d) \equiv f(\tau_d, t_0)$.

La distribución de ritmos de destrucción más simple es la exponencial:

$$f_i(\tau_d) = \alpha \exp(-\alpha\tau_d) \quad (3.140)$$

la cual la hemos tomado normalizada para $t = t_0$. Si tanto para la región interna como para la externa fuera válida la función (3.140), el número relativo de GCs que estarían a punto de destruirse sería el mismo en cada región en cualquier instante (aunque no en las dos regiones). Ya que se espera que el ritmo de destrucción sea mayor en la región interna para algún t , entonces tendría que ser mayor para cualquier instante.

Gnedin & Ostriker comprobaron que el ritmo de destrucción según su modelo, se ajustaba bien tanto por la función exponencial (ec. 3.140) como para una ley de potencias:

$$f_i(\tau_d) = C_2 \tau_d^{-q} \quad (3.141)$$

Con ambas distribuciones deberíamos encontrar más GCs a punto de destruirse en la región interna que en la externa. Sin embargo, encontramos que de 33 GCs entre 5 y 12 *kpc* hay 7 GCs con $\nu > 1$, mientras que entre 12 y 33 *kpc* hay 10 de 30. Lo que implica que la destrucción por efectos evolutivos no ha sido muy diferente en la región interna que en la externa, eso podría ser debido probablemente a que existiera una variación radial en los parámetros internos de las cúmulos que hiciera que fuera hubieran sido destruidos de manera probablemente tan efectiva como dentro. Esta variación podría tener un origen primordial o de otra naturaleza, como por ejemplo, los efectos de choque con los clusters oscuros.

Como ya sabemos, los efectos que producen los clusters masivos se aprecian en los cúmulos globulares ligeros. Una idea de la capacidad diferencial radial de destrucción por efectos evolutivos la obtendremos de tomar el ritmo de destrucción que calculan Gnedin & Ostriker (1996) para aquellos ligeros que tengan masas menores que $2 \times 10^5 M_\odot$. Aunque estos ritmos de destrucción sólo están calculados para los cúmulos con los parámetros internos y orbitales actuales, y por consiguiente han ido modificándose por todos los efectos que actúan sobre ellos, supondremos que son lo suficientemente representativos como para poder comparar los tiempos de destrucción dentro y fuera. Si $\langle \nu_{R<12} \rangle$ fuera mayor que $\langle \nu_{R>12} \rangle$ entonces una carencia de cúmulos ligeros en la región interna se podría explicar por efectos evolutivos. Esto es así siempre y cuando su origen no sea debido a que el índice de la concentración sea mayor para los cúmulos internos, puesto

que este hecho podría ser causado por el calentamiento por colisiones con los clusters que hemos dicho que no teníamos en cuenta por ahora. Veamos los valores de ν en sendos histogramas.

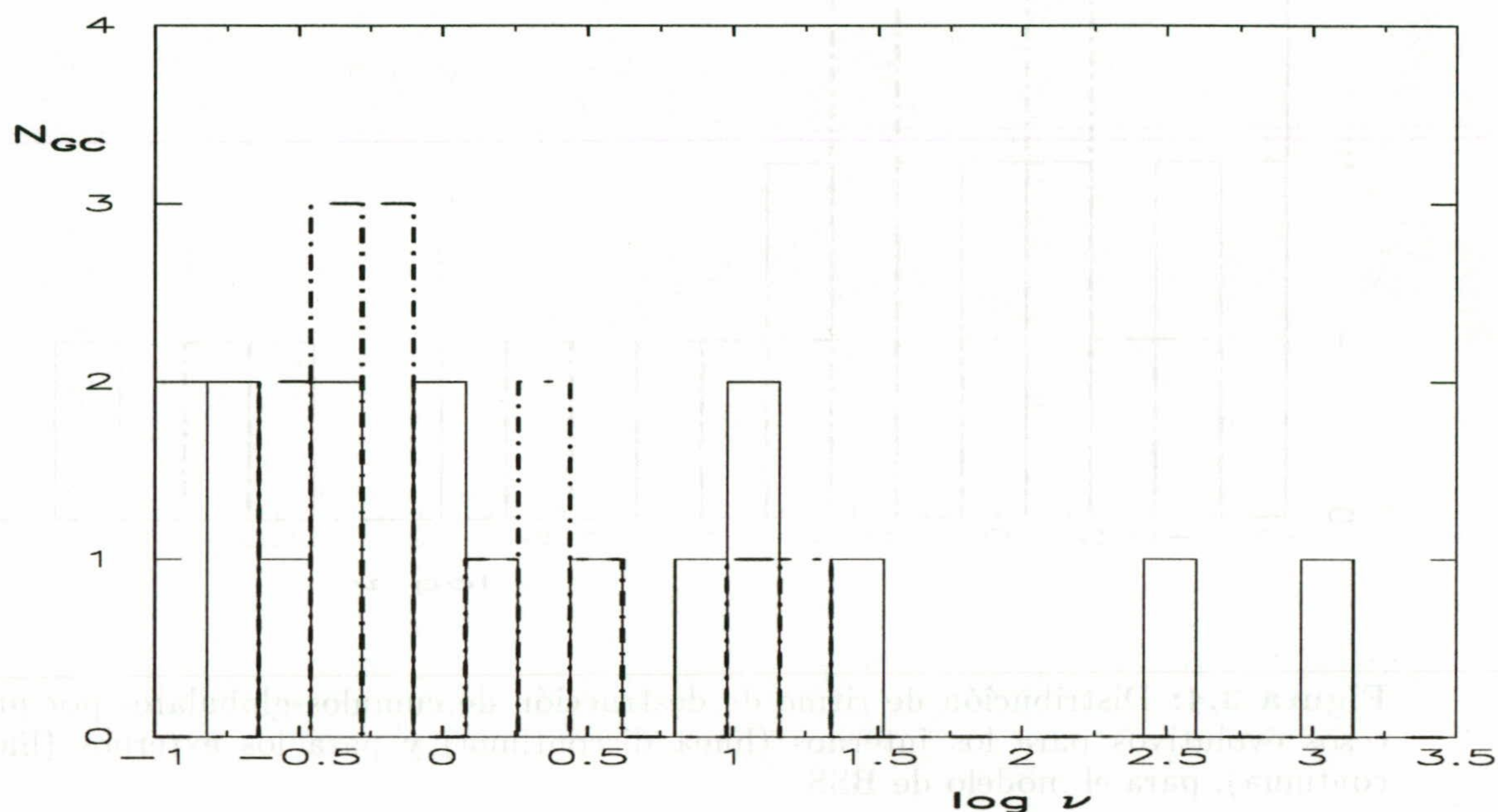


Figura 3.3: Distribución de ritmo de destrucción de cúmulos globulares por procesos evolutivos para los internos (línea discontinua) y para los externos (línea continua), para el modelo de OC.

La dispersión es tan grande que por lo menos para los GCs actuales no se esperaría ninguna correlación del número relativo de cúmulos globulares ligeros con la distancia galactocéntrica, y por lo tanto, hay siempre una cierta probabilidad de encontrar cúmulos globulares ligeros en la región interna.

Una vez discutidos de manera pormenorizada todos los aspectos que intervienen en la destrucción de los cúmulos globulares pasemos a ver la f_{M_ν} para la Vía Láctea.

3.11.7 Función de luminosidad en la Vía Láctea. Conclusiones

En la sección (3.11.6) hemos discutido cuál sería la muestra más apropiada que nos diera cuenta del efecto del halo discreto en la componente luminosa de los cúmulos. A lo largo de toda sección hemos intentado ilustrar el hecho de que si existieran clusters en el halo con masas independientes del radio, entonces la cantidad de cúmulos ligeros normalizada a la total sería apreciablemente menor en la zona que hemos llamado interna. Aunque

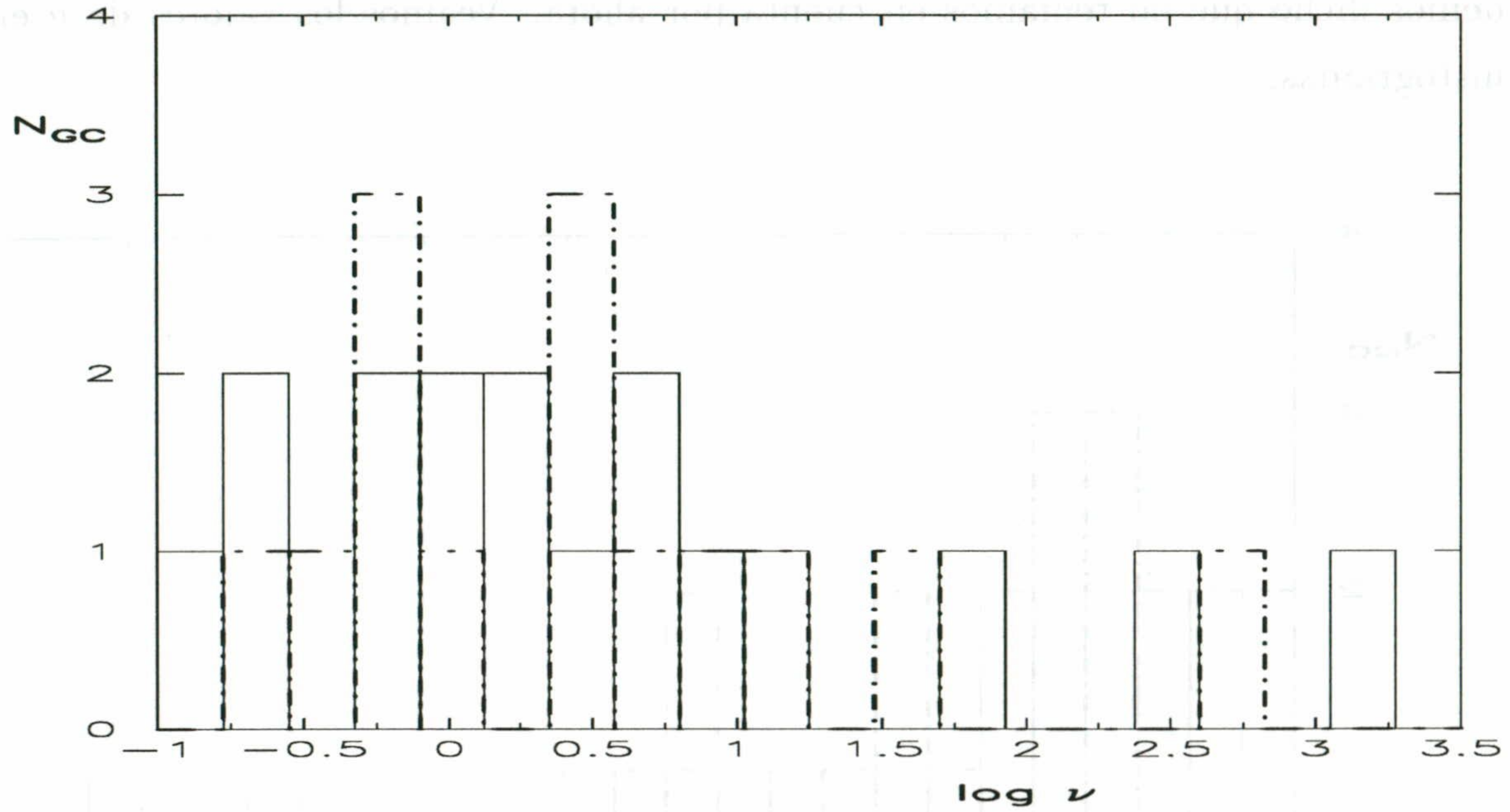


Figura 3.4: Distribución de ritmo de destrucción de cúmulos globulares por procesos evolutivos para los internos (línea discontinua) y para los externos (línea continua), para el modelo de BSS.

para que exista este fenómeno no es una condición necesaria la existencia de clusters masivos, tampoco parece probable que una correlación de este tipo pudiera ser explicada por los efectos evolutivos a la luz de los resultados de Gnedin & Ostriker (1996).

Aunque Moore & Silk (1995) sólo encuentran una variación del 20%, nosotros encontramos que para los GCs que cumplen:

$$|z| > 1.4 \text{ kpc} \quad (3.142)$$

$$R > 4 \text{ kpc} \quad (3.143)$$

de 29 cúmulos globulares en la zona interna sólo cuatro (NGC 0288, Pal 8, Pal 11, y NGC 6362) tienen magnitud por debajo de -7 , y uno cercano a este valor (NGC 5897) dando $f_{-7} \sim 0.15$. De estos cuatro, Pal 8 tiene metalicidad $[Fe/H] > -0.8$ y es uno de los prototipos de cúmulo globular del disco. Mientras que de 26 cúmulos globulares en las zonas externas hay 15 cúmulos globulares por debajo y uno alrededor de la magnitud -7 , obteniéndose $f_{-7} \sim 0.58$.

Sugerimos que esta diferencia en la función de luminosidad puede ser explicada por la inyección de energía adicional por los encuentros con clusters masivos de un halo oscuro

sin agujero en el centro. Si la relación M/L fuera ≤ 2.5 , como ha sido propuesta por Moore (1996), entonces muchos GCs se habrían destruido y la probabilidad de encontrar cúmulos de poca masa sería todavía menor. Para relaciones $M/L < 2$, podría ponerse en duda la existencia de clusters con masas del orden del millón de masas solares con una densidad local de materia oscura de $10^{-2} M_{\odot}/pc^3$. Por ahora, la función de luminosidad de los cúmulos globulares no establece un límite a la masa de los clusters oscuros por debajo de $10^6 M_{\odot}$ si $M/L \geq 3$. En cualquier caso, si un estudio más exhaustivo de perfiles de densidad, masas y órbitas de los GCs, y los modelos de evolución, permiten descartar la existencia de clusters masivos de materia oscura, entonces habrá que proponer nuevos modelos que den cuenta de la formación de estrellas débiles en el halo (eg. Ryu, Olive & Silk 1990; Tamahana et al. 1990; Gerhard & Silk 1996). Por ahora, las observaciones de microlente gravitacional muestran que los halos no pueden estar formados por objetos de masas entre 10^{-7} y $0.1 M_{\odot}$ (Evans 1996).

3.12 Galaxias enanas

3.12.1 Generalidades

Las galaxias enanas han focalizado la atención durante los últimos diez años en relación a los problemas evolutivos de las galaxias y al problema de la materia oscura.

Todavía no se conoce si las galaxias enanas pueden ser explicadas en un marco evolutivo y serían los primeros objetos ligados, o si son remanentes de galaxias masivas que han sido disgregadas por fuerzas de marea. Para mantener su unidad y sobrevivir hasta la fecha deberían haber disipado mucha energía para conseguir ser muy compactas.

La espectroscopía multiobjeto está proporcionando velocidades radiales y abundancias químicas para una larga muestra de estrellas de esferoidales, con las que poder hacer análisis de la dinámica interna e historia química de estas galaxias. Las galaxias esferoidales son las menos masivas conocidas, pero si están ligadas o no es todavía una cuestión abierta.

Algunos autores han comparado las propiedades de las galaxias esferoidales con las de los cúmulos globulares. Los GCs están más concentrados, unas cien veces más en densidad central. La característica más formidable es que esta baja densidad estelar no se puede explicar con las teorías actuales de formación estelar. Se han propuesto dos explicaciones: que se formaron con mayor cantidad de gas pero que ha sido barrido

por vientos estelares, o que las estrellas han sido dispersadas por algún mecanismo de calentamiento.

Para un resumen sobre las galaxias del Grupo Local recomendamos el artículo de van der Bergh (1992).

Los perfiles de luminosidad se ajustan o por modelos de King o con discos exponenciales de escala típica entre 100-400 pc. Al contrario que la mayoría de los discos de las espirales (van der Kruit & Searle 1982), este tipo de galaxias presentan tanto tamaño angular que es difícil detectar su radio exterior. Este radio está próximo al radio tidal. Esto podría ser síntoma de los efectos de marea o de calentamiento (Aguilar & White 1986). Además ninguna presenta formación estelar reciente.

Otra característica esencial de las galaxias enanas es que no sólo contienen la cantidad relativa de materia oscura más alta sino que también poseen la mayor densidad absoluta. Suponiendo equilibrio dinámico y dispersión de velocidades isótropa (Lake 1990; Pryor & Kormendy 1990; Hargreaves et al. 1994) se encuentran $\frac{M}{L}$ entre 5-15 para Fornax y Sculptor hasta 100 para Osa Menor, Sextante (esferoidal) y Draco. El valor exacto depende del radio del core de la materia oscura relativo al de las estrellas (Lake 1990, Pryor & Kormendy 1990). Pero no está claro que las que poseen una relación $\frac{M}{L}$ tan alta estén en equilibrio virial. Sea como fuere, el tiempo de disgregación debería ser mayor que el 25% de la edad de las poblaciones estelares.

3.12.2 Formación

Los estudios de las galaxias satélites pueden esclarecer los enigmas sobre la formación, evolución y entorno de la Vía Láctea, y poder optar por los modelos jerárquicos o por los que proponen colapsos más caóticos.

Hay dos posibilidades para el origen de las galaxias enanas; una es que se hayan creado por sí solas y la otra es que sean fragmentos creados en las colas de merging de galaxias gigantes (aunque las que se formaran serían más bien irregulares). Para el primer caso y para un modelo de materia oscura fría, las galaxias enanas estarían asociadas a perturbaciones " 1σ ", pero se comprueba que fusionarían rápidamente (Lacey & Cole 1993). Para materia oscura bariónica en MACHOS, la función inicial de masas (IMF) en el momento de formación del halo debería ser muy diferente a la IMF actual y diferente también de una esferoidal a otra (Hu et al. 1994). Tampoco se explicaría por qué la materia oscura sigue tan concentrada mientras que las estrellas aparecen tan difusas.

La otra posibilidad consiste en la disgregación. Lynden-Bell (1982) destacó que los ejes mayores de las galaxias esferoidales podrían estar alineados con sus órbitas, hecho que está predicho para distorsiones por efecto de marea (Mc Glynn 1990). Sin embargo, no se explica la alta relación $\frac{M}{L}$ en este modelo (Athanasoula 1993).

3.12.3 No equilibrio dinámico

Ultimamente la cuestión de la dinámica de las galaxias enanas ha estado muy conectada al problema de la materia oscura. Las simulaciones cosmológicas con materia oscura no bariónica predicen halos con gran condensación central. Algunas observaciones recientes de halos de galaxias enanas muestran perfiles de densidad aplanados hacia el centro. Ello llevó a la conclusión de que la materia oscura debería ser bariónica (Burkert 1995).

También se ha hecho uso de las galaxias enanas para verificar la consistencia de la teoría MOND por sus bajas aceleraciones internas y su amplio rango en $\frac{M}{L}$ (Gerhard & Spergel 1992). Estos autores sugieren que las teorías modificadas de la gravedad no podrán explicar nunca relaciones $\frac{M}{L}$ de 5 en Fornax y de 100 en Draco y Osa Menor, con las mismas escalas espaciales.

Una opción que se abre es que en realidad las galaxias esferoidales no están en equilibrio dinámico y por consiguiente la $\frac{M}{L}$ deducida no es tan grande. Dos posibles maneras se nos ocurren para evitar el equilibrio: por fuerzas de marea originadas por la Vía Láctea o por calentamiento por objetos masivos en el halo.

Desafortunadamente es muy difícil comprobar claramente si una galaxia está siendo sometida a efectos de marea. Uno esperaría más desplazamientos lineales de las estrellas con la distancia al centro (por lo que estarían más perturbadas las estrellas más externas de la galaxia en cuestión), que un aumento local de la dispersión de velocidades. Sin embargo, esto no se observa.

Al menos Sextante presenta indicios de disgregación por efectos de marea. Sin embargo, si uno elimina la existencia de materia oscura y asume que las galaxias enanas son calentadas por efectos de marea, las galaxias enanas tendrían una vida media muy corta, de unos pocos tiempos de cruce ($\sim 4 \times 10^7$ años), significativamente menor que su tiempo orbital (10^9 años). Por consiguiente, sería muy poco probable encontrar una galaxia enana dentro de 1 Mpc (Gerhard 1993).

La hipótesis de calentamiento por estructuras en el halo fue sugerida por Gerhard (1993) que básicamente resumiremos. Una de las motivaciones es la correlación de la

relación $\frac{M}{L}$ de las esferoidales con la distancia: $\frac{M}{L}$ disminuye fuertemente con R . Por otro lado, se da la circunstancia de que hay varias esferoidales entre 70 – 90 *kpc* y ninguna entre 40 – 60 *kpc*. Nos podemos preguntar si estructuras en el halo de materia oscura pueden ser capaces de inyectar suficiente energía a las galaxias satélites enanas al igual que pasaba en los cúmulos globulares.

Se puede calcular el ritmo de calentamiento de forma análoga a cómo se calculó el de los cúmulos globulares obteniéndose (Gerhard 1993):

$$\frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2} = 0.04 \left(\frac{M_p}{M_{dSph}} \right) \left(\frac{a_{dSph}}{300 \text{ pc}} \right) \left(\frac{D}{100 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{\Delta t}{10^8 \text{ yr}} \right) \quad (3.144)$$

Para conseguir $\frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2} \gg 1$ se necesitarían masas del orden de $2 \times 10^8 M_\odot$. Estos agregados tan masivos sólo podrían existir más allá de 70–100 *kpc* ya que a esas distancias el tiempo de mezcla en el espacio-fase es de varios Gy (Gunn & Gott 1972). Sin embargo, el problema de la supervivencia de las galaxias enanas continúa.

3.13 Referencias

3.13.1 Referencias hasta la sección (3.10)

- Aguilar, L., & White, S. D. M. 1986, *ApJ*, 307, 97
 Amram, P. et al. 1993, *ApJ*, 403, L59
 Alcock, C. A. et al. 1995, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2867
 Athanassoula, E. 1996 *Barred Galaxies*, eds. R. Buta, D. Crocker and B.G. Elmegreen, (Astron. Soc. Pac. Conference Series), p. 309-321
 Ashman, K. M. 1990, *MNRAS*, 247, 662
 Athanassoula, E., Bosma, A., & Papaioannou, S. 1987, *A&A*, 179, 23
 Bahcall, J. 1984, *ApJ*, 276, 156
 Bahcall, J. N., & Casertano, S. 1985, *ApJ*, 293, L7
 Barnes, J., & White, S. D. M. 1984, *MNRAS*, 211, 753
 Bekenstein, J. D., & Zamir, R. 1991, *ApJ*, 359, 427
 Binney, J. 1991, *Conference on Dynamics of Disc Galaxies*, ed. B. Sundelius, (Goteborg Univ: Sweden)
 Binney, J. 1992, *ARA&A*, 30, 51
 Binney, J., & Lacey, C. 1988, *MNRAS*, 230, 597

- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton: Princeton Univ. Press)
- Blitz, L. et al. 1993, *Nature*, 361, 6411
- Blitz, L., & Spergel, D. N. 1991a, *ApJ*, 370, 205
- Blitz, L., & Spergel, D. N. 1991b, *ApJ*, 379, 631
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. 1986, *ApJ*, 301, 27
- Bosma, A. 1978, Ph. D. Thesis, Groningen
- Bottema, R. 1993, *A&A*, 275, 16
- Braine, J., & Combes, F., 1992, *A&A*, 264, 433
- Braine, J., & Combes, F., 1993, *A&A*, 269, 7
- Brand, J., & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Broeils, A. H. 1992, tesis doctoral, Universidad de Groningen
- Burkert, A., Truran, J. W., & Hensler, G. 1992, *ApJ*, 391, 651
- Burstein, D. 1979, *ApJ*, 234, 829
- Burstein, D., & Rubin, V. C. 1985, *ApJ*, 297, 423
- Carignan, C., Freeman, K. C. 1985, *ApJ*, 294, 494
- Carlberg, R. G., Dawson, P. C., Hsu, T., & van der Bergh, D. A. 1985, *ApJ*, 294, 674
- Carlberg, R. G., & Sellwood, J. A. 1985, *ApJ*, 292, 79
- Carney, B. W., Latham, D. W., & Laird, J. B. 1989, *AJ*, 97, 423
- Carney, B. W., Latham, D. W., & Laird, J. B. 1990, *AJ*, 99, 752
- Carr, B. J., Bond, J. R., & Arnett, W. D. 1984, *ApJ*, 277, 445
- Carr, B. J., & Lacey, C. G. 1987, *ApJ*, 316, 23
- Carr, B. J., & Rees, M. J. 1984, *MNRAS*, 206, 315
- Casertano, S., Ratnatunga, K. U., & Bahcall, J. N. 1990, *ApJ*, 357, 435
- Casertano, S., & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Combes, F., 1991, *ARA&A* 29, 195
- De Paolis, F., Jetzer, Ph., & Roncadelli, M. 1996, *Ap&SS*, 235, 329
- Dubinski, J. 1994, *ApJ*, 431, 617
- Elmegreen, B. 1983, "The Nearby Stars in the Stellar Luminosity Function", ed. Philip & Uppgren, *IAU Coll.* 76, p. 85
- Elmegreen, B. G. 1995, *MNRAS*, 275, 944
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748
- Fall, S. M., & Rees, M. J. 1985, *ApJ*, 298, 18

- Freeman, K. C. 1980, "Photometry, Kinematics, and Dynamics of Galaxies", ed. Evans, (Austin, Texas)
- Freeman, K. C. 1992, *Physics of Nearby Galaxies, Nature or Nurture?*, ed. T.X. Thuan, C. Balkowski, & J.T.T. Van, (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette)
- Gerhard, O. E., & Silk, J. 1995, *ApJ*, preprint
- Gilmore, G. 1984, *MNRAS*, 207, 223
- Gilmore, G., King, I. R., van der Kruit, P. C. 1990, "The Milky Way as a Galaxy", Mill Valley, (California, Univ. Sci. Books)
- Gilmore, G., & Reid, N. 1983, *MNRAS*, 202, 1025
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Jones, J. B. 1995, *AJ*, 109, 1740
- Goldreich, P. & Lynden-Bell, D. 1965, *MNRAS*, 130, 125
- Gómez et al. 1990, *A&A*, 236, 95
- Hegyi, D., & Olive, K. A. 1986, *ApJ*, 303, 56
- Henon, M. 1969, *A&A*, 2, 151
- Hut, P., & Rees, M. J. 1992, *MNRAS*, 259, 27P
- Isobe, S. 1974, *A&A*, 36, 333
- Jones, B. F., Klemola, A. R., & Lin, D. C. 1989, *Bull. Ann. Ast. Soc.*, 21, 1107
- Kalnajs, A. J. 1987, *Dark Matter in the Universe*, IAU Symp. 117, eds. J. Kormendy, G. R. Knapp, (Reidel: Dordrecht), p. 289
- Katz, N. 1992, *ApJ*, 391, 502
- Katz, N., & Gunn, J. E. 1991, *ApJ*, 377, 365
- Kent, S. M. 1986, *AJ*, 91, 1301
- Kent, S. M. 1987b, *Nearly Normal Galaxies from the Planck Time to the Present*, ed. S. Faber, (New York: Springer), 81
- Kuijken, K. 1995, "Stellar Populations", ed. P. C. van der Kruit & G. Gilmore, IAU Symp 164, (Kluwer, Dordrecht), 195
- Kuijken, K., & Gilmore, G., 1989, *MNRAS*, 239, 605
- Kuijken, K., & Tremaine, S. 1991, *Conference on Dynamics of Disc Galaxies*, ed. B. Sundelius, (Goteborg Univ: Sweden), 71
- Kunkel, W. E. 1979, *ApJ*, 228, 718
- Lacey, C. G. 1984, *MNRAS*, 208, 687
- Lacey, C. G. 1991, *Conference on Dynamics of Disc Galaxies*, ed. B. Sundelius, (Goteborg Univ: Sweden), 257

- Lacey, C. G., & Ostriker, J. P. 1985, *ApJ*, 299, 633
- Larson, R. B. 1974, *MNRAS*, 166, 585
- Larson, R. B. 1976, *MNRAS*, 170, 31
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, *ApJ*, 237, 692
- Lewis, J., & Freeman, J. C. 1989, *AJ*, 97, 139
- Lin, D. N. C., & Pringle, J. E. 1987, *ApJ*, 320, L87
- Lin, D. N. C., & Murray, S. D. 1992, *ApJ*, 394, 523
- Lynden-Bell, D. 1982, *Observatory*, 102, 202
- Majewski, S. R. 1992, *ApJS*, 78, 87
- Majewski, S. R. 1993, *ARAA*, 31, 575
- Majewski, S. R. 1995, *The Formation of the Milky Way*, ed. E. J. Alfaro, & A. J. Delgado (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p. 199
- Maoz, E. 1993, *MNRAS*, 263, 75
- Maoz, E. 1994, *ApJ*, 428, L5
- Marsakov, V. A., & Suchkov, A. A. 1977, *Sov. Astron.*, 21, 700
- Mayor, M. 1974, *A&A*, 32, 321
- Mc Crea, W. H. 1957, *MNRAS*, 117, 562
- Membrado, M., Pacheco, A. F., & Sañudo, J. 1989, *A&A*, 217, 92
- Membrado, M., Pacheco, A. F., & Sañudo, J. 1990, *Nuovo Cimento* 105B, 381
- Merrifield, M. R. 1992, *AJ*, 103, 1552
- Meusinger, H, Reimann, H. G., & Stecklum, B. 1991, *A&A*, 245, 57
- Morrison, H. L., Boroson, T. A., & Harding, P. 1994, *AJ*, 108, 1191
- Murray, S. D., & Lin, D. N. C. 1990, *ApJ*, 363, 50
- Murray, S. D., & Lin, D. N. C. 1992, *ApJ*, 400, 265
- Norris, J. N., & Green, E. M. 1989, *ApJ*, 337, 272
- Norris, J. E., & Ryan, S. G. 1991, *ApJ*, 380, 403
- Ojha, D. K. et al. 1994a, *A&A*, 284, 810
- Ojha, D. K. et al. 1994b, *A&A*, 290, 771
- Olling, R. P. 1996a, *AJ*, 112, 457
- Olling, R. P. 1996b, *AJ*, 112, 481
- Olling, R. P., & van Gorkom, J. H. 1995, "Dark Matter", *Maryland Astrophys. Conf.*
- Ostriker, J. P., & Peebles, P. J. E. 1973, *ApJ*, 186, 467
- Ostriker, J. P., & Tremaine, S. 1975, *ApJ*, 202, L113

- Peebles, P. J. E. 1984, *ApJ*, 227, 470
- Peebles, P. J. E. 1987, *Nature*, 327, 210
- Pfenniger, D. 1984, *A&A*, 134, 373
- Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994a, *A&A*, 285, 79
- Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994b, *A&A*, 285, 94
- Pfenniger, D., & Norman, C. 1990, *ApJ*, 363, 391
- Puche, D., & Carignan, C. 1991, *ApJ*, 378, 487
- Quinn, P. J., Hernquist, L., & Fallagar, D. P. 1993, *ApJ*, 403, 74
- Quinn, P. J., & Zurek, W. H. 1988, *ApJ*, 331, 1
- Reach, W. T. et al. 1995, *ApJ*, in press
- Rees, M. J. 1986, "Cosmogonical processes", ed. Arnett, Hansen, Truran, & Tsuruta, VNU Science Press, (Utrecht, The Netherlands)
- Reid, N. I., & Majewski, S. R. 1993, *ApJ*, 409, 635
- Rix, H. W. 1995, "Unresolved Problems of the Milky Way", ed. Blitz, IAU Symp 169 (Reidel, Dordrecht)
- Robin, A.C., Haywood, M., Crézé, M., Ojha, D.K., & Bienaymé, O. 1995, preprint
- Roman, N. G. 1954, *AJ*, 59, 307
- Rosenblatt, E. I., Faber, S. M., & Blumenthal, G. R. 1988, *ApJ*, 330, 191
- Sabadell, M. A. 1996, Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza
- Sabano, Y., & Tosa, M. 1983, "Theoretical Aspects on Structure, Activity and Evolution of Galaxies", (University of Tokio), p. 15
- Sackett, P. D., Rix, H. W., & Freeman, K. C. 1994, *ApJ*, 436, 629
- Saio, H., & Yoshii, Y. 1990, *ApJ*, 363, 40
- Sandage, A. 1990 *J.R. Astron. Soc. Can.* 84, 70
- Saslaw, W. C. 1985, *Gravitational Physics of Stellar and Galactic Systems*. Cambridge monographs on mathematical physics.
- Searle, L, & Zinn, R. 1978, *ApJ*, 225, 357
- Shapiro, P. R., & Kang, H. 1987, *ApJ*, 318, 32
- Shaw, M. A., & Gilmore, G. F. 1989, *MNRAS*, 237, 903
- Shaw, M. A., & Gilmore G. F. 1990, *MNRAS*, 242, 59
- Silk, J. 1977, *ApJ*, 214, 152
- Silk, J. 1978, "Protostars and planets", ed. Gehrels (Arizona, Tucson)
- Silk, J., & Wyse, R. F. G. 1993, *Physics Reports* 231, 293

- Spitzer, L., & Chevalier, R. A. 1973, *ApJ*, 183, 565
- Spitzer, L., & Schwarzschild, M. 1951, *ApJ*, 114, 385
- Spitzer, L., & Schwarzschild, M. 1953, *ApJ*, 118, 106
- Spitzer, L., & Thuan, T. X. 1972, *ApJ*, 175, 31
- Stromgren, B. 1987, en *The Galaxy*, eds. G. Gilmore, & R. Carswell, Reidel, p. 229
- Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M., & Bodenheimer, P. 1990, *A&A*, 237, 207
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Toomre, A., & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623
- Toth, G., & Ostriker, J. P. 1992, *ApJ*, 389, 5
- Tremaine, S., & Weinberg, M. D. 1984, *MNRAS*, 209, 729
- Tsikoudi, V. 1980, *ApJS*, 43, 365
- Tucholke, H. J., & Hiesgen, M. 1991, "The Magellanic Clouds", *IAU Symp.* 148, (Dordrecht, Kluwer)
- van Albada, T. S., et al. 1985, *ApJ*, 295, 305
- van der Kruit, P. C. 1988, *A&A*, 192, 117
- van der Kruit, P. C., & Searle, L. 1981a, *A&A*, 95, 105
- van der Kruit, P. C., & Searle, L. 1981b, *A&A*, 95, 116
- van der Kruit, P. C., & Searle, L. 1982, *A&A*, 110, 79
- van der Kruit, P. C., & Shostak, G. S. 1984, *A&A*, 134, 258
- Villumsen, J. V. 1985, *ApJ*, 290, 75
- Wainscoat, R. J., Freeman, K. C., Hyland, A. R. 1989, *ApJ*, 337, 163
- Wasserman, I., & Salpeter, E. E. 1994, *ApJ*, 433, 670
- Weimberg, M. D. 1989, *MNRAS*, 239, 549
- Weinberg, M. D. 1994, *ApJ*, 420, 597
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Whitmore, B. C., Forbes, D. A., & Rubin, V. C. 1988, *ApJ*, 333, 542
- Wielen, R. 1974, en *Highlights of Astronomy*, 3, 395
- Wielen, R. 1977, *A&A*, 60, 263
- Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1988, *AJ*, 95, 1404
- Xu, G., & Ostriker, J. P. 1994, *ApJ*, 437, 184
- Yoshii, Y., & Saio, H. 1979, *PASJ*, 31, 339
- Zinn, R. 1985, *ApJ*, 293, 424

3.14 Referencias de la sección (3.11)

- Aguilar, L., Hut, P., & Ostriker, J. P. 1988, *ApJ*, 335, 720
- Aguilar, L., & White, S. D. M. 1986, *ApJ*, 307, 97
- Ashman, K. M. 1990, *MNRAS*, 247, 662
- Ashman, K. M., & Zepf, S. E. 1992, *ApJ*, 384, 50
- Athanassoula, E. 1993, *ESO/ESA Workshop on Dwarf Galaxies*, ed. G. Meylan, P. Prugniel
- Bahcall, J. N., Schmidt, M., & Soneira, R. M. 1983, *ApJ*, 265, 730
- Burkert, A. 1995, *ApJ*, 447, L25
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, (Princeton: Princeton University Press)
- Cadwell, J. A. R., & Ostriker, J. P. 1981, *ApJ*, 251, 61
- Carr, B. J., & Lacey, C. G. 1987, *ApJ*, 316, 23
- Chernoff, D. F., Kochanek, C. S., & Shapiro, S. L. 1986, *ApJ*, 309, 183
- Chernoff, D. F., & Weinberg, M. D. 1990, *ApJ*, 351, 121
- Dauphole, B., & Colin, J. 1995, *A&A*, 300, 117
- Djorgovski, S. G., & Meylan, G. 1993, *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. los mismos, *ASP Conf. Ser.* 50
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748
- Fahlman, G. G., Richer, H. B., Searle, L., & Thompson, I. B. 1989, *ApJ*, 343, L49
- Fall, S. M., & Rees, M. J. 1985, *ApJ*, 298, 18
- Farouki, R. T., & Salpeter, E. E. 1982, *ApJ*, 253, 512
- Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1980, *MNRAS*, 193, 295
- Gerhard, O. E. 1993, *ESO/ESA Workshop on Dwarf Galaxies*, eds. G. Meylan, P. Prugniel
- Gerhard, O. E., & Silk, J. 1996, preprint
- Gerhard, O. E., & Spergel, D. N. 1992, *ApJ*, 397, 38
- Gnedin, O. Y., & Ostriker, J. P. 1996, preprint
- Goodman, J. 1993, *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. S. G. Djorgovski, & G. Meylan, *ASP Conf. Ser.* 50
- Grillmair, C. J., Freeman, K. C., Irwin, M., & Quinn, P. J. 1995, *AJ*, 109, 2553
- Gunn, J. E., & Gott, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
- Hargreaver, J. et al. 1994, *MNRAS*, 269, 957

- Harris, W. E. 1991, *ARA&A*, 29, 543
- Hu, E. M. et al. 1994, *Nature*, 371, 493
- Hut, P., & Djorkgovski, S. 1992, *Nature*, 359, 806
- King, I. R. 1962, *AJ*, 67, 471
- Klessen, R., & Burkert, A. 1996, *MNRAS*, 280, 735
- Kulessa, A. S., & Lynden-Bell, D. 1992, *MNRAS*, 255, 105
- Lacey, C. G., & Cole, S. 1993, *MNRAS*, 262, 627
- Lake, G. 1990, *MNRAS*, 244, 701
- Lynden-Bell, D. 1982, *Observatory*, 102, 202
- McGlynn, T. A. 1990, *ApJ*, 348, 515
- McLaughlin, D. E., & Pudritz, R. E. 1996, *ApJ*, 457, 578
- McLaughlin, D. E., Harris, W. E., Hanes, D. A. 1994, *ApJ*, 422, 486
- Moore, B. 1993, *ApJ*, 413, L93
- Moore, B. 1996, *ApJ*, 461, L13
- Moore, B., & Silk, J. 1995, *ApJ*, 442, L5
- Ostriker, J. P., & Cadwell, J. A. 1983, *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, eds. J. Goodman, P. Hut, (Dordrecht: Reidel), p. 347
- Peebles, P. J. E. 1984, *ApJ*, 277, 470
- Pryor, C., & Kormendy, J. 1990, *AJ*, 100, 127
- Pryor, C., McClure, R. D., Fletcher, J. M., & Hesser, J. E. 1989, *AJ*, 98, 596
- Richer, H. B. et al. 1991, *ApJ*, 381, 147
- Rohlf, K., & Kreitschmann, J. 1988, *A&A*, 201, 51
- Rosenblatt, E. I., Faber, S. M., & Blumenthal, G. R. 1988, *ApJ*, 330, 191
- Ryu, D., Olive, K. A., & Silk, J. 1990, *ApJ*, 353, 81
- Searle, L., & Zinn, R. 1978, *ApJ*, 225, 357
- Spitzer, L. 1958, *ApJ*, 127, 17
- Spitzer, L. 1987, *Dynamical Evolution of Globular Clusters*, (Princeton: Princeton University Press)
- Surdin, V. G. 1993, *Astronomy Letters*, 20, 15
- Surdin, V. 1995, in *The Formation of the Milky Way*, ed. E. J. Alfaro, & A. J. Delgado (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p.321
- Taillet, R. et al. 1995, *Nuc. Phys. B. Supp.* 43, 169
- Tamanaha, C. M., Silk, J., Wood, M. A., & Winget, D. E. 1990, *ApJ*, 358, 164

- Thomas, P. 1989, MNRAS, 238, 1319
- van der Bergh, S. 1992, MNRAS, 255, 25P
- van der Bergh, S., Mobey, C., & Pazder, J. 1991, ApJ, 375, 594
- van der Kruit, P. C., Searle, L. 1982, A&A, 110, 61
- Weinberg, M. D. 1994, AJ, 108, 1403
- Wielen, R. 1987, Proceedings of the Tenth European Regional Meeting of the IAU, ed. G. Palous, Publ. Astr. Inst. Czech. Acad. Sci. n. 69
- Wielen, R. 1988, The Harlow Shapley Symposium on Globular Clusters System in Galaxies, IAU Symp. 126, eds. J. E. Grindlay, A. G. D. Philip, (Reidel: Dordrecht), p. 393
- Zaritsky, D. et al. 1989, ApJ, 345, 759
- Zinn, R. 1985, ApJ, 293, 424

CAPÍTULO 4

Dinámica del gas. Viscosidad y turbulencia

En este capítulo vamos a considerar cada término que aparece en la ecuación de movimiento que rige la dinámica del gas, para asegurarnos de cuánto pueden llegar a modificar la curva de rotación del HI. El término asociado a la presión del campo magnético a gran escala será estudiado detalladamente en el capítulo V.

Se piensa que el gas en el disco tiene cierta componente de flujo radial hacia el centro de la galaxia. Además, existen sumideros de gas, que es el que forma las estrellas, pero también hay fuentes, que son las explosiones supernovas. A todos estos efectos hay que añadir el carácter esencialmente turbulento que presenta el medio interestelar (Scalo 1987). Es de esperar que muchas propiedades a gran escala de los discos galácticos sean resultado de la combinación del ritmo de formación estelar, la viscosidad turbulenta y las inestabilidades que se crean en el disco. Por ejemplo, el perfil exponencial de las estrellas en los discos sugiere la existencia de redistribución del momento angular en la vida de la galaxia. Uno de los fines de este capítulo es estudiar la conexión entre la viscosidad turbulenta y las inestabilidades para dar una dependencia radial de la viscosidad turbulenta.

Los discos de acrecimiento han sido un tema ampliamente abordado por la astrofísica desde sus comienzos. Laplace postuló que un disco de gas y polvo alrededor del sol podría haber sido el origen del sistema solar, pero ha sido en este siglo cuando se han estudiado de forma cuantitativa.

Los discos galácticos los podemos modelar como discos finos de gas el cual rota en un potencial generado por las estrellas y el halo. Su evolución se describe por las ecuaciones de Navier-Stokes, las cuales deben incluir los sumideros de gas debido a la pérdida por formación estelar, la viscosidad, y todas las fuerzas del sistema (gravitatorias y magnéticas). Las ecuaciones de Navier-Stokes son:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu \sigma_{ij}) + f_i \quad (4.1)$$

$$\sigma_{ij} \equiv \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (4.2)$$

donde ν es la viscosidad molecular. Cuantifiquemos esta viscosidad en el disco de nubes de HI en la siguiente sección.

4.1 Viscosidad “molecular”

Podemos tratar al conjunto de nubes interestelares como un “gas” continuo cuyas macromoléculas serán las propias nubes de HI. Las macromoléculas se intercambiarán momento y energía a través de colisiones mutuas, que producen la viscosidad. Esta a su vez redistribuirá el momento angular y la densidad del gas. Si una nube colisiona con otra separada una distancia del tamaño del recorrido libre medio, λ , en la dirección radial, la primera incrementa su velocidad debido a la rotación diferencial en:

$$\Delta v \sim (\Delta R)R \frac{d\Omega}{dR} = \lambda R \frac{d\Omega}{dR} \quad (4.3)$$

Después de varias colisiones, la partícula adquiere una determinada velocidad peculiar o dispersión de velocidades. Sin tener en cuenta la existencia de clusters de materia oscura, el calentamiento de las nubes de gas se realiza por la viscosidad “molecular” y por la energía desprendida al medio interestelar por las explosiones supernovas, caída de nubes a alta velocidad o por el paso de los brazos espirales.

La colisión entre nubes puede ser gravitatoria o magnética. Estimemos cómo es de eficiente cada una.

En un medio compuesto por moléculas idénticas, la viscosidad dinámica se puede expresar, salvo un factor del orden de la unidad, como:

$$\eta = \rho c_s \lambda = \frac{m_0}{\sigma_0} c_s \quad (4.4)$$

donde m_0 es la masa típica de las nubes, σ_0 es la sección eficaz de la interacción y c_s la dispersión de velocidades (Landau & Lifshits 1986). El calentamiento por la rotación diferencial es:

$$P = \int \eta \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right) dz = 2 \frac{m_0}{\sigma_0} c_s H R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2 = 2 \frac{m_0}{\sigma_0} c_s H \frac{v_c}{R^2} \quad (4.5)$$

La última igualdad se da con curva de rotación plana.

La viscosidad cinemática es:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} = c_s \lambda = \frac{c_s}{N \sigma_0} \quad (4.6)$$

y la escala típica para la viscosidad vendrá dada por:

$$t_\nu \sim \frac{R^2}{\nu} = \frac{R^2 N \sigma_0}{c_s} \quad (4.7)$$

para un diámetro de la nube de $d \sim 5 pc$, $\sigma_0 \sim \pi d^2/4$, y a una distancia galactocéntrica de $R \sim 25 kpc$, con $c_s \sim 10 km/s$, $n_H \sim 20 cm^{-3}$, $\langle n_H \rangle \sim 3 \times 10^{-2} cm^{-3}$, entonces $t_\nu \sim 10^{17} s$, que es mucho mayor que la escala dinámica $\sim 2.5 \times 10^{15} s$, e incluso mayor que la edad de la galaxia, a no ser que $m_0 > 50 M_\odot$. t_ν nos da idea del tiempo de transferencia radial de momento angular, y por consiguiente del calentamiento de las nubes.

4.2 Interacción magnética

Como vemos en la ecuación (4.4) lo importante para que exista viscosidad no es que las partículas interactúen frecuentemente sino que haya colisiones entre partículas que conecten regiones distintas. Las nubes también interactúan mediante la torsión de las líneas magnéticas que las unen al medio interestelar a modo de tentáculos (Clifford & Elmegreen 1983), y por lo tanto, este hecho aumentaría la viscosidad. Para que así fuera se tendrían que satisfacer una serie de condiciones entre las dos interacciones (gravitatoria y magnética) puesto que como vemos en la ecuación (4.7), si aumentamos σ_0 , el tiempo de viscosidad se hace mayor todavía. La condición es que hubiera interacción magnética a larga distancia con un tiempo típico menor que el de la interacción gravitatoria para que el transporte de momento angular hacia fuera sea eficaz.

El tiempo típico para la interacción gravitatoria con el que debemos comparar es:

$$\tau_g = \frac{\lambda}{c_s} \sim 10^8 y \quad (4.8)$$

4.2.1 Interacción magnética nube-medio

En ausencia de campo magnético, una nube con una densidad 100 veces mayor que la del medio disminuirá su velocidad en un factor $\exp -1$ después de que haya viajado 270 veces su diámetro. Las líneas del campo magnético pueden conectar las densas nubes de gas con el medio a modo de tentáculos, produciendo un acoplo dinámico nube-medio.

Elmegreen (1981) calculó una solución exacta del movimiento de una nube soportada magnéticamente en un medio externo oscilante. Los resultados no deberían ser aplicados a nubes muy pequeñas en las que la presión podría ser una importante contribución

al equilibrio. Sin embargo, tomaremos como el tiempo de acoplamiento el que allí se propone como una primera aproximación:

$$\tau_{BB} = \left(\frac{\rho_c}{2\rho_e} \right) R_c (4\pi\rho_e)^{1/2} \frac{1}{B_c} \quad (4.9)$$

donde ρ_c es la densidad volúmica de la nube de radio R_c y campo magnético B_c , y ρ_e es la densidad del medio externo. Para los valores típicos de $R_c \sim 3 pc$, $n_e \sim 10^{-2} cm^{-3}$, $n_c \sim 30 cm^{-3}$ y $B_c \sim 3 \mu G$ se obtiene $\tau_{BB} \sim 10^8$ años.

Cabría pensar que un campo magnético (del orden de $3 \mu G$) a gran escala pudiera producir una curva de rotación plana para el gas difuso, a la manera que veremos en el capítulo V, y que fuera el acoplamiento nube-medio el que hiciera que las nubes rotaran de forma análoga salvo un pequeño movimiento de deriva radial v_R . Para que eso tuviera sentido $v_R \sim 1 km/s$. Expresemos las ecuaciones de movimiento para una nube en coordenadas polares (r, θ) . Modelamos el acoplamiento magnético como una fuerza de fricción:

$$\frac{\vec{F}_f}{m} = A\vec{v}_f - A\frac{d\vec{x}}{dt} \quad (4.10)$$

donde \vec{v}_f es la velocidad del medio, A es la inversa de la escala temporal, $A \sim 10^{-8}$ años, y $\vec{x}(t)$ es el vector de posición de la nube. Las ecuaciones son:

$$r\ddot{\theta} + \dot{\theta}(\dot{r} + Ar) = Av_c \quad (4.11)$$

$$\ddot{r} + A\dot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{F_g}{m} \quad (4.12)$$

donde F_g es la fuerza (positiva) gravitatoria. De la ecuación segunda, si imponemos que $\ddot{r} \sim 0$ y $\dot{\theta} \simeq v_c/r$, entonces

$$\dot{r} \simeq \frac{1}{A} \left(-\frac{F_g}{m} + r\dot{\theta}^2 \right) \simeq \frac{1}{A} \left(-\frac{F_g}{m} + \frac{v_c^2}{r} \right) \quad (4.13)$$

En el supuesto caso de que la cantidad de materia oscura fuera despreciable y $v_c \sim 220 km/s$, $\dot{r} \sim 100 km/s$ a una distancia de $25 kpc$. Concluimos que el acoplamiento nube-medio no puede reproducir las curvas de rotación planas sin materia oscura a partir de la energía de rotación del gas difuso alimentado a su vez por el campo magnético a gran escala.

4.2.2 Interacción magnética nube-nube

Hemos considerado la interacción gravitatoria como una interacción local y por lo tanto, la longitud de transferencia de momento era el recorrido libre medio. La interacción

magnética va a ser a distancia y de allí que el tiempo típico vendrá dado por la suma del tiempo en el que la nube no sufre ninguna interacción τ_{less} más el tiempo de duración de la interacción τ_I :

$$\begin{aligned}\tau_{typ} = \tau_{less} + \tau_I &= \int_{L_0}^{\infty} \frac{P_1(L)L}{c_s} dL + \int_0^{\infty} \tau_I(b) P_2(b) db + \frac{L_0}{c_s} \\ &= \frac{\lambda}{c_s} \int_{\frac{L_0}{\lambda}}^{\infty} x P_1(x) dx + \int_0^{\infty} \tau_I(b) P_2(b) db + \frac{L_0}{c_s}\end{aligned}\quad (4.14)$$

donde $P_1(L)$ es la probabilidad de que una nube tenga una interacción después de recorrer una distancia L , $P_2(b)$ es la probabilidad que colisionen con parámetro de impacto b , λ es la distancia media entre nubes, L_0 es la distancia recorrida sin interacción y $\tau_I(b)$ es el tiempo de interacción con parámetro de impacto b .

Siguiendo a Clifford & Elmegreen (1983) es fácil calcular $P_1(x)$ para una distribución de Poisson de nubes:

$$P_1(x) = \left(1.74 \frac{x^2}{x_0^2} + 0.81\right) \exp\left(-0.58 \frac{x^3}{x_0^2} - 0.81x - 0.117\right) \quad (4.15)$$

Además $L_0 = 3R_c c_s / (2v_A)$, donde v_A es la velocidad de Alfvén. La distancia recorrida media será:

$$\int P_1(L)L dL = \frac{\lambda}{10} \frac{(n_H \text{ cm}^{-3})^{2/3} (v_0 \text{ km/s})^{2/3}}{(\langle n_H^c \rangle 40 \text{ cm}^{-3})^{1/3} (B_0 3 \mu\text{G})^{2/3}} \sim \gamma \frac{\lambda}{10} \quad (4.16)$$

que para los siguientes valores $n_H \sim 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $v_0 = 8 \text{ km/s}$, $\langle n_H^c \rangle = 20 \text{ cm}^{-3}$, $B_0 \sim 2 \mu\text{G}$, entonces γ será menor que 1. De esta manera obtenemos $\tau_{less} = \gamma \frac{\lambda}{10 c_s} \sim 10^7$ años.

Una buena aproximación para $\tau_I(b)$ es la expresión:

$$\tau_I(b) = \frac{2R_c}{v_A} \left(1 + \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{b - 2R_c}{R_c}\right)\right)^{1/2} \quad (4.17)$$

con R_c el radio de la nube. Si $b \sim 100 \text{ pc}$, $R_c = 3 \text{ pc}$, y $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_c}} = 1 \text{ km/s}$, deducimos $\tau_I \sim 2 \times 10^7$ años. Por lo tanto, $\tau_{typ} = \tau_{less} + \tau_I \sim 3 \times 10^7$ años, que es aproximadamente 3 veces menor que para la interacción gravitatoria o geométrica, y en consecuencia, la viscosidad asociada a la interacción magnética será alrededor de 3 veces mayor que la viscosidad por interacción gravitatoria.

Concluimos que las nubes soportadas magnéticamente interaccionarán principalmente como resultado del retorcimiento de sus líneas de campo magnético siendo la principal fuente de viscosidad molecular.

4.3 Viscosidad turbulenta

En los discos galácticos la viscosidad tendrá un origen turbulento y se generará por inestabilidades que serán principalmente gravitatorias (Lin & Pringle 1987a), aunque también podrá participar la viscosidad magnética, o generada por otra fuente de energía como pueden ser las barras (von Linden et al. 1995). La viscosidad turbulenta puede producir un transporte efectivo de momento angular modificando así el movimiento kepleriano. Las inestabilidades gravitatorias además de crear viscosidad, estarán ligadas a la tasa de formación estelar.

Sería una cuestión muy interesante averiguar si existe alguna relación entre las propiedades universales de las galaxias espirales (como la curva de rotación plana y el perfil exponencial) y la evolución de los discos con viscosidad (Silk & Norman 1981), o si por el contrario imponen restricciones a las condiciones iniciales.

Lin & Pringle (1987b) y Yoshii & Sommer-Larsen (1989) demostraron que la distribución exponencial de estrellas aparece de manera natural por la redistribución del momento angular en el disco si el tiempo típico para la viscosidad fuera comparable al de la formación estelar.

Icke (1979) intentó reproducir los anillos de densidad, que se observan en algunas galaxias, con un potencial fijo con rotación de sólido rígido hacia el centro. Estos anillos serían causados por la disminución de la rotación diferencial. Clarke (1989) no pudo reproducir numéricamente la estructura tipo anillo del gas.

Más recientemente, Saio & Yoshii (1990) propusieron que la viscosidad turbulenta podría conseguir una curva de rotación plana en las regiones interiores, aliviando así el problema de la conspiración halo-disco.

En el siguiente apartado estudiaremos el origen y el tratamiento de la viscosidad turbulenta en discos galácticos. También consideraremos su naturaleza no lineal e introduciremos el concepto de “auto-organización”.

Pero antes de estudiar la no linealidad vamos a establecer las ecuaciones hidrodinámicas que tendríamos que resolver para un disco con simetría azimutal, infinitamente delgado y con formación estelar. Vamos a usar la notación $\Omega' = d\Omega/dR$ y $\dot{\Omega} = d\Omega/dt$.

La ecuación de continuidad es:

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = -\frac{\Sigma}{t_*} R \quad (4.18)$$

donde t_* es el tiempo típico de la formación estelar.

Pasemos a las ecuaciones de movimiento; la de la componente azimutal la obtendremos imponiendo conservación del momento angular entre anillos consecutivos de grosor dR . Definimos $A \equiv R d\Omega/dR$; la fuerza debido a la viscosidad por unidad de longitud estará relacionada con ν a través de $\frac{f\nu}{2\pi R} = \nu \Sigma A$. Debemos añadir el término proveniente de la pérdida de masa del gas y por consiguiente de momento angular:

$$\frac{1}{2\pi} \left(-\frac{\Sigma}{t_*} R^2 \Omega \right) 2\pi R \quad (4.19)$$

La ecuación de conservación del momento angular es:

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{\partial}{\partial R} (R \nu \Sigma A R) - R^3 \frac{\Sigma}{t_*} \dot{\Omega} \quad (4.20)$$

Con un poco de álgebra y usando la ecuación de continuidad se puede despejar v_R :

$$v_R = \frac{1}{\Sigma R (R^2 \Omega)'} \frac{\partial}{\partial R} (R^3 \nu \Sigma \Omega') - \frac{R^2}{(R^2 \Omega)'} \dot{\Omega} \quad (4.21)$$

y sustituyendo en la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{\Sigma}{t_*} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{(R^2 \Omega)'} \frac{\partial}{\partial R} (R^3 \nu \Sigma \Omega') - \frac{R^3 \Sigma}{(R^2 \Omega)'} \dot{\Omega} \right) \quad (4.22)$$

En el caso particular de $t_* \rightarrow 0$ y el potencial asociado a una masa puntual central, $\Omega = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$ y la ecuación (4.22) queda:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right) \quad (4.23)$$

En general esperamos que ν sea una función de Σ , R , t y por lo tanto la ecuación es no lineal en Σ .

Para una curva de rotación plana $\Omega = a/R$, $\Omega' = -a/R^2$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{\Sigma}{t_*} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial R} (-R \nu \Sigma a) \right) = -\frac{\Sigma}{t_*} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2}{\partial R^2} (R \nu \Sigma) \quad (4.24)$$

En el caso que $a(t)$ entonces:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{\Sigma}{t_*} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2}{\partial R^2} (R \nu \Sigma) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \Sigma \frac{\dot{a}}{a} \right) \quad (4.25)$$

Una tercera ecuación nos tiene que dar la evolución de $\Omega(t, R)$:

$$\Omega^2 R = \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\partial v_R}{\partial t} + v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \nu \frac{\partial^2 v_R}{\partial R^2} - \frac{\nu}{R} \frac{\partial v_R}{\partial R} + \nu \frac{v_R}{R^2} \quad (4.26)$$

Habitualmente se supone que en los discos galácticos los términos en los que aparece v_R son despreciables en el balance de fuerzas y se toma:

$$\Omega^2 R = \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P_t}{\partial R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (4.27)$$

La presión turbulenta es aproximadamente $P_t \simeq \nu \Sigma \Omega$. Según la ecuación (4.27), para conseguir una curva de rotación plana $\Omega \sim \frac{1}{R}$ necesitaríamos un halo de materia oscura. Nosotros queremos averiguar si los términos de viscosidad pueden contribuir sensiblemente al movimiento radial y bajo qué condiciones.

Supongamos como antes que $\Omega(R, t) = a(t)/R$. De la ecuación (4.21) se deduce:

$$v_R = -\frac{1}{\Sigma R} \frac{\partial}{\partial R} (R \nu \Sigma) - R \frac{\dot{a}}{a} \quad (4.28)$$

Si $\nu \sim \text{cte}$, y $\Sigma \sim \frac{1}{R^2}$

$$v_R \rightarrow \frac{\nu}{R} - R \frac{\dot{a}}{a} \quad (4.29)$$

que para R grandes y velocidades de rotación de $\sim 200 \text{ km/s}$, y usando la ecuación del movimiento radial, se obtienen valores para $v_R \sim 90 \text{ km/s}$. Los valores para v_R que se proponen son del orden de 1 km/s (Lacey & Fall 1985). Esto indica que el tiempo característico de la viscosidad es muy alto como para que tenga efectos en la velocidad de rotación.

Por simplicidad hemos tomado $\nu \sim \text{cte}$; una prescripción más general consistiría en tomar $\nu \propto \Sigma^a \Omega^{-b}$ (Lin & Pringle 1987a). En los próximos apartados discutiremos su naturaleza, las diferentes prescripciones y su dependencia radial. Hemos optado por tomar una dependencia de Ω del tipo $\Omega(t) = a(t)/R$. Se pueden utilizar expresiones más complejas como por ejemplo:

$$\Omega(R, t) = \frac{v_0}{R} (1 - \exp(-\alpha t)) + \frac{v_0 R_0}{R^2} \exp(-\alpha t) \quad (4.30)$$

pero las conclusiones son las mismas.

En la ecuación radial no hemos tenido en cuenta los términos magnéticos porque serán estudiados con mayor profundidad en el capítulo V.

4.4 Caracter turbulento de la viscosidad

En las secciones anteriores hemos supuesto la prescripción de Shakura & Sunyaev en algunos casos, en otros que $\nu \sim \text{cte}$, pero sin justificar ninguna de ellas. También hemos

visto que la viscosidad tiende a reducir los gradientes de velocidad. Sin embargo, la fenomenología de los medios turbulentos es mucho más compleja. Nuestro primer objetivo será estudiar las diferentes prescripciones de la viscosidad en discos galácticos.

Comenzaremos por las ecuaciones de Navier-Stokes que dicen:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu \sigma_{ij}) + f_i \quad (4.31)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (4.32)$$

σ_{ij} es el tensor de fuerzas, ν la viscosidad molecular y f_i la suma de las fuerzas exteriores que pueden depender a su vez de la distribución del fluido. En nuestro caso la viscosidad es entre nubes de gas.

Supongamos que la velocidad \vec{v} se puede descomponer en una velocidad a gran escala, \vec{V} , que llamaremos velocidad media del flujo, y otra componente fluctuante o turbulenta \vec{u} :

$$\vec{v} = \vec{V} + \vec{u} \quad (4.33)$$

donde $\langle \vec{u} \rangle = 0$. Notar que esta descomposición se puede hacer a todas las escalas.

En el caso de un gas incompresible, la ecuación (4.31) se puede expresar como sigue. Usando la propiedad para ν constante:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = \nu \nabla^2 v_i \quad (4.34)$$

las ecuaciones de Navier-Stokes son:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i v_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 v_i \quad (4.35)$$

Expresado vectorialmente:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{v} \quad (4.36)$$

Esta ecuación se puede descomponer en una para el movimiento de flujo y otra para el movimiento a pequeña escala:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (4.37)$$

donde $\tau_{ij} = -\langle u_i u_j \rangle$.

La condición $\langle \vec{u} \rangle = 0$ implica un acoplamiento del movimiento a pequeña escala con \vec{V} por el término $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$. La ecuación que rige el movimiento para sistemas incompresibles a pequeña escala es:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + V_j \partial_j u_i + \partial_j (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \partial_i p_u + \nu \nabla^2 u_i + f_i \quad (4.38)$$

En general se tiene (Hinze 1975):

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \quad (4.39)$$

con

$$S_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \quad (4.40)$$

Como vemos en la ecuación (4.39), para calcular el flujo medio necesitamos saber el tensor de Reynolds τ_{ij} y para ello se requiere un tratamiento completo del problema de la turbulencia. Sin embargo, uno puede conjeturar distintas prescripciones con algún parámetro libre que posteriormente se ajustará experimentalmente. Una de ellas consiste en suponer que $\tau_{ij} = \nu_t S_{ij}$. Shakura y Sunyaev (1973) propusieron que $\nu_t = \alpha c_s H$ para los discos, con c_s la velocidad del sonido local, H la escala de alturas y α un parámetro sin dimensiones ajustable a las observaciones. Para ello supusieron que los remolinos mayores son menores que el grosor del disco y que la turbulencia es subsónica.

El interés no reside en el ajuste de los parámetros sino en modelar la turbulencia haciendo referencia a la dinámica del gas. Un medio turbulento se caracteriza por la capacidad que tiene en inyectar energía cinética a remolinos de un cierto rango de tamaños los cuales se disiparán en calor. Esta energía procede de la energía de movimiento a gran escala. Los remolinos interaccionan de manera no lineal formando una cascada de remolinos desde las escalas grandes a las pequeñas.

A priori diferenciamos tres escalas: la galáctica, en la que está definido el flujo medio que es la velocidad de rotación; la escala típica en la que se originan los remolinos ($< H$) por inestabilidades gravitatorias; y la escala en la que se da la formación estelar.

Habitualmente se trabaja en cada escala de manera independiente; se supone que la turbulencia no es tan importante como para modificar el movimiento a gran escala y que a pesar de que el origen de la formación estelar reside en las inestabilidades gravitatorias, se puede aislar una región pequeña en la que se dé la formación estelar.

Al final de este capítulo discutiremos la creación de movimiento ordenado a gran escala a partir del movimiento turbulento. Antes de ello vamos a cuantificar la viscosidad en

función de inestabilidades y veremos qué dependencia tiene en función de la distancia galactocéntrica.

4.4.1 Origen de la viscosidad en los discos galácticos

Anteriormente ya hemos nombrado la prescripción α de Shakura-Sunyaev. La motivación de buscar diferentes prescripciones para la viscosidad en discos galácticos es debida a su importancia a la hora de determinar propiedades a gran escala, como el perfil de densidad. La viscosidad aparece por inestabilidades gravitatorias en discos con rotación diferencial. Las perturbaciones de tamaño L mayor que

$$L_{crit} \sim \frac{G\Sigma}{\Omega^2} \quad (4.41)$$

son estables por la rotación diferencial. Además, perturbaciones con tamaño menor que

$$L_J \sim \frac{c_s^2}{G\Sigma} \quad (4.42)$$

también son estables. Ya que el tamaño de transferencia de momento angular es L_{crit} y la escala de tiempos Ω^{-1} , Lin & Pringle (1987a) propusieron

$$\nu_{eff} \sim \frac{L^2}{\Omega^{-1}} \sim Q^{-2} H_R^2 \Omega \quad (4.43)$$

siendo Q el parámetro de Toomre (para el parámetro de Toomre ver sección (4.4.3.2)), y $H_R \sim c_s/\Omega$.

Veamos más detenidamente el papel que juegan las inestabilidades en la turbulencia. La naturaleza de los remolinos a escalas más grandes depende del tipo de inestabilidad, puesto que se abastecen energéticamente de ella. Los de escala intermedia ya no tienen memoria de su origen y adquieren un espectro universal. Por último, los más pequeños se desvanecen a través de la viscosidad molecular. La transferencia de energía hacia remolinos de menor escala es debida a que el tensor de stress s_{ij} ,

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.44)$$

rige la ecuación de la vorticidad, $\vec{\omega}$, la cual se define por el rotacional de la velocidad:

$$\frac{d\omega_i}{dt} = \omega_j s_{ij} \quad (4.45)$$

La componente de la vorticidad en la dirección de la descompresión crece rápidamente, mientras que la de la dirección de la compresión decrece. En este proceso los remolinos pequeños ganan energía a partir de los más grandes. Estudiémoslo en el marco de la dinámica espectral.

4.4.2 Espectro de Kolmogorov

En el rango de equilibrio, las escalas de tiempo son tan pequeñas que no importan los detalles de la transferencia de energía entre el flujo medio y la turbulencia. Sin embargo, la cantidad de energía fluyendo en el proceso de cascada debe depender del ritmo de disipación, ϵ , por la viscosidad molecular. Por lo tanto, tenemos que conseguir una variable adimensional a partir del espectro de energía $E(k)$, del ritmo de transferencia de energía ϵ , y de la viscosidad molecular ν :

$$\frac{E(k)}{\nu^{5/4}\epsilon^{1/4}} = f(k\eta) \quad (4.46)$$

donde $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ es la escala de Kolmogorov en la que ocurre la disipación por viscosidad. Esta ley es válida para $k\eta \sim 1$.

Para el espectro a gran escala no esperamos que la viscosidad sea un parámetro relevante, y sí el tensor de fuerzas medio S , ya que la turbulencia recibe la energía a través de este tensor. Recordemos que $S \equiv u/l$, siendo l la escala integral (la escala de los remolinos más grandes) y $u = \langle u_i u_i \rangle$. Por lo que la ley de escala sería:

$$\frac{E(k)}{\epsilon^{3/2} S^{-5/2}} = F(kl) \quad (4.47)$$

válida para $kl \sim 1$.

En la región intermedia ($k\eta \rightarrow 0$ y $kl \rightarrow \infty$) tendrá que haber solapamiento. Los espectros (4.46) y (4.47) son válidos en el límite en que el número de Reynolds $R_l = ul/\nu$ tiende a infinito. Si tomamos $kl = R_l^n$ con $n > 0$ entonces $k\eta = R_l^{n-3/4}$. Si $0 < n < 3/4$ se cumplen las condiciones de región intermedia. Igualando las ecuaciones (4.46) y (4.47) se obtiene

$$R_l^{5/4} F(R_l^n) = f(R_l^{n-3/4}) \quad (4.48)$$

ecuación que debe satisfacerse para todo n entre 0 y 3/4. La solución es:

$$F(kl) = \alpha(kl)^{-5/3} \quad (4.49)$$

y

$$f(k\eta) = \alpha(k\eta)^{-5/3} \quad (4.50)$$

Sustituyendo en (4.46) o en (4.47) se obtiene el espectro de Kolmogorov para escalas intermedias o rango inercial:

$$E(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (4.51)$$

El campo de velocidad correspondiente es descrito por:

$$V(l) = \epsilon^{1/3} l^{1/3} \quad (4.52)$$

Tengamos presente que este espectro es sólo válido en el proceso de cascada de grandes escalas a pequeñas escalas.

4.4.3 Conexión entre la viscosidad turbulenta y las inestabilidades

En este apartado seguiremos las líneas del trabajo de Canuto et al. (1988).

Sea un fluido incompresible. Definimos $F(k)$, función espectral de energía, como

$$u^2(k) = \int_k^\infty F(k') dk' \quad (4.53)$$

y $1/2 u^2(k)$ es la energía cinética turbulenta contenida en remolinos de tamaño menor a k^{-1} (es decir que $F(k) \equiv 2E(k)$).

La energía $\epsilon(k)$ inyectada por la fuente en el intervalo $k_0 - k$ por unidad de tiempo (k_0 es el número de ondas más pequeño permitido por la geometría del sistema) será:

$$\epsilon(k) = \int_{k_0}^k (n_s(k') + \nu k'^2) F(k') dk' \quad (4.54)$$

El primer sumando define la energía que se invierte en generar inestabilidades caracterizadas por el ritmo de crecimiento $n_s(k)$, y el segundo es la energía que se pierde por viscosidad turbulenta.

Es simple ver que $\epsilon(k)$ se podrá expresar en función de una viscosidad efectiva o “turbulenta” de la forma:

$$\epsilon(k) = (\nu + \nu_t(k)) \int_{k_0}^k k'^2 F(k') dk' \quad (4.55)$$

y $\nu_t(k) = \int_k^\infty \psi(k') dk'$ porque debe depender de todos los números de onda mayores que k .

En todo el intervalo de número de ondas (de las k s) la disipación ϵ se calcula integrando ϵ hasta las longitudes de onda más pequeñas:

$$\epsilon = \nu \int_{k_0}^\infty k'^2 F(k') dk' \quad (4.56)$$

Por otra parte $\psi(k) = \psi(k, F(k), n_c(k))$, $n_c(k)$ es una escala de tiempo de correlación de las interacciones no lineales. Por lo que:

$$\nu_t(k) = \int_k^\infty \frac{F(k')}{n_c(k')} dk' \quad (4.57)$$

En la región inercial $n_c(k)$ deber ser una función de k y F , así $n_c \sim k^{3/2} F^{1/2}$. Usando la ec. (4.57) con $\epsilon(k) = \epsilon_0$ constante en ese rango, recuperamos el espectro de Kolmogorov $F(k) \propto k^{-5/3}$ y $\nu_t \propto k^{-4/3}$. De (4.54), (4.55), (4.57), obtenemos una ecuación diferencial para $F(k)$:

$$\int_{k_0}^k n_s(k') F(k') dk' = \int_k^\infty \frac{F(k')}{n_c(k')} dk' \int_{k_0}^k k'^2 F(k') dk' \quad (4.58)$$

Si definimos $Y(k) \equiv \int_{k_0}^k k'^2 F(k') dk'$ como la vorticidad media al cuadrado y diferenciamos respecto a k :

$$n_s(k) + n_c^{-1}(k) Y(k) = k^2 \nu_t(k) \quad (4.59)$$

$\nu_t(k)$ viene determinada por el tiempo de interacción $n_c(k)$ por lo que la ecuación de clausura es:

$$\nu_t(k) = \gamma k^{-2} n_c(k) \quad (4.60)$$

y $\gamma \sim 0.1$ para reproducir el espectro de Kolmogorov.

Diferenciando la ecuación (4.60), y usando ec. (4.57) y (4.59) encontramos una ecuación para $Y(k)$:

$$\frac{d}{dk} \left(Y(k) + \frac{1}{2} \gamma n_c^2(k) \right) = 2\gamma k^{-1} n_c^2(k) \quad (4.61)$$

y $n_c(k)$ satisface la ecuación:

$$2\gamma n_c(k) = n_s(k) + \left(n_s^2(k) + 4\gamma Y(k) \right)^{1/2} \quad (4.62)$$

Para remolinos a gran escala $Y(k) \ll n_s^2$ por lo que de (4.62) se deduce que $n_c(k) \sim n_s(k)$, esto es, la escala de tiempo viene dada por la inestabilidad.

Sustituyendo (4.62) en (4.61) se obtiene una ecuación diferencial para $Y(k)$ no lineal pero resoluble numéricamente. A partir de la vorticidad se obtiene la función espectral de energía y la viscosidad inmediatamente:

$$F(k) = k^{-2} Y'(k) \quad (4.63)$$

$$\nu_t(k) = \left(2\gamma \int_k^\infty \frac{F(k')}{k'^2} dk' \right)^{1/2} \quad (4.64)$$

Este formalismo conecta de forma clara la naturaleza de la turbulencia con las inestabilidades que la generan y consigue dar una expresión analítica a la viscosidad turbulenta.

La tarea fundamental es caracterizar las inestabilidades que se producen en el disco galáctico. Una vez hecho y siguiendo el formalismo de Canuto et al. podemos encontrar

una prescripción para la viscosidad turbulenta. El conocer la evolución dinámica del disco sería conceptualmente inmediato.

Sin embargo, el problema de las inestabilidades en discos galácticos es complejo. Las estrellas y el gas son dos fluidos con diferente dispersión de velocidades que interaccionan gravitatoriamente por lo que debe ser tratado como un sistema de dos fluidos. Dependiendo de cuánto gas se distribuya en nubes y del tamaño de estas nubes, el gas se podrá tratar como un sistema estelar. No debemos olvidar que en el disco hay un campo magnético a gran escala que contribuye dinámicamente. La relación de dispersión que necesitamos deberá incluir tanto el término gravitatorio como el magnético. Por ahora, daremos las relaciones de dispersión de las inestabilidades. En el apartado (4.4.4) presentaremos una prescripción radial de la viscosidad en el disco galáctico.

Por otra parte, el formalismo de Canuto et al. está pensado para sistemas incompresibles. Para un disco galáctico también depende de la escala en que nos fijemos para decir si el fluido es compresible o no. A gran escala es buena aproximación suponer el gas de densidad constante localmente. Conforme vamos bajando a escalas más pequeñas encontramos que lo que en una escala mayor eran nubes, ahora vemos remolinos grandes formados por remolinos más pequeños. A escala de esos remolinos pequeños o clumps tiene lugar la formación estelar; el gas ya no es incompresible y la prescripción de Canuto et al. ya no es válida (Henriksen & Turner 1984).

4.4.3.1 Inestabilidad gravitatoria de Jeans

Consideremos un fluido autogravitante en el estado de equilibrio, $\rho_0 = \text{cte}$, $\vec{V}_0 = 0$. Haciendo uso de las ecuaciones linealizadas y con una perturbación de la forma $\rho_1(\vec{x}, t) = C \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t))$, las relaciones de dispersión son:

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (4.65)$$

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 2\pi G \Sigma |\vec{k}| \quad (4.66)$$

para 3 y 2 dimensiones respectivamente (Binney & Tremaine 1987). Comparemos las ecuaciones (4.65) y (4.66); sustituyendo en (4.66) $\Sigma = 2\rho_0 H$, siendo H la escala de alturas, vemos que son equivalentes cuando $k \sim H^{-1}$, esto es, para esas longitudes de onda el ritmo de crecimiento de la inestabilidad es el mismo orden con las dos expresiones. Si $Hk \ll 1$, que significaría que la aproximación de disco es mejor, entonces el ritmo de crecimiento es menor en 2 dimensiones que en 3 para esa longitud de onda.

4.4.3.2 Inestabilidad radial o de anillo

Las relaciones de dispersión para un disco de gas infinitesimalmente delgado y en rotación son:

$$(m\Omega - \omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2 v_s^2 \quad (4.67)$$

donde m es el número de brazos de la perturbación. Para una perturbación axisimétrica (sólo radial) $m = 0$ y entonces $\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2 v_s^2$. En el caso particular de rotación uniforme $\kappa = 2\Omega$, la relación de dispersión queda $\omega^2 = 4\Omega^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2 v_s^2$, y para la curva de rotación plana que es la que nos interesa $\kappa^2 = 2\Omega^2$ y $\omega^2 = 2\Omega^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2 v_s^2$.

El disco será inestable para perturbaciones axisimétricas entre k_{max} y k_{min} cuando el parámetro de Toomre, Q , sea menor que 1:

$$Q \equiv \frac{v_s \kappa}{\pi G\Sigma} < 1 \quad (4.68)$$

y

$$k_{min}^{max} = \frac{\pi G\Sigma}{v_s^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - Q^2} \right) \quad (4.69)$$

Usualmente se establece la densidad superficial crítica para que haya formación estelar a partir del parámetro de Toomre para el gas. Aunque es de esperar que la formación estelar se genere siguiendo inestabilidades no axisimétricas, el parámetro Q es un indicador de ellas a pesar de que se haya deducido para las axisimétricas (Julian & Toomre 1966; Binney & Tremaine 1987). Kenicutt (1989) propuso $Q_g < 1.4$ como el parámetro crítico para que exista formación estelar en las galaxias de tipo tardío.

Para perturbaciones radiales y un campo azimutal, la relación de dispersión es:

$$\omega^2 = k^2 (v_s^2 + v_A^2) - 2\pi G\Sigma|k| + \kappa^2 \quad (4.70)$$

y el criterio de inestabilidad en este caso será:

$$Q = \frac{(v_s^2 + v_A^2)^{1/2} \kappa}{\pi G\Sigma} < 1 \quad (4.71)$$

Como vemos, un campo magnético azimutal produce una presión y se opone a ser comprimido, consiguiendo que el sistema sea más estable. Las consecuencias en las ecuaciones de movimiento del campo magnético serán estudiadas más profundamente en el capítulo V. Dejaremos también para ese capítulo el estudio de las inestabilidades de Parker que se producen en el plano definido por las coordenadas (ϕ, z) . A este nivel nos quedaremos

con la relación de dispersión para movimientos de compresión en la dirección azimutal en un disco en rotación diferencial y campo magnético azimutal;

$$\omega^2 = k^2 v_s^2 - 2\pi G \Sigma k + \frac{\omega^2 \kappa^2}{\omega^2 + k^2 v_A^2} \quad (4.72)$$

Ahora la inestabilidad es paralela al campo magnético que ya no ejerce presión. El campo magnético disminuye la capacidad de que el sistema sea estable por rotación diferencial ya que afecta a la fuerza de Coriolis (Balbus & Hawley 1991). Todas las perturbaciones suficientemente grandes son inestables porque cuando $\omega = 0$, $k = 0$ es solución y $\left. \frac{d\omega^2}{dk} \right|_{k=0} = -2\pi G < 0$. Pero en realidad, λ está acotado por el radio de la galaxia.

4.4.3.3 Inestabilidad de dos fluidos

La formación de nubes debe estar conectada a las inestabilidades del gas en el disco. Se observa que la mayor parte del gas molecular en el medio interestelar está confinado en nubes gigantes con masas entre 10^5 y $3 \times 10^6 M_\odot$, tamaños entre 20 y 80 pc y densidades de 300 moléculas por cm^{-3} (Solomon, Sanders & Scoville 1979; Solomon & Sanders 1980).

Jog & Solomon (1984a,b) sugirieron que esta segregación en nubes masivas podía originarse por inestabilidades gravitacionales. Sin embargo, si uno utiliza el criterio de estabilidad según la ecuación (4.68) encuentra que el gas, a las densidades y dispersión de velocidades típicas entre 5 – 10 kpc , es estable.

Estos autores proponen que la interacción gravitatoria con la componente estelar podría jugar un papel importante en la estructura y evolución de los discos galácticos. Demuestran que aunque el fluido estelar y el gaseoso sean estables por separado, la unión de ambos puede presentar inestabilidades (fig. 1 y 2 de su artículo). Encuentran que en las partes centrales de la galaxia (y con $\frac{\Sigma_g}{\Sigma_s} = 0.1 - 0.2$) la longitud de onda típica de la inestabilidad es 2 – 3 kpc y estarían involucradas masas de $4 \times 10^7 - 10^8 M_\odot$, con un crecimiento típico de unos pocos 10^7 años. Estas condensaciones son más probables que ocurran entre $R = 4 - 7 kpc$ (Jog & Solomon 1984b).

Con las ecuaciones de movimiento y continuidad para la componente estelar y para la gaseosa, acopladas a través de la ecuación de Poisson, Jog & Solomon (1984a,b) dedujeron la relación de dispersión para el sistema de dos fluidos. Elmegreen (1995) simplificó esta expresión en la forma:

$$\omega^2 = \kappa^2 + k^2 a_A^2 - \pi G k \Sigma_t \left(1 + (1 + C)^{1/2} \right) \quad (4.73)$$

donde

$$C = \frac{1}{4} \left(\frac{ka_D^2}{\pi G \Sigma_t} \right)^2 - \frac{\Sigma_D}{\Sigma_t} \left(\frac{ka_D^2}{\pi G \Sigma_t} \right) \quad (4.74)$$

$$a_A^2 = \frac{1}{2} (\sigma_s^2 + \sigma_g^2), \quad a_D^2 = \sigma_s^2 - \sigma_g^2 \quad (4.75)$$

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_g, \quad \Sigma_D = \Sigma_s - \Sigma_g \quad (4.76)$$

El parámetro de Toomre efectivo para el sistema de dos fluidos es:

$$Q_{eff}^2 = \frac{Q_A^2}{K_{min} (1 + (1 + C)^{1/2}) - K_{min}^2} \quad (4.77)$$

donde K_{min}

$$K_{min} = k_{min} \frac{a_A^2}{\pi G \Sigma_t} \quad (4.78)$$

es el número de ondas adimensional para el que ω^2 se hace mínimo y Q_A es:

$$Q_A = \frac{\kappa a_A}{\pi G \Sigma_t} \quad (4.79)$$

4.4.4 Variaciones radiales en discos galácticos

El interés de caracterizar las inestabilidades en el disco viene emparentado con el de entender a qué distancia se inhibe la formación estelar en el disco. Si la conexión inestabilidad-formación estelar es como pensamos, el disco en las partes externas debe contener una fracción pequeña de gas molecular para reproducir el bajo ritmo de formación estelar que se observa.

Kenicutt (1989) observó que el parámetro que definía la aparición de formación estelar era $Q_g < 1.4$. Todavía no se sabe con certeza a cuál de los dos parámetros es más sensible si a Q_g o a Q_{eff} . Si la formación estelar es disparada por la creación de complejos gigantes debido a inestabilidades en ondas espirales (Elmegreen 1991; Larson 1992; Elmegreen 1994), entonces sería sensible a Q_{eff} . Por otro lado, sería un indicador mejor Q_g si la formación estelar se diera en capas (en inglés "shells") que son más delgadas que los brazos espirales y así las estrellas no contribuirían apreciablemente. Nosotros estamos interesados en el papel que juegan las inestabilidades en la dinámica del gas en las partes externas del disco, por lo tanto, el parámetro que nos establece la inestabilidad es Q_{eff} .

Veamos con un modelo simple el ritmo de crecimiento de las inestabilidades de dos fluidos en las partes externas del disco. El modelo consiste en tomar $\Sigma_t = 260 \exp(-R/R_d) M_\odot/pc^2$, con $R_d = 5 kpc$, una velocidad lineal de rotación de $V_c = 220 km/s$, y entonces κ vendrá dado por $\kappa = \sqrt{2}V_c/R$.

Para la dispersión de velocidades de la componente estelar emplearemos el criterio de equilibrio de presiones:

$$\frac{c_s}{h_s} = \pi G \sum_{n=g,s} \left(\frac{\Sigma_n}{c_n} \right) \quad (4.80)$$

La dispersión del gas la tomaremos constante a lo largo de R e igual a 7 km/s .

La escala de alturas para el gas la tomaremos lineal a partir de 10 kpc $h_g = h_{g0} + A(R - 10)$, $R > 10 \text{ kpc}$ y $h_{g0} = 80 \text{ pc}$. Calculamos $\omega^2(k)$ a 20 kpc para $\Sigma_g/\Sigma_t = 0.4, 0.8$ y $A = 0.03$ (fig. 4.1). Como vemos en la figura que presentamos $\omega^2(k) > 0$ para cualquier longitud de onda, de lo que se concluye que las partes externas del disco son estables frente a perturbaciones gravitatorias. Según hemos visto en el formalismo de Canuto et al., la ausencia de inestabilidades conduciría a que $\nu_t = 0$, lo que implicaría que la transferencia de momento angular a escala galáctica sólo se haría a través de viscosidad "molecular", que es muy pequeña.

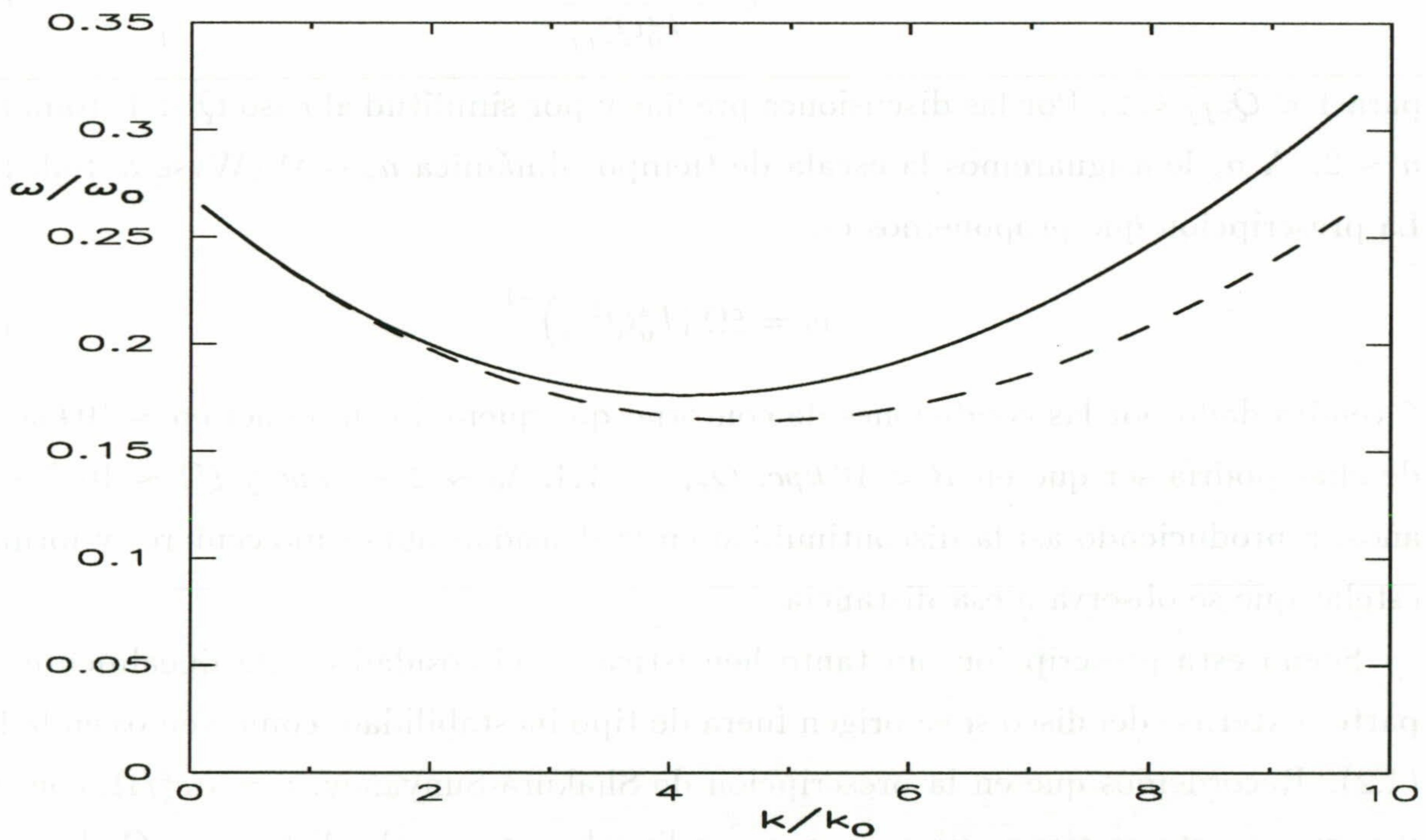


Figura 4.1: Relación de dispersión a $R = 20 \text{ kpc}$ para el modelo con $\Sigma_g/\Sigma_t = 0.4$ (línea continua) y para $\Sigma_g/\Sigma_t = 0.8$ (línea discontinua).

Decir que la viscosidad turbulenta es nula no nos satisface. El hecho de que el parámetro de Toomre umbral para que haya formación estelar sea mayor que 1 nos hace inducir que para que aparezca cierta viscosidad turbulenta en los discos galácticos no es necesario que sea inestable dinámicamente sino quizás sólo marginalmente inestable

($Q_{eff} \sim 1$) o significativamente autogravitante ($Q_{eff} \sim 2$). Tomaremos esta última condición por ser la menos restrictiva.

A partir del formalismo de Canuto et al. podremos dar una prescripción para la viscosidad y su dependencia radial, que es la que nos interesa. Diferenciando la ecuación (4.58) se obtiene:

$$\nu_t(k) = k^{-2} \left(n_s(k) + n_c^{-1}(k)Y(k) \right) \quad (4.81)$$

que a gran escala la viscosidad turbulenta será

$$\nu_t = k_0^{-2} n_s(k_0) \left(1 + n_s^{-2}(k_0)Y(k_0) \right) \sim k_0^{-2} n_s(k_0) \quad (4.82)$$

El problema lo hemos reducido en poder dar una prescripción a la escala de tiempo para sistemas dinámicamente estables pero autogravitantes.

ν_t debe depender de Q_{eff} . Lo más sencillo es suponer que:

$$\nu_t \sim \frac{n_s}{k_0^2 Q_{eff}^n} \quad (4.83)$$

para $1 < Q_{eff} < 2$. Por las discusiones previas y por similitud al caso $Q < 1$, tomaremos $n \sim 2$. A n_s le asignaremos la escala de tiempos dinámica $n_s \sim \Omega$ (Wyse & Silk 1989). La prescripción que proponemos es:

$$\nu_t = \xi \Omega \left(k_0^2 Q_{eff}^2 \right)^{-1} \quad (4.84)$$

ξ vendrá dado por las condiciones de contorno que queramos imponer en $\sim 10 \text{ kpc}$. Una de ellas podría ser que en $R = 10 \text{ kpc}$, $Q_{eff} = 1.4$, $\lambda_0 \sim 2 - 3 \text{ kpc}$ y $\xi \Omega \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ años, reproduciendo así la discontinuidad en la densidad nubes moleculares y formación estelar que se observa a esa distancia.

Según esta prescripción, un tanto heurística, la viscosidad caería linealmente en las partes externas del disco si su origen fuera de tipo inestabilidad, como vemos en la figura (4.2). Recordemos que en la prescripción de Shakura-Sunyanev, $\nu = \alpha c_s^2 / \Omega$, con $\alpha < 1$ y para $c_s \sim \text{cte}$ se tiene que $\nu \propto r$, crece linealmente con la distancia. Godon (1995) analiza en su artículo la validez de esta prescripción cuando la escala de alturas del disco depende de R , que es el caso de los discos galácticos.

4.4.5 Turbulencia por inyección de energía

Existe otro mecanismo de más fácil caracterización a priori que produce turbulencia; consiste en introducir fuentes de energía en el medio. El movimiento ordenado que se

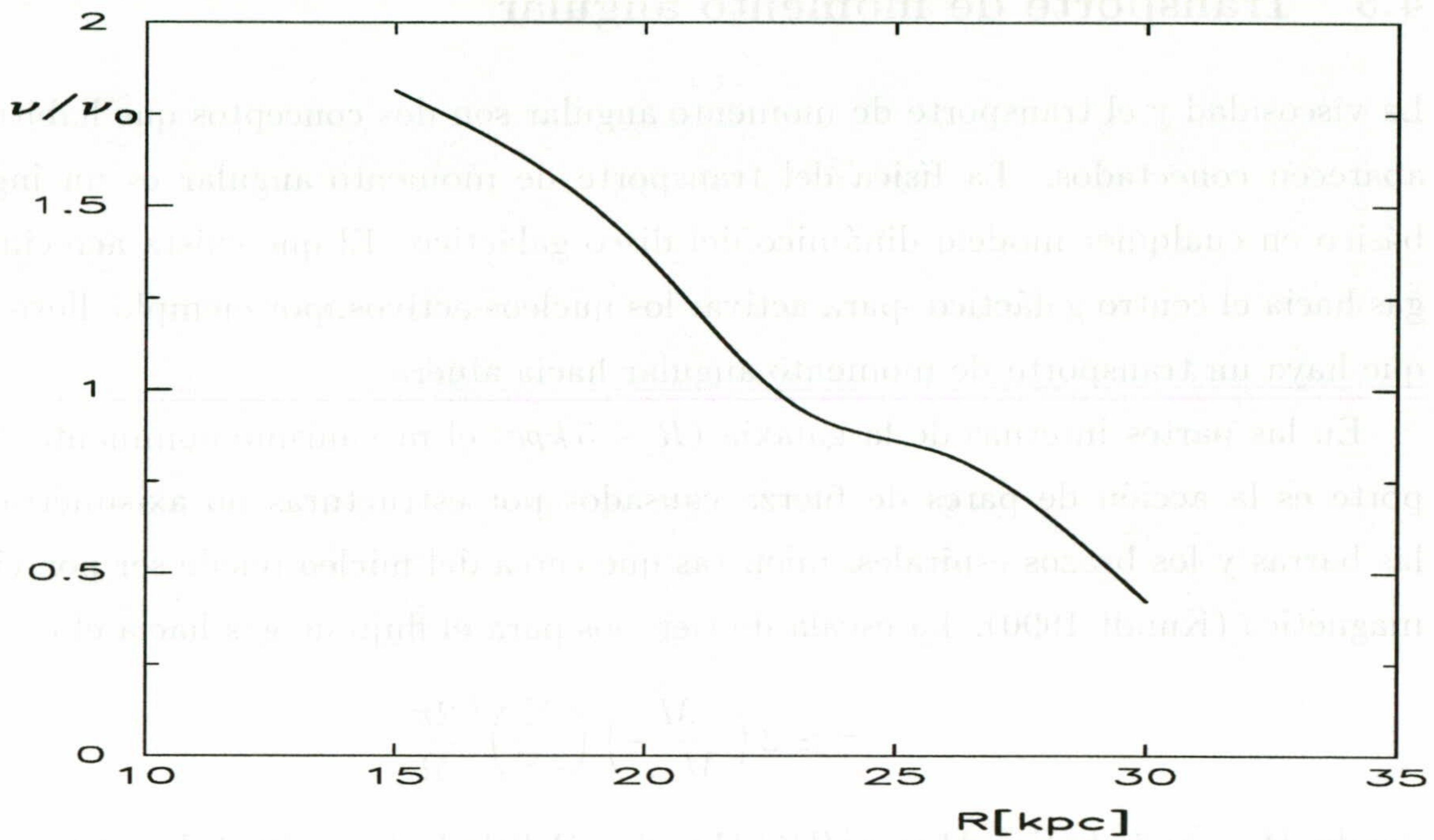


Figura 4.2: Dependencia de la viscosidad turbulenta con el radio galactocéntrico.

genere tenderá a disiparse por viscosidad. Es fácil identificar cuáles serán estas fuentes de energía en el medio interestelar. Asumiremos que estas fuentes son las remanentes de supernovas en expansión y las regiones HII, y serán las que mantengan el carácter turbulento del medio interestelar.

Siguiendo Wyse & Silk (1989), supondremos que el ritmo de formación estelar, t_* , escala como el tiempo dinámico Ω^{-1} . Se puede incorporar la idea de que la formación de estrellas masivas viene regida por una onda de densidad de gran diseño con una velocidad patrón Ω_p si se toma:

$$\Psi \equiv \frac{\Sigma}{t_*} = \epsilon \Sigma (\Omega - \Omega_p) \quad (4.85)$$

donde ϵ es una constante que mide la eficiencia de la formación estelar. Si además suponemos que la cantidad de energía depositada en el medio interestelar es proporcional a Ψ , entonces $\Delta E \propto \Sigma \sigma_g / H_R$. Esta energía se disipará por viscosidad produciendo un aumento en la dispersión de velocidades del gas. Aunque nosotros hemos supuesto $\sigma_g \sim \text{cte}$, hay otros agentes que calientan el medio interestelar (Simakov 1989).

4.5 Transporte de momento angular

La viscosidad y el transporte de momento angular son dos conceptos que habitualmente aparecen conectados. La física del transporte de momento angular es un ingrediente básico en cualquier modelo dinámico del disco galáctico. El que exista acrecimiento de gas hacia el centro galáctico -para activar los núcleos activos, por ejemplo- lleva asociado que haya un transporte de momento angular hacia afuera.

En las partes internas de la galaxia ($R \leq 5 \text{ kpc}$) el mecanismo dominante del transporte es la acción de pares de fuerza causados por estructuras no axisimétricas como las barras y los brazos espirales, mientras que cerca del núcleo puede ser por viscosidad magnética (Kundt 1990). La escala de tiempos para el flujo de gas hacia el centro es:

$$\tau \simeq 2 \left(\frac{M}{M_{disc}} \right) \left(\frac{\Sigma}{\delta\Sigma} \right)^2 \frac{2\pi}{\Omega} \quad (4.86)$$

donde $M_{disc} \simeq 2\pi R^2 \Sigma$ y $M \simeq v_c^2 R/G$ (Lynden-Bell & Kalnajs 1972; Larson 1984).

4.6 Medios compresibles. Autoorganización

Ya en 1981, Larson confirmó a partir de una muestra de nubes moleculares con formación estelar, una marcada correlación entre la dispersión de velocidades y el tamaño de la nube.

Podemos imaginarnos la situación como sigue. El conjunto de nubes moleculares por debajo de una escala máxima (del orden de 200 pc) son elementos de un régimen autosimilar de la turbulencia (similar a la correlación en las cascadas del espectro de Kolmogorov). Con el término “autosimilar” queremos indicar que es invariante a distintas escalas. Las distintas correlaciones definirán la existencia o no de nubes moleculares. Por debajo de una cierta escala se desarrollará la formación estelar. La principal diferencia con lo que hemos discutido en las secciones anteriores es que ahora nos enfrentamos a estudiar la turbulencia en un medio compresible.

De manera análoga a cualquier teoría cuántica de campos en la cual podemos obtener una infinidad de hamiltonianos equivalentes aplicando sucesivamente el grupo de renormalización, puesto que es en el punto crítico o punto fijo donde la teoría cuántica está definida, también el distinto comportamiento de los medios turbulentos se pueden caracterizar por clases universales.

En el rango de escalas en las cuales el fluido es invariante, un elemento del grupo nos pasaría de una escala a otra. La clase de soluciones de las ecuaciones del fluido que

describen su comportamiento universal o asintótico son aquellas que son autosimilares en las variables espacio-temporales. Esto significa que las soluciones se pueden poner en función de una variable $\xi(t, r)$, que contendrá alguna cantidad conservada. Las otras dos variables que no cambiarán bajo el grupo de renormalización serán las angulares (θ, ϕ) como consecuencia de la simetría rotacional.

Pongamos un par de ejemplos. En el caso de Kolmogorov, el flujo de energía, Q , es constante a lo largo de las cascadas, $Q = \rho v_l^3/l$, por lo que $\xi = \sqrt{GQ}t^{5/2}r^{-1}$ para un medio compresible (Henriksen & Turner 1984). En el caso de que esta constante sea el momento angular, como proponen Henriksen & Turner, entonces se tendría que para un conjunto de nubes moleculares, $\xi = \sqrt{GK}t^2r^{-1}$ (modelo SCT). De allí se deduciría la dependencia del resto de las variables respecto a r , que es la variable de correlación. La velocidad escalaría como $v \sim (GK)^{1/4}r^{1/2}$ y la densidad como $\rho(r) = \sqrt{K/Gr}^{-1}$. El estudio de Henriksen & Turner tenía como objetivo el determinar una escala para el tamaño de las longitudes de onda más pequeñas que separara la región donde se rompe la invarianza de escalas y se daría paso a la formación estelar. Sin embargo, nuestro interés se centra justamente en el otro extremo del espectro, en averiguar por encima de qué escala no se cumple la ley $v \propto r^{1/2}$ de la turbulencia compresible con acoplamiento gravitatorio. Un hecho destacable y mencionado por Henriksen & Turner es que nuestra galaxia satisface la relación, es decir, a una escala de 40 kpc y $v \sim 250 \text{ km/s}$, el modelo SCT prediciría una masa para la galaxia de $M_G \simeq 6 \times 10^{11} M_\odot$. A pesar de esta compatibilidad de los valores típicos, a escalas intergalácticas el modelo jerárquico predice $\rho \sim r^{-1.77}$ (Peebles 1980) en contraposición a lo que ocurre en SCT, $\rho \sim r^{-1}$.

Hay que tener claro qué se deduce del modelo SCT. Aún suponiendo que la SCT se cumpliera a escalas del orden de $\sim 40 \text{ kpc}$ ($v \sim 250 \text{ km/s}$), eso no significa que este modelo prediga curvas de rotación más o menos planas y de ese valor típico para el gas del disco fino. Lo que nos describe el modelo en ese caso es que considerando a esa escala las galaxias como regiones de formación estelar dentro de un grupo de galaxias (que ahora se podría ver a escala de cúmulo) entonces la velocidad típica sería de 250 km/s . Pero en SCT no se hace distinción entre la dinámica de la materia oscura y la de la visible, y consecuentemente esa masa para nuestra galaxia sería la suma de las dos. La dependencia $V(l) \sim l^n$ con n entre 0 y 1/2 no significa que las curvas de rotación en las partes externas de los discos deberían ser planas ($n = 0$) o ascendentes, simplemente sería una ley de escala para galaxias de distinto tamaño. En otras palabras, la SCT incorpora equilibrio

virial.

Si bien es cierto que la SCT se pone en entredicho a escalas del orden de 40 kpc , podría existir un acoplamiento con otra escala mayor que mantuviera constante otro flujo K' , y que para escalas del tamaño de la galaxia se obtuvieran densidades de energía asociadas a velocidades de 250 km/s y masas del orden de la masa visible. Eso significaría que el disco de HI de una galaxia no está en equilibrio virial, es decir, que no está en un estado estacionario a causa de su interacción con el resto de escalas. Esta interacción con el resto del Universo puede ser gravitatoria, propuesta por Baade & Spitzer (1951); interacción galaxia-medio por barrido del gas por presión del medio intracúmulo (Gunn & Gott 1972); por fuerzas de marea en los núcleos de los cúmulos ricos (Byrd & Valtonen 1990). Sin embargo, la existencia de galaxias aisladas con curvas de rotación planas y muy simétricas medidas hasta radios de más de 40 kpc , como NGC 5055, NGC 7331, NGC3198, confirma la hipótesis de que las galaxias están en equilibrio virial.

Además de SCT se pueden proponer muchos otros espectros según la naturaleza del flujo conservado. En este contexto se llama autoorganización a la capacidad que tiene el fluido de producir movimiento a gran escala a partir del movimiento a pequeña escala. En estas teorías se basan los modelos de formación de grandes estructuras ciclónicas en la atmósfera. Levich & Tzvetkov (1985) propusieron que estas estructuras a gran escala en la atmósfera se generan por conservación de la helicidad.

Prabhu & Krihan (1994) tomaron esta idea para sugerir que las galaxias aisladas se comportan como estructuras ciclónicas como un todo, que las hace mover como un sistema no lineal. La velocidad de rotación sería debida a un proceso de cascada inversa, que parte de pequeñas escalas y generaría una velocidad de rotación mayor que la se esperaría, resolviéndose el problema de la materia oscura. Como hemos discutido en este apartado, el argumento de Prabhu & Krishan (1994) no es válido porque el rango inercial no se puede aplicar a escalas del orden del tamaño del sistema. Además, se violaría el principio de autosimilitud de la propia teoría espectral, y además está en contra de las observaciones.

4.7 Resumen

Los discos galácticos son sistemas en los que hay que considerar escalas muy diferentes que están acopladas y hay que tratarlas conjuntamente. Así, por ejemplo, el perfil de densidad de las estrellas dependerá de cuál sea la dependencia de la formación estelar

que se tome. El ritmo de formación estelar se suele relacionar con la escala de tiempos de la viscosidad turbulenta, y ésta a su vez con las inestabilidades en el disco. El proceso de formación de nubes moleculares y la activación de la formación estelar todavía no están claros.

Hemos dado las ecuaciones de movimiento que describen al disco a gran escala, incluyendo la viscosidad y la pérdida de gas en la formación estelar. La viscosidad molecular provoca una transferencia de energía del movimiento a gran escala a movimiento desordenado. Hemos visto que la viscosidad molecular magnética es aproximadamente 3 veces mayor que la gravitatoria.

Hemos comprobado que los movimientos radiales de flujo del gas no alivian el problema de la materia oscura. Tampoco el término de acoplamiento magnético entre las nubes y el medio difuso puede producir curvas de rotación planas sin materia oscura. La idea era que el movimiento del gas difuso fuera soportado por un campo magnético débil a gran escala, y que se transfiriera este movimiento a las nubes por retorcimiento local de las líneas del campo magnético.

Hemos estudiado la conexión entre la viscosidad turbulenta y las inestabilidades del disco. Con ello hemos dado una prescripción de la viscosidad en las partes más externas de los discos galácticos. A radios galactocéntricos más internos se deberían incluir perturbaciones a gran escala como las barras. La viscosidad turbulenta puede tener un efecto en la curva de rotación a radios galactocéntricos intermedios, donde la curva de rotación empieza a hacerse plana tal como demostraron Saio & Yoshii (1990).

Dada una galaxia aislada y en equilibrio, los modelos de cascada inversa en un medio turbulento no son válidos como alternativa a la materia oscura.

4.8 Referencias

- Baade, & Spitzer, L. 1951, *ApJ*, 113, 413
 Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
 Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, (Princeton, Princeton University Press)
 Byrd, G., & Valtonen, M. 1990, *ApJ*, 350, 89
 Canuto, V. M., Goldman, I., & Chasnov, J. 1988, *A&A*, 200, 191
 Clarke, C. J. 1989, *MNRAS*, 238, 283
 Clifford, P., & Elmegreen, B. G. 1983, *MNRAS*, 202, 629

- Elmegreen, B. G. 1981, *ApJ*, 243, 512
- Elmegreen, B. G. 1991, *The Galactic Interstellar Medium*, Saas-Fee Advanced Course 21, eds. W. B. Burton, B. G. Elmegreen, R. Genzel, (Springer-Verlag), p. 248
- Elmegreen, B. G. 1994, *ApJ*, 433, 39
- Elmegreen, B. G. 1995, *MNRAS*, 275, 944
- Frisch, U., She, Z. S., & Shulem, P. L. 1987, *Physica*, 28D, 382
- Godon, P. 1995, *MNRAS*, 277, 157
- Gunn, J. E. & Gott, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
- Henriksen, R. N., & Turner, B. E. 1984, *ApJ*, 287, 200
- Hinze, J. O. 1975, *Turbulence*, (McGraw Hill, New York)
- Icke, V. 1979, *A&A*, 78, 21
- Jog, C. J., & Solomon, P. M. 1984a, *ApJ*, 276, 114
- Jog, C. J., & Solomon, P. M. 1984b, *ApJ*, 276, 127
- Julian, W. H., & Toomre, A. 1966, *ApJ*, 146, 810
- Kennicutt, R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
- Kundt, W. 1990, *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*, IAU Symp. 140, eds. R. Beck, P. P. Kronberg, R. Wielebinski, (Dordrecht: Kluwer), p. 139
- Lacey, C. G., & Fall, S. M. 1985, *ApJ*, 290, 154
- Landau, L. D., & Lifshitz, E. M. 1986, *Fluid Mechanics*, (Pergamon Press)
- Larson, R. B. 1984, *MNRAS*, 206, 197
- Larson, R. B. 1992, *Star Formation in Stellar Systems*, eds. G. Tenorio-Tagle, M. Prieto, F. Sánchez, (Cambridge University Press: Cambridge), p. 125
- Levich, E., & Tzvetkov, 1985, *Phys. Rep.* 128, 1
- Lin, D. N. C., & Pringle, J. E. 1987a, *MNRAS*, 225, 607
- Lin, D. N. C., & Pringle, J. E. 1987b, *ApJ*, 320, L87
- Lynden-Bell, D., & Kalnajs, A. J. 1972, *MNRAS*, 157, 1
- Peebles, P. J. E. 1980, *The Large Scale Structure of the Universe*, (Princeton University Press: Princeton)
- Prabhu, R. D., & Krishan, V. 1994, *ApJ*, 428, 483
- Saio, H., & Yoshii, Y. 1990, *ApJ*, 363, 40
- Scalo, J. M. 1987, *Interstellar Processes*, eds. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, (Dordrecht: Reidel), p. 349
- Shakura, N. J., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337

Silk, J., & Norman, C. 1981, ApJ, 247, 59

Simakov, S. G. 1988, Sov. Astron. Lett., 14, 5

Solomon, P. M., & Sanders, D. B. 1980, Third Gregynog Astrophysics Workshop, Giant Molecular Clouds in the Galaxy, ed. P. M. Solomon, M. G. Edmunds, (Pergamon Press, Oxford), p. 41

Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, The Large Scale Characteristics of the Galaxy, IAU Symp. 84, ed. W. B. Burton, (Dordrecht: Reidel), p. 35

Wyse, R. F. G., & Silk, J. 1989, ApJ, 339, 700

Yoshii, Y., & Sommer-Larsen, J. 1989, MNRAS, 236, 779

5.1 Componente gaseosa

CAPÍTULO 5

Campo magnético a gran escala en galaxias espirales

Nadie puede poner en duda que las galaxias espirales pueden albergar, y de hecho en algunas se ha observado, un campo magnético a gran escala del orden de varios μG . Este campo magnético se debe incluir en las ecuaciones de movimiento del gas a gran escala. Para estar seguros de la necesidad de materia oscura y de que el HI es un buen trazador del potencial gravitatorio, se deben incluir todos los términos en la ecuación de movimiento que modifiquen la fuerza radial que siente el hidrógeno, entre ellos la presión del campo magnético a gran escala.

Battaner et al. (1992) calcularon cuál debía ser el perfil del campo magnético azimutal para reproducir las curvas de rotación de HI sin necesidad de suponer la existencia de un halo de materia oscura. Esta idea ha producido un gran revuelo en la comunidad científica, pero no se tardó en buscarle algunos inconvenientes de difícil solución (eg. Cuddeford & Binney 1993). El problema más grave es la falta de equilibrio en la dirección z del disco porque la presión magnética sería muy intensa como para tener un disco fino.

En este capítulo estudiaremos el papel del campo magnético en las curvas de rotación e intentaremos hacer una discusión lo más constructiva posible sobre el campo magnético como alternativa a la materia oscura. Intentaremos buscar una posible configuración de equilibrio (sería más correcto decir “configuración estacionaria”) que pueda mantener a la vez un disco fino y unos campos magnéticos tan extraordinarios. Para ello se deberán incluir todas las componentes que participan en la dinámica del gas. Empecemos describiendo las diferentes componentes del gas.

5.1 Componente gaseosa

El disco tiene más complejidad que suponer un disco de gas isoterma y aislado, en rotación diferencial. El gas está presente en diferentes componentes (HI, H₂, HII) y fases (fría, caliente) coexistiendo con una población de rayos cósmicos y un campo magnético, los cuales contribuyen al equilibrio hidrostático. Además el disco está en interacción con el

halo o corona gaseosa (un agente activo en esta interacción son las explosiones supernovas que inyectan gas al halo a través de la formación de superburbujas). La conexión entre lo que ocurre en el disco y la dinámica del halo está siendo actualmente un magnífico rompecabezas. Vamos a dar una descripción cualitativa del estado físico del sistema.

El hidrógeno atómico neutro (HI) y el hidrógeno molecular (H_2) son los componentes mayoritarios del medio interestelar. Al contrario que el hidrógeno molecular, el hidrógeno atómico no está totalmente concentrado en nubes, sino que se pueden distinguir 4 fases:

1) En nubes frías ($T \simeq 100 K$) y densas, con densidades típicas en $z = 0$ de $n(0) = 0.30 \text{ cm}^{-3}$ y escala de alturas de $h = 135 \text{ pc}$ (usando el ajuste $n(z) \propto \exp(-\frac{1}{2}(z/h)^2)$, con una densidad superficial de $2.5 M_{\odot}/\text{pc}^2$ en el entorno solar.

2) En una envoltura alrededor de cada nube, de temperatura intermedia ($T \simeq 8000 K$), con una densidad superficial de 25% de la del gas frío y con la misma escala de alturas.

3) En un medio ionizado (internube) de temperatura intermedia ($T \simeq 8000 K$) y escala de alturas de $h = 400 \text{ pc}$, para un ajuste de la forma $n(z) = n(0) \exp(-z/h)$ (Lockman 1984; Lockman et al. 1986).

4) Hipotéticamente en un medio caliente ($T \sim 10^5 - 10^6 K$) con un alto grado de ionización y una escala de alturas comparable al tamaño de la galaxia. Algunas observaciones de líneas de absorción del ultravioleta muestran la existencia de gas difuso por encima de 1 kpc (eg. Savage & Massa 1987).

Todas las componentes de HI se espera que estén en equilibrio de presiones. Aunque hemos dado valores típicos de la escala de altura para $0 < R < 10 \text{ kpc}$, hay que señalar que el disco de HI presenta un fenómeno de “flaring” hacia afuera. Si bien es de esperar un mismo comportamiento para todas las galaxias, todavía hay pocos y pobres datos al respecto (Knapp et al. 1978; Sancisi & Allen 1979). Este hecho se tendrá en consideración en la sección (5.4.6).

A partir principalmente de emisiones en ondas milimétricas de CO se mostró que las nubes moleculares contenían una gran proporción del gas interestelar. Estas nubes están concentradas en la parte interna de la galaxia alcanzando un máximo en la densidad a una distancia del centro de 6 kpc (2.5 cm^{-3} , $\sigma = 22 M_{\odot}/\text{pc}^2$), y desciende bruscamente fuera de 10 kpc . La escala de alturas del gas molecular es aproximadamente la mitad que la del hidrógeno atómico.

La configuración del gas en nubes es sólo una aproximación. Se han mencionado en la

literatura una gran variedad de geometrías del hidrógeno: nubes, paredes, filamentos..., pero que sería importante determinar para comprender mejor la formación estelar o la respuesta del gas a las ondas espirales. Barker & Burton (1975) apuntaron que con un modelo de nubes, las observaciones de HI eran compatibles con nubes del tamaño de $\sim 5 pc$. Otro modelo de nubes lo sugirieron McKee & Ostriker (1977) en donde cada nube estaba compuesta por un core frío ($\sim 100 K$) con una densidad de $\sim 42 cm^{-3}$, y una envolvente a $8000 K$ y densidad de $\sim 0.37 cm^{-3}$. El tamaño de los cores variaría entre 0.48 y $10 pc$.

Más recientemente Bregman, Kelson, & Ashe (1993) han desarrollado modelos de emisión de HI tanto con nubes como con burbujas. El mejor ajuste se consigue con factores de llenado entre 70% y el 50%.

El problema de la formación de nubes sigue abierto. Se han sugerido diferentes modelos de aglutinación del gas en nubes, entre ellos están los “no-gravitatorios” (Kwan 1979; Scoville & Hersh 1979; Cowie 1980), gravitatorios (Elmegreen 1979) o a través de campos magnéticos (Elmegreen 1982a,b).

5.2 Rayos cósmicos y el campo magnético

La distribución de la materia interestelar en la dirección z vendrá dada por el equilibrio hidrostático incluyendo la presión de los rayos cósmicos y del campo magnético, que denotaremos por presión no térmica. Las observaciones dan una presión para los rayos cósmicos en la vecindad solar de $P_{RC} \simeq 3 \times 10^{-13} \text{ dinas/cm}^2$ ($< P_g \simeq 6 \times 10^{-13} \text{ dinas/cm}^2$) (Ginzburg & Ptuskin 1985). Otros surveys de partículas γ de alta energía indican que al menos a escala de kiloparsecs, P_{RC} varía menos que un factor 2 a lo largo del disco (Lebrun et al. 1983). Parker (1966) y más tarde Kellman (1972) fueron los primeros en incluir la presión de los rayos cósmicos para estudiar la configuración de equilibrio. Los rayos cósmicos se producirían en las explosiones de supernovas y en procesos muy energéticos en asociaciones OB.

En este capítulo nos vamos a centrar en el efecto del campo magnético en la dinámica del gas a gran escala. En los años 40 se supuso que nuestra galaxia contenía un campo magnético para poder explicar la distribución tan isotropa de los rayos cósmicos, aunque posteriormente se abandonó esta teoría. Finalmente, la emisión en el radio continuo sí que se explicó como el resultado de la radiación sincrotrón por la existencia de un campo magnético.

La mayoría de los métodos para medir el campo magnético son indirectos. En fuentes con intensos campos magnéticos se puede medir el efecto Zeeman en el óptico y en radio. Davis & Greenstein (1951) demostraron que el campo magnético podía alinear los granos de polvo y estos a su vez serían capaces de polarizar la luz (polarización en el óptico, que ha sido detectada en M31). La radiación polarizada linealmente que se observa a bajas frecuencias tiene su origen en procesos sincrotrón (polarización en radio). Se puede determinar la proyección del vector \vec{E} en el cielo a través de la radiación polarizada medida a diferentes frecuencias (se determina la rotación de Faraday) y por lo tanto estimar la orientación de B_{\perp} (la componente perpendicular a la línea de visión). El valor de la intensidad se deduce por argumentos de equipartición.

Así se ha podido determinar la morfología de los campos magnéticos de algunas galaxias vistas de frente. Todas las observaciones apuntan a que el campo magnético está alineado con las estructuras dinámicas (brazos, barra, etc.) de las galaxias, pero en general toma una estructura axisimétrica (campo principalmente azimutal) o bisimétrica. Si bien se puede considerar que el campo magnético en el disco es paralelo al plano galáctico, las observaciones de galaxias vistas de perfil muestran que el campo se puede introducir en el halo o corona hasta una gran altura. La interacción del halo y del disco es muy compleja por lo que merecerá una gran parte del capítulo.

En lo que se refiere a la Vía Láctea, los estudios de medida de rotación de Faraday de fuentes extragalácticas son las que más han contribuido en la comprensión del campo magnético a gran escala. Se parte de suponer que las fuentes no tienen rotación de Faraday intrínseca y toda la que se observa es debida a la Vía Láctea.

5.3 Campo magnético en galaxias

A la dificultad observacional que entraña sacar información de la intensidad y morfología del campo magnético en galaxias, se le añade la falta de una teoría que describa la generación y evolución del campo magnético en función de variables físicas sencillas de determinar y con capacidad predictiva.

Básicamente los trabajos teóricos sobre el campo magnético a gran escala se focalizan en dos líneas: Generación del campo magnético (efecto dinamo), y los que estudian las inestabilidades de los discos de acrecimiento incluyendo el campo magnético.

5.3.1 Generación del campo magnético a gran escala. Efecto dinamo

Consideremos un disco de gas ionizado con simetría de rotación y simétrico también respecto al plano central, y supongamos primero que está en el vacío para facilitar la discusión. Queremos determinar el campo magnético en el disco. Como todo efecto magnetohidrodinámico, vendrá regido por las ecuaciones de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.2)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico, \vec{B} la densidad de flujo magnético, \vec{H} el campo magnético, \vec{D} la corriente de desplazamiento y \vec{j} la densidad de corriente eléctrica. Estas magnitudes se conectan a través de las ecuaciones constituyentes:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (5.3)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} - \frac{\sigma}{en_e c} (\vec{j} \times \vec{B}) \quad (5.4)$$

la última ecuación es la ley de Ohm, μ es la permeabilidad, c la velocidad de la luz, ϵ el coeficiente dieléctrico y σ la conductividad. Para un medio muy conductor como es el gas galáctico $\vec{D} = 0$, lo que implica $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$. Y de estas ecuaciones obtenemos la ecuación de inducción que gobierna al campo magnético:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B} - \eta (\vec{\nabla} \times \vec{B})) \quad (5.5)$$

siendo $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0\mu}$ y \vec{u} la velocidad del medio.

En la ecuación anterior vemos que no hay un término fuente del campo magnético. El tiempo de difusión viene dado por $t_{dif} \sim \frac{L^2}{\eta}$ para una longitud típica del campo magnético L . Para escalas galácticas (unos pocos kpc) t_{dif} es del orden de 10^{27} años por lo que podría pensarse que los campos magnéticos presentes son los primordiales pero muy distorsionados por la contracción y estiramiento de las líneas del campo por el gas.

En sistemas como los planetas o el sol, está claro que existe un mecanismo de ampliación intrínseco del campo magnético. Para las galaxias se han desarrollado modelos análogos aunque con la controversia de no conocer qué tipo de difusividad magnética opera en las mismas (Cattaneo & Vainshein 1991; Parker 1992). En el caso de difusión magnética turbulenta, el tiempo de difusión pasaría a ser $t_{dif} \simeq 10^9$ años (Parker 1971;

Vainshein & Ruzmaikin 1972) por lo tanto, debería existir un efecto dinamo en las galaxias. Estas teorías buscan la manera en que el proceso neto de la turbulencia sea crear un campo magnético a gran escala.

La complejidad de la MHD estriba en que las ecuaciones de movimiento para el campo magnético y para el gas están acopladas. Es decir, el movimiento del gas modifica las líneas del campo y éste a su vez modificará el movimiento del gas. Supongamos que la conductividad es infinita, que equivale a decir que las líneas de campo están congeladas en el gas galáctico. Entonces la ecuación de evolución para el campo magnético será:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (5.6)$$

Necesitamos conocer la ecuación de movimiento para el gas en la presencia de un campo magnético. La ecuación de movimiento para el gas ionizado será la misma que para el gas ordinario más un término $\frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}$:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(P_g + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{B_i B_j}{4\pi} - \rho u_i u_j \right) \quad (5.7)$$

Los tensores de Reynolds y Maxwell aparecen en la ecuación de movimiento acoplados tan simétricamente que uno esperaría equipartición a partir de una determinada escala. Del hecho de suponer el campo congelado a escalas suficientemente pequeñas y de la analogía de la ecuación (5.6) a la de la vorticidad para fluidos incompresibles, se esperaría equipartición a pequeñas escalas (emplearemos v para denotar la velocidad del gas a pequeñas escalas y b para el campo magnético):

$$\left\langle \frac{b^2}{8\pi} \right\rangle \simeq \frac{1}{2} \rho \langle v^2 \rangle \quad (5.8)$$

que es donde domina la vorticidad. A esas escalas el espectro de densidad de la energía magnética sería el mismo que el de la energía cinética $E(k) = M(k)$.

En la teoría clásica del modelo $\alpha - \Omega$, la creación de campo magnético a gran escala se debe al movimiento desordenado y a la rotación diferencial de la galaxia que produce un campo azimutal a partir del poloidal por la torsión diferencial de las líneas. El movimiento turbulento produciría el campo poloidal. Si los remolinos tuvieran la misma probabilidad de rotar en cualquier sentido, no habría creación de campo poloidal porque el promedio se anularía. Sin embargo, la simetría especular se rompe si se tiene en cuenta el efecto de la fuerza de Coriolis en una celda ascendente y que se expande al disminuir la densidad a z mayores. El que el valor promedio de la helicidad no sea nulo lleva a la formación

de campo magnético poloidal (Parker 1970). El efecto de esta estructura helicoidal en la configuración del campo a gran escala se puede encontrar en el libro de Krause & Rädler (1980). Este efecto se puede incorporar en las ecuaciones a través de la nueva fuerza electromotriz:

$$\epsilon = \langle \vec{v} \times \delta \vec{b} \rangle \quad (5.9)$$

y se propone una dependencia de la forma $\epsilon = \alpha \vec{B} - \beta \vec{\nabla} \times \vec{B}$ para el caso de turbulencia isotrópica donde α es la helicidad y β la intensidad turbulenta:

$$\alpha = -\frac{\tau_{cor}}{3} \langle \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{v} \rangle \quad (5.10)$$

$$\beta = \frac{\tau_{cor}}{3} \langle v^2 \rangle \quad (5.11)$$

y τ_{cor} es el tiempo de correlación. Se puede ver que $|\vec{\nabla} \times \vec{v}| \sim v\Omega\tau/h$ y con $l_0 \simeq \tau_{cor}v_0$, la longitud de correlación, se obtiene que:

$$\alpha \sim \frac{l_0^2 \Omega}{h} \quad (5.12)$$

La expresión más usual para $\dot{\vec{B}}$ es:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{B}) + \vec{\nabla} \times (\alpha \vec{B}) - (\vec{\nabla} \times \beta) \left(\vec{\nabla} \times \frac{\vec{B}}{\mu} \right) \quad (5.13)$$

donde \vec{V} es la velocidad a gran escala y μ la permeabilidad magnética turbulenta (Ruzmaikin, Shukurov & Sokoloff 1988).

5.3.2 Algunas dificultades de la teoría dinamo clásica

El análisis de las ecuaciones dinamos (ec. 5.13) se hace por descomposición en modos con distintos ritmos de crecimiento. El modo que prevalecerá sobre los otros vendrá dado por la teoría no lineal de acoplamiento-interacción entre los modos que a su vez modifican el movimiento del gas. Sin embargo, uno esperaría que el que dominara fuera el axisimétrico puesto que es el que tiene mayor ritmo de crecimiento según el modelo. Esta predicción está en contradicción con el hecho de que en algunas galaxias dominen estructuras no-axisimétricas como en M81.

Como indicábamos, la helicidad es el parámetro desconocido. En una descripción completa, $\tilde{\alpha}$ sería un tensor y no un escalar. Ferriere (1993) pone en duda que la actividad estelar del disco sea capaz de mantener la turbulencia. Aunque no es evidente que el efecto

α opere en los discos galácticos, se sigue trabajando en otros mecanismos de difusión magnética (Parker 1992).

Otro problema que presenta la teoría dinamo es que predice campos magnéticos muy intensos a pequeña escala que no se detectan (Rosner & DeLuca 1989; Kulsrud & Anderson 1992).

Por otro lado, el tiempo de crecimiento del campo magnético que se deduce de la teoría dinamo convencional $\alpha - \Omega$ es del orden de 10^9 años o más. Por lo tanto, es incapaz de explicar algunas observaciones que muestran evidencias de campos magnéticos intensos (del orden de μG) en discos con alto corrimiento al rojo que acaban de formarse.

Y por último, la teoría dinamo no tiene en cuenta el papel de otras componentes como las barras, brazos, plumas, etc, que parecen interferir fuertemente con el campo magnético.

Para resolver toda esta serie de objeciones se han propuesto otros muchos modelos dinamo alternativos. Chiba & Lesch (1994) y Lesch (1995) proponen un mecanismo de amplificación del campo por los movimientos no circulares del gas generados por la barra y con el cual las escalas de tiempos serían del orden de la escala dinámica 10^8 años. Y además se resolvería el problema de tener campos muy intensos a pequeña escala.

Motivados por el origen de la estructura bisimétrica, Sawa & Fujimoto (1986) y Fujimoto & Sawa (1987) han propuesto que el campo magnético galáctico, se podría generar por torsión de las líneas del campo intergaláctico o primordial por rotación diferencial. A esta hipótesis recurriremos en la sección (5.4.5) para poder explicar campos muy intensos en las zonas externas de las galaxias

En otro modelo más reciente se propone la posibilidad de que el campo se genere en el núcleo activo de las galaxias que contengan un agujero negro rodeado de un plasma y que sea transportado hacia fuera por efecto de un viento galáctico (Chakrabarti et al. 1994).

Evidentemente, no hay generación de campo magnético como tal, sino que hay amplificación. Se parte del hecho de que existe un campo magnético semilla. Sin embargo, aún en los modelos de amplificación más rápidos (10^8 años), el campo magnético semilla tendría que ser mayor que el campo magnético primordial para tener al final campos del orden de μG . Para ello se han propuesto algunos modelos batería que tendrían lugar en los momentos de formación del halo galáctico (eg. Pudritz & Silk 1989).

5.3.3 El disco sumergido en el halo galáctico. Interacción con el halo

No hemos mencionado las condiciones de contorno que se imponen a las ecuaciones diferenciales de evolución de campo magnético. En los cálculos numéricos de resolución de las ecuaciones dinamo se suelen imponer las condiciones de vacío, esto es, campo azimuthal nulo en $\pm h$ ($B_\varphi(\pm h) = 0$) y $B_r(\simeq h) \simeq 0$, que son las que describen un disco delgado y en el que se supone que B_z/B_φ es muy pequeño.

Las observaciones nos indican que existe gran interacción entre el disco y el halo. Un hecho significativo es, por ejemplo, la escala de alturas a la que puede llegar el campo magnético en algunas radio-galaxias (eg. NGC 891, NGC 253, NGC 4631). Parker (1966) fue uno de los primeros en notar que un campo magnético plano paralelo confinado en un disco de gas puede sufrir fuertes inestabilidades con tiempos de crecimiento de 3×10^7 años, y por lo tanto, es dinámicamente importante. Mouschovias (1974) calculó la configuración de equilibrio si se parte de un estado inicial en el cual $\alpha \equiv B^2/(8\pi P)$ es constante.

La inestabilidad de Parker produce un inflado de las líneas de campo a la vez que el gas cae hacia las depresiones que se crean. Esta inestabilidad magnetohidrodinámica puede ser una explicación para las alturas del campo magnético, y la cantidad de gas a una escala de $1 - 3 \text{ kpc}$.

Este mecanismo podría proveer otra vía de conexión de líneas, y por consiguiente, de difusión magnética para que el efecto dinamo clásico pudiera operar (Parker 1992).

Existen otros procesos en los que tanto el gas como el campo pueden penetrar en el halo desde el disco. Uno de ellos es a través de la energía inyectada de las explosiones supernovas que producen superburbujas de gas y campo que emergen del disco hacia el halo. Estas superburbujas se irán disolviendo conforme se introduzcan en el halo. A su vez, el gas ionizado y los rayos cósmicos pueden ayudar al inflado de los lóbulos formados por inestabilidades de Parker. Parte del gas se perderá en el medio intergaláctico y otra parte se volverá a caer al disco.

En las regiones en las que el halo está ya diluido, $z \geq 5 \text{ kpc}$, el flujo de gas se puede considerar como viento galáctico. En $z \leq 5 \text{ kpc}$ se suele hablar de eyección de gas en burbujas o a través de las chimeneas.

Estos hechos son suficientes para convencernos de que las condiciones que se den en el disco (intensidad del campo magnético, inestabilidades, ritmo de explosión de SN...) trascienden directamente a lo que ocurra en el halo. Para estudiar el equilibrio dinámico

(secciones (5.4) y (5.5)) habrá que tener en cuenta la corona galáctica. Por esta razón en dichas secciones estudiaremos básicamente la dinámica del halo o corona.

5.4 Discos galácticos soportados por \vec{B}

5.4.1 Curvas de rotación sin materia oscura

Hemos hecho una revisión de la teoría estándar sobre amplificación del campo magnético y los problemas que todavía subyacen. Sin embargo, para un campo azimutal es fácil resolver la dinámica del gas conocido el perfil del campo magnético.

Independientemente de que el campo presente estructura espiral axisimétrica o bisimétrica, prevalecerá la componente azimutal del campo magnético. Así, supondremos que en el disco fino sólo tenemos componente azimutal y nos preguntamos qué importancia tiene en la dinámica del gas a gran escala. Admitiendo simetría axial (para la distribución de gas y del campo magnético) y tomando la densidad en el plano ecuatorial, $\rho(r)$, con lo cual el problema se reduce a una variable $v_\phi(r)$, $B \equiv B_\phi(r)$, la velocidad vendrá dada por la expresión:

$$v_\phi^2 = r \frac{d\phi}{dr} + \frac{r}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{1}{8\pi\rho r} \frac{d(r^2 B^2)}{dr} \quad (5.14)$$

donde ϕ es el potencial gravitatorio y P es la suma de las presiones del gas y de los rayos cósmicos. En este capítulo usaremos r (y no R) para la distancia galactocéntrica en el disco.

En esta ecuación vemos que si $B^2 \geq \frac{1}{r^2}$ entonces el campo contribuye con una rotación más rápida del gas. Nos olvidaremos de momento de que si el campo magnético azimutal es muy intenso entonces podrían aparecer componentes poloidales que desestabilizarían el disco.

Nelson (1988) primero, y más tarde Battaner et al. (1992) propusieron que este término podría ser suficiente para ajustar las curvas de rotación sin poner la contribución al potencial gravitatorio de la materia oscura, y calcularon el perfil e intensidad del campo magnético necesario. Es fácil despejar B^2 de la ecuación (5.14) obteniéndose:

$$B^2(r) = \frac{8\pi}{r^2} \int_{R_0}^r \rho \left(v^2 r' - r'^2 \frac{d\phi}{dr'} \right) dr' - \frac{8\pi}{r^2} \int_{R_0}^r r'^2 \frac{dP}{dr'} dr' + B_0^2 \frac{R_0^2}{r^2} \quad (5.15)$$

El término $B_0 \frac{R_0^2}{r^2}$ es la condición de frontera que para r grandes ($r \sim 15 \text{ kpc}$) tiene poca importancia. R_0 lo tomaremos en el radio galactocéntrico donde la curva de rotación se

separa de la que se deduce de la componente luminosa, y a B_0 se le asignará el valor observado o, si no, el que se deduce de equipartición entre las presiones magnéticas y del gas.

Esta hipótesis estaría fundamentada en la no existencia de corrotación entre las estrellas -a las que no les afecta para su rotación la presencia del campo magnético- y el gas, que estaría soportado magnéticamente. No hay comprobación directa de la no corrotación en el disco, puesto que la rotación hasta el radio óptico se explica con la hipótesis de disco máximo, sin necesidad de la contribución adicional de materia oscura. Tampoco hay mediciones directas del campo magnético que podrían ser suficientes para confirmar o desmentir la teoría: las emisiones en radio corresponden a las partes internas de las galaxias, y por lo tanto, no aportan restricciones relevantes a la intensidad del campo magnético allí donde la curva de rotación se hace plana.

En las siguientes secciones exploraremos si puede ser una auténtica alternativa al problema de la materia oscura y qué problemas presenta.

La alternativa magnética es muy atractiva por varios motivos. Es un hecho la existencia de un campo magnético galáctico que no hay que despreciar. Si este modelo fuera plausible, se pondría en peligro la evidencia más clara de la existencia de materia oscura que sigue siendo el comportamiento plano de las curvas de rotación de HI. Tengamos en cuenta que la única manera de determinar los parámetros de las distribuciones de masa dinámica (halo, disco, bulbo) es a través de la curva de rotación. Si el campo magnético afectara de manera apreciable a la curva de rotación del gas, los ajustes para determinar los parámetros del halo carecerían de justificación.

No sólo eso. La no existencia de halos de materia oscura alrededor de las galaxias espirales implicaría una revisión profunda de los modelos de formación galáctica que se basan en la caída del gas hacia los pozos de potencial que crea el halo oscuro.

Es una constante a lo largo de este trabajo resaltar que muchas propiedades relacionadas con la curva de rotación plana que no tienen fácil explicación con la hipótesis de materia oscura, parecen estar relacionadas con un origen magnetohidrodinámico. En este sentido la hipótesis del campo magnético (MFH) tendría la flexibilidad de poder explicar que la curva de rotación se haga plana desde el principio, cerca de donde la curva de rotación adquiere el máximo (conspiración halo-disco). La curva seguirá siendo plana simplemente suponiendo que la amplificación del campo magnético se satura cuando la velocidad angular toma el valor $\Omega \sim r^{-1}$. Recordemos que la teoría de dinamo depende

estrechamente de $G \equiv -r \frac{d\Omega}{dr}$, esto es, de la rotación diferencial.

Es importante notar que la MFH sería más interesante si eliminara por completo la necesidad de materia oscura. Si bien podría ser razonable que hubiera una contribución magnética y otra gravitacional de la materia oscura, seguiría sobreviviendo el problema de la materia oscura puesto que lo transcendental no es la cantidad que haya sino su existencia misma. Si no, simplemente se le estaría añadiendo al problema otro grado de libertad, que sería el perfil del campo magnético.

5.4.2 Problemas de la MFH

La MFH todavía no está exenta de justificar algunas cuestiones abiertas y ha sido sometida a una severa crítica por la comunidad científica. En esta sección enunciaremos estos puntos problemáticos, a saber, el teorema del virial (Jokipii & Levy 1993), el equilibrio en la dirección z (flaring) (Cuddeford & Binney 1993), las inestabilidades magnéticas por campos de confinamiento intensos (Katz 1994), los pares de galaxias (Persic & Salucci 1993), y la dispersión de las estrellas jóvenes (Pfenniger et al. 1994a). El problema del virial tiene fácil solución como discutiremos en el apartado siguiente. Veremos que el problema más grave viene de la falta de equilibrio en la dirección vertical.

5.4.2.1 Teorema del virial

En la literatura ha aparecido confusa la interpretación que se ha hecho del teorema del virial como argumento en contra de la MFH, quizás por la desafortunada frase de Jokipii & Levy (1993): “Aquí consideramos la cuestión del equilibrio del gas y del campo magnético, y apuntamos que el éxito del modelo unidimensional de Battaner et al. (1992) es debido al tratamiento incompleto del problema del equilibrio en 3 dimensiones”. Analicemos más detenidamente este punto.

La descomposición en el plano XY y en la dirección z de la ecuación de movimiento es:

$$\frac{B^2}{8\pi}(r) = \frac{1}{r^2} \int_{R_0}^r \rho \left(v^2 r' - r'^2 \frac{d\phi}{dr'} \right) dr' - \frac{1}{r^2} \int_{R_0}^r r'^2 \frac{dP}{dr'} dr' + \frac{B_0^2 R_0^2}{8\pi r^2} \quad (5.16)$$

para el plano, y

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(P_g + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\rho g_z = -\rho \partial_z \phi \quad (5.17)$$

para el eje z .

Esta descomposición es completamente válida y comúnmente usada en el estudio del equilibrio hidrostático en la dirección z . En esta discusión es irrelevante considerar la presión de los rayos cósmicos. La ecuación en el plano XY se integra y se obtienen valores del campo magnético para las densidades típicas del gas en $z = 0$. El teorema del virial se deduce de la ecuación de movimiento multiplicándola por \vec{r} e integrando en un volumen V , obteniéndose:

$$3D \quad 2T + 3\Pi + M + W + \int \int (\tilde{\xi} - P\tilde{\delta}) \vec{r} d\vec{S} = 0 \quad (5.18)$$

$$2D \quad 2T + 2\Pi + W - \int Pr dS - \frac{1}{4}B^2 r_c^2 = 0 \quad (5.19)$$

donde T , Π , M , W son la energía cinética del movimiento neto, la energía cinética por la dispersión de velocidades, la energía magnética y la energía potencial, respectivamente y

$$\tilde{\xi}_{ij} = \frac{1}{4\pi} \left(B_i B_j - \frac{B^2}{2} \delta_{ij} \right) \quad (5.20)$$

y $\tilde{\delta}_{ij} = \delta_{ij}$, $dS = r d\theta$, y r_c es el radio donde está situada la superficie. El término de superficie es negativo y no se anula cuando $B^2 \geq \frac{1}{r^2}$. Es el que hace que se cumpla el teorema del virial. Así, en la región donde se calcula el campo magnético ($R_0 \leq R \leq 30 - 40 \text{ kpc}$) el teorema del virial se cumple automáticamente como era de esperar si se resuelve la ecuación de movimiento. Otra forma de verlo es a partir de la ec. de movimiento e integrando:

$$2T + W - \int \frac{B^2}{4\pi} dS_2 - \int \frac{r}{8\pi} \frac{dB^2}{dr} dS_2 = 0 \quad (5.21)$$

La condición para que el efecto del campo sea una rotación más rápida del disco es:

$$\int \frac{B^2}{4\pi} dS_2 - \int \frac{r}{8\pi} \frac{dB^2}{dr} dS_2 > 0 \quad (5.22)$$

y eso se cumple cuando $B^2 > 1/r^2$.

En pocas palabras podemos decir que hasta donde se mide la curva de rotación, se puede explicar con un campo magnético, sin violar ningún teorema. Uno se puede preguntar que sucede más allá de esa región. Probablemente el campo galáctico, que será muy débil, se enrede con el campo intergaláctico en un proceso de difusión. Lo mismo ocurrirá con el gas, que a esas distancias se mezclará con la componente gaseosa del cúmulo. Por lo tanto, el medio intergaláctico sería el responsable del confinamiento.

A pesar de que el campo intergaláctico es de difícil determinación, hay indicios bien fundados que apuntan a un campo intergaláctico del orden de $1 \mu G$ en cúmulos de galaxias (Kronberg 1994). Lo ideal sería que se necesitaran unas intensidades del campo magnético en las partes de fuera del disco del orden de $1 - 3 \mu G$. Si esto fuera cierto, no sólo el término de superficie quedaría justificado, sino que se abre la posibilidad de que en las zonas más externas el campo galáctico tuviera su origen a partir del retorcimiento de líneas del campo intergaláctico. Esta posibilidad fue sugerida por Sawa & Miyamoto (1986). En principio no vemos ningún inconveniente físico para que se pudiera amplificar el campo magnético por rotación y éste a su vez hiciera rotar al gas más deprisa hasta que se obtuviera en el límite convergente una curva plana. Quizás exista un problema de tiempo que habría que estimar.

5.4.2.2 Flaring del disco

El problema básico y que nos ocupará la mayor parte de la sección es que con las intensidades de los campos magnéticos que se necesitan para tener una curva de rotación plana, se genera una presión magnética tan enorme que el gas no queda confinado en un disco fino (Cuddeford & Binney 1993). Este problema es absolutamente independiente al que tenía relación con el teorema del virial; el flaring no se produce por el término de superficie.

Ya en el año 72, Kellman estudió el equilibrio hidrostático perpendicular al plano ecuatorial incluidas la presión magnética y de rayos cósmicos, pero ha habido más avances. En las próximas secciones se hará referencia a los trabajos sobre el equilibrio hidrostático y se estudiará el problema del flaring. Posteriormente se estudiarán las configuraciones hidrodinámicas estacionarias.

Por ahora, el estudio del flaring para diversas galaxias puede ser una manera de constatar la MFH. Puesto que el problema del flaring en el disco es debido a la gran intensidad del campo magnético, se nos ocurre el siguiente esquema de trabajo:

- Estudiar de qué parámetros depende la intensidad del campo magnético en las partes externas del disco. Serán favorecidos aquellos modelos en los que menos contribución a la velocidad atribuida al campo magnético se necesiten.
- Calcular el campo magnético necesario para algunas galaxias.

- Desarrollar algunos modelos que sean capaces de reducir el flaring, principalmente se basarán en la interacción del disco con el halo.
- Contrastar los resultados con las observaciones.

5.4.2.3 Inestabilidades por un campo de confinamiento

Pasamos a enunciar el argumento tal como lo dio Katz (1994) en contra de la MFH.

En el laboratorio es muy difícil conseguir plasmas confinados por campos magnéticos toroidales porque son muy inestables cuando la densidad del plasma aumenta hacia el centro. Se esperaría que el confinamiento a escala galáctica fuera igual de improbable (Katz 1994).

Además, existe un problema muy serio con las configuraciones toroidales de campos magnéticos muy intensos. La conductividad es mayor a lo largo de las líneas de campo, por lo que se esperaría que se adoptara una solución libre de fuerza (ie. la corriente paralela al campo), y en ese caso, el campo no contribuiría a una rotación más rápida del gas. Este campo que ya sería suma de la componente toroidal y poloidal, no podría ser muy intenso para que así los términos de torsión no expulsaran al gas violentamente y se destrozara el disco.

En la sección (5.4.5) veremos que este problema no existe como tal.

5.4.2.4 Elípticas, enanas esferoidales, y pares de galaxias

Con las curvas de rotación de las galaxias espirales luminosas se asentó la hipótesis de la existencia de materia oscura. Pero es importante conocer el contenido de materia oscura en otros tipos de galaxias. Cualquier tendencia que se encontrara según el tipo morfológico de la galaxia podría ayudarnos a decantarnos por el tipo de materia oscura o, en su caso, por la alternativa más favorable. Quizás por este hecho se ha ido progresando en la búsqueda de materia oscura en otros tipos de galaxias. Todo apunta a que las galaxias elípticas pueden albergar materia oscura (ver capítulo 2).

A partir de medidas de dispersión de velocidades y suponiendo equilibrio dinámico se infiere una M/L para las esferoidales enanas extremadamente grande. No sólo presentan la mayor cantidad relativa de materia oscura, sino también absoluta. En estas galaxias se invoca la existencia de materia oscura a partir de la dinámica de la componente estelar y no del hidrógeno neutro.

Persic & Salucci (1993) quitan validez a la MFH por los indicios de que la diferencia en velocidades radiales de pares de galaxias sólo pueden ser explicadas con la presencia de halos de materia oscura.

5.4.2.5 *Dispersión de las estrellas jóvenes*

La rotura de corrotación entre el gas y las estrellas podría producir algunos efectos tal vez observables. Uno de ellos y que ha aparecido en la literatura (Pfenniger et al. 1994a) es que las estrellas jóvenes tendrían mayor dispersión de velocidades si el gas estuviera soportado por tensión magnética. En el caso extremo de que toda la contribución a la curva de rotación fuera debida a ella, se esperaría que las estrellas jóvenes tuvieran una componente de difusión o expansión hacia afuera del centro galáctico. Este efecto sería mayor a mayores distancias galactocéntricas, que es allí donde más contribuye en la rotación. Por ahora no hay ninguna evidencia de que este hecho ocurra, y muchísimo menos en el entorno solar donde se observa que la dispersión de velocidades de las estrellas jóvenes es la misma que la del gas (ver sección (3.8.5)).

5.4.3 **Campo magnético en el plano ecuatorial del disco. Parámetros del modelo**

5.4.3.1 *Modelo de masas. Relación M/L. Disco máximo*

Para calcular B_ϕ necesitamos conocer el potencial gravitatorio creado por la distribución de masa luminosa (gas y estrellas). En el modelo MFH, la diferencia entre la velocidad observada y aquella será causada por la tensión que crea el campo magnético. La relación M/L que dará cuenta de la contribución en masa de cada componente (disco, bulbo) se supone constante pero diferente para el disco y para el bulbo. Existen infinitas combinaciones M/L para poder ajustar la curva de rotación. Una de esas soluciones es la llamada “hipótesis de disco máximo”, que consiste en atribuir al disco la máxima cantidad de masa compatible con la curva de rotación. Por lo tanto, es en la que menor cantidad de materia oscura, o en caso, de campos magnéticos, se requieren.

Esta solución nos favorece ya que, como indicábamos, gran parte de los problemas asociados a la MFH es el flaring por campos intensos. Pero la razón por la que se suele elegir esta descomposición no es la de minimizar la cantidad de materia oscura. Citamos los argumentos básicos que favorecen esta opción.

De los datos cinemáticos de 500 galaxias se deduce que la cantidad de materia oscura en las regiones del óptico tiene que ser despreciable ya que se es capaz de reproducir las pequeñas desviaciones en la curva (en inglés “wiggles”) a partir de la distribución de brillo (Kalnajs 1983, 1987; Mathewson, Ford & Buchhorn 1992; Freeman 1992).

Por otro lado, para las galaxias sin bulbo, se puede ver que el máximo de la curva de rotación corresponde al lugar predicho para un disco exponencial. De allí se deduce que la componente estelar del disco determina la cinemática de las partes internas.

Otro importante argumento es que la dispersión de la relación de Tully-Fisher es tan pequeña que sólo puede ser entendida si el máximo de la curva de rotación está determinado por la componente luminosa.

Algunos autores (Athanasoula et al. 1987) proponen una modificación de la hipótesis de disco máximo por no satisfacerles que el halo presente un “agujero” hacia el centro. Athanasoula et al. proponen una densidad mínima para el halo con el fin de que no se desarrollen inestabilidades del tipo $m = 1$. Sin embargo, de la existencia o no de inestabilidades en la parte interna de las galaxias no se infiere la necesidad de materia oscura (Kalnajs 1987).

Se puede concluir por tanto que el problema de la materia oscura sólo concierne a las partes externas de las galaxias, y las relaciones $(M/L)_{b,d}$ se deducirán con la hipótesis de disco máximo. Con esta elección será menor la intensidad del campo magnético necesario.

5.4.3.2 Densidad volúmica de gas en $z = 0$

Una vez que se ha calculado el potencial gravitatorio, necesitamos conocer el perfil de densidad volúmica del gas en $z = 0$. En el caso de las galaxias externas sólo se tiene acceso a la densidad superficial de hidrógeno neutro. Para estimar $\rho(r)$ necesitamos conocer la escala de alturas y ésta sólo se puede estimar para las galaxias vistas de perfil (Sancisi & Allen 1979; Wouterloot 1990; Burton 1992). Estas observaciones muestran un incremento lineal (incluso exponencial) del grosor del disco con el radio en las partes más externas, mientras que en las internas se puede considerar más o menos constante (ver también Jackson & Kellman 1976; Kaplan & Pikelner 1979; Merrifield 1992). Si aumenta la escala de alturas significa que disminuye la densidad volúmica, y por consiguiente, la intensidad del campo es menor.

Empezaremos con un modelo analítico sencillo que ilustre los problemas de equilibrio del disco fino. Hecho lo cual pasaremos a obtener valores para casos concretos de una

selección de galaxias. Después iremos desarrollando cada vez modelos más sofisticados según se vayan requiriendo. También discutiremos los resultados para la Vía Láctea.

5.4.4 Estimación de valores típicos

Estimemos primero en un modelo sencillo el valor del campo necesario. Para ello, sea un potencial en coordenadas cilíndricas dado por:

$$\phi = - \sum_{i=1}^2 \frac{GM_i}{\sqrt{r^2 + [a_i + (z^2 + b_i^2)^{1/2}]^2}} \quad (5.23)$$

donde $i = 1, 2$ corresponde a las componentes del disco y del bulbo, respectivamente (Miyamoto & Nagai 1975). Por sencillez, supongamos que la galaxia no tiene bulbo, $M_2 = 0$. Para nuestra galaxia los valores apropiados serían $a = 7.26 \text{ kpc}$ y $b = 0.520 \text{ kpc}$ para el disco. Además, supongamos un perfil de densidad para el gas de HI:

$$\rho_{HI}(r, z) = \rho_0 e^{-r/r_0} e^{-z^2/z_1^2} = \rho_{00} e^{-z^2/z_1^2} \quad (5.24)$$

donde r_0 es la escala radial y $z_1/\sqrt{2}$, la escala de alturas del HI.

Ya podemos calcular cada término de la ecuación (5.15). Si tomamos R_0 en el radio galactocéntrico en el que se alcanza el máximo en la curva de rotación, entonces, $R_0 = \sqrt{2}a$ y la velocidad circular es:

$$v_c^2 = \frac{2}{3^{3/2}} \frac{GM}{a} \quad (5.25)$$

Y los términos de la ecuación (5.15) son:

$$\frac{1}{r^2} \int_{R_0}^r \rho_{HI} v_c^2 r' dr' = \frac{\rho_0 v_c^2 r_0^2}{r^2} \left[\left(1 + \frac{R_0}{r_0}\right) e^{-R_0/r_0} - \left(1 + \frac{r}{r_0}\right) e^{-r/r_0} \right] \quad (5.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \int_{R_0}^r \rho_{HI} r'^2 \partial_{r'} \phi dr' &= \frac{GM \rho_0 r_0}{r^2} \int_{R_0}^r r^3 \frac{e^{-r/r_0}}{(r^2 + a^2)^{3/2}} dr \\ &= \frac{GM \rho_0 r_0}{r^2} \int_{R_0/r_0}^{x} \left(1 + \left(\frac{a}{xr_0}\right)^2\right)^{-3/2} e^{-x} dx \end{aligned} \quad (5.27)$$

donde hemos hecho uso de que $b \ll a$, y adimensionamos $x \equiv \frac{r}{r_0}$.

El término $\frac{1}{r^2} \int r^2 \partial_r P_g dr$ es del orden de la décima parte de $\sigma^2 \rho_0 \sim 2.85 \times 10^{-12} \text{ dina/cm}^2$, lo despreciamos porque es muy pequeño respecto a los demás.

Podemos expresar el campo azimuthal en $z = 0$ de la siguiente manera:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{2\pi} \frac{1}{x^2} + \frac{GM \rho_0}{r_0} \frac{1}{x^2} \left[0.2721 \left(\frac{3}{e^2} - (1+x)e^{-x} \right) - \int_2^x \left(1 + \frac{2}{x^2}\right)^{-3/2} e^{-x} dx \right] \quad (5.28)$$

donde hemos supuesto que $\frac{R_0}{r_0} = 2$.

Definamos:

$$L(x) = \int_2^x e^{-x} \left(1 + \frac{2}{x^2}\right)^{-3/2} dx \quad I(x) = \frac{3}{e^2} - e^{-x}(1+x) \quad (5.29)$$

para algunos valores de x :

$$L(2) = 0 \quad I(2) = 0 \quad (5.30)$$

$$L(3) = 5.43 \times 10^{-2} \quad I(3) = 0.206 \quad (5.31)$$

$$L(4) = 7.91 \times 10^{-2} \quad I(4) = 0.313 \quad (5.32)$$

$$L(5) = 8.90 \times 10^{-2} \quad I(5) = 0.366 \quad (5.33)$$

$$L(7) = 9.46 \times 10^{-2} \quad I(7) = 0.406 \quad (5.34)$$

El valor B_0 se puede elegir en $x = 2$, que es aproximadamente donde se localiza el sol, por argumentos de equipartición, esto es, $B_0 = 2-3 \mu G$. La ecuación (5.28) no sólo nos da el orden típico del campo magnético, sino que además podemos sacar información de su dependencia en el intervalo radial que nos interesa, entre 15 y 30 kpc . Vemos, por ejemplo, que a partir de $r > 4 r_0$ el término de frontera es despreciable. Sean $M = 2.5 \times 10^{11} M_\odot$, $a^2 = 32 kpc^2$, $r_0 = 4 kpc$, $\rho_0 = 1.70 cm^{-3}$, entonces $v_{max}^2 = 5 \times 10^{14} cm^2/s^2$. Con estos valores los resultados son:

$$B(3r_0) = 6.55 \mu G \quad B(4r_0) = 8.70 \mu G \quad B(5r_0) = 9.00 \mu G \quad B(7r_0) = 7.60 \mu G \quad (5.35)$$

En este modelo simplificado, las intensidades son excesivamente altas, por encima de $5 \mu G$. Lo más inverosímil es el fuerte aumento del campo entre $2 r_0$ y $4 r_0$, donde la intensidad se triplica. Se podría aceptar que el campo se mantuviera constante a lo largo de R pero nunca superar un factor 1.5. Se podría corregir si se cambia el valor del campo B_0 a $\sim 8 \mu G$, pero esta intensidad es muy elevada según se conoce. Otro hecho que predecimos es que el máximo del campo se localiza en la zona externa $\sim 20 kpc$ y a partir de allí empieza a decrecer. Pudiera ocurrir que en determinadas galaxias este máximo estuviera localizado más internamente. La dependencia $B^2 \sim \frac{1}{r^2}$ sólo se da más allá de $\sim 25 kpc$.

Hemos asumido una escala de alturas constante en r . En el caso de que fuera en progresivo aumento hacia afuera entonces la densidad y el campo serían menores. El término de no-corrotación en la región donde la curva observada se separa de la esperada (a partir de la masa luminosa) es el responsable del gran aumento del campo entre $2 r_0$

y $4r_0$. En ejemplos reales y con buenos ajustes de disco máximo este término puede ser menor. Con todas estas consideraciones tomaremos como un valor optimista para el campo magnético $5 \mu G$. Como hemos dicho, campos tan intensos podrían poner en peligro el equilibrio hidrostático en la dirección z y en la radial.

5.4.5 Campos toroidales intensos

En la sección anterior hemos deducido que la intensidad del campo magnético típico que podemos usar en la discusión es del orden de $5 \mu G$.

En esta sección intentaremos profundizar en esos aspectos que anunciábamos en la sección (5.4.2.3). En primer lugar, hay que decir que las condiciones y propiedades físicas del gas galáctico y del campo magnético son tan extraordinarias que no se pueden reproducir de ninguna de las maneras en el laboratorio. La aparición de inestabilidades de intercambio pueden quedar inhibidas si se es capaz de diseñar una teoría en la que se puedan dar campos magnéticos toroidales; en esta sección haremos un primer intento.

Por lo tanto, la dificultad que se tiene en el laboratorio para conseguir plasmas confinados por campos magnéticos no se puede extrapolar a escala galáctica, y no dejaría de ser más que un indicio a un posible problema pero que no es concluyente hasta que se den argumentos cuantitativos a partir de una teoría dinamo del campo magnético bien construida (ie. de forma autoconsistente) y del estudio del equilibrio en la dirección z .

La hipótesis de que el campo magnético es azimutal es una buena aproximación en las zonas externas de las galaxias, hecho apoyado por las observaciones (eg. Harnett et al. 1989). Por consiguiente, que exista una corriente poloidal principalmente en la dirección z es un hecho, al igual que la configuración no sea libre de fuerzas, que se deduce de las observaciones y de las teorías dinamo -en contra de lo que propone Katz (1994)-. Veamos cómo se puede generar esa configuración.

Para campos magnéticos del orden de $5 \mu G$ en las partes externas de la galaxia no se tendrá equipartición entre la presión magnética y la del gas $P_B \gg \rho v_s^2$. En ese caso, el proceso turbulento α que se necesita para mantener el efecto dinamo clásico es inoperativo (Stella & Rosner 1984). Despreciaremos pues, la turbulencia en el disco y por otro lado despreciaremos la difusión del campo por reconexión de líneas. Tendremos que suponer que el campo galáctico se ha creado a partir del campo primordial o intergaláctico por enrollamiento debido a la rotación diferencial. En ese caso, el campo magnético seguirá una estructura bisimétrica. La aparición de una componente radial producirá

una viscosidad magnética que llevará asociada un transporte de momento angular hacia afuera.

Como hemos dicho, el campo magnético se amplificará por enrollamiento de líneas que será compensado por una pérdida por “buoyancy”. Este flujo de líneas hacia afuera se produce porque conforme aumenta el campo se crea una corriente dipolar del medio interestelar en la dirección vertical. La pérdida de campo vendrá dada por la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.36)$$

donde

$$\vec{v} = r\Omega(r)\hat{\phi} + v_d(z)\hat{z} \quad (5.37)$$

y siendo $v_d(z)$ la velocidad dipolar. Kulsrud (1986) calculó esta corriente para el caso de que el gas estuviera en nubes separadas una distancia l a lo largo de una línea magnética, y obtuvo que si se toma la presión de los rayos cósmicos en equipartición con el campo magnético, la velocidad dipolar era del orden de:

$$v_d(z) = \frac{(1 + \beta)}{4\pi} \frac{lB^2}{Rh\rho_i\nu_{in}D} z \quad (5.38)$$

donde β es el cociente de proporcionalidad entre la presión de los rayos cósmicos y la magnética, h es la escala del gas neutro, R_c el radio de las nubes, $D/2$ la escala del gas ionizado, ρ_i es la densidad del gas ionizado y ν_{in} el ritmo de colisiones entre los iones y los neutros en las nubes.

Con las ecuaciones (5.36), (5.37) y (5.38) se puede estimar la intensidad del campo magnético una vez que se ha dejado al disco que evolucione un tiempo de Hubble y se obtiene:

$$B^2 \simeq \frac{3B_0^2 D}{2v_{d0} t_H} \quad (5.39)$$

donde t_H es el tiempo de Hubble y v_{d0} y B_0 los valores iniciales después del colapso (Kulsrud 1990). Para valores de las partes externas de la galaxia podría ser del orden de $\sim 1\mu G$.

Este valor depende sólo de las propiedades del medio interestelar, y además es independiente del valor del campo primordial siempre y cuando sea apreciablemente mayor que $10^{-2} \mu G$. El resultado es también aplicable en el caso de que el campo primordial o intergaláctico fuera mayor que el campo actual.

Obviamente, la componente azimutal del campo se genera a partir de la poloidal o radial en este caso. Estas componentes producen una tensión capaz de producir transferencia de momento angular y una velocidad radial del gas. Es fácil calcular esta velocidad en función del tensor de fuerzas. Si se impone la conservación del momento angular, se tiene:

$$\dot{M}\Omega r^2 = r\nu\Sigma r \frac{d\Omega}{dr} r \quad (5.40)$$

mientras que la conservación de la masa se puede expresar:

$$2\pi R\Sigma v_r = \dot{M} \quad (5.41)$$

Ya que la viscosidad está relacionada con el tensor de stress mediante:

$$\nu = \frac{B_\phi B_r h}{2\pi\Omega\Sigma} \quad (5.42)$$

se deduce inmediatamente que:

$$v_r = -\frac{1}{8\pi^2} \frac{B_\phi B_r}{r\rho\Omega} \quad (5.43)$$

Si parametrizamos la torsión con valores típicos que se usan habitualmente en los discos galácticos:

$$B_\phi B_r = \gamma \frac{B^2}{3} \quad (5.44)$$

donde γ será un coeficiente menor a 1. Si $B \sim 5 \mu G$, para una distancia de 20 kpc del centro galáctico y una densidad volúmica a esa distancia de $0.06 \times 10^{-24} g/cm^3$ se deduce una velocidad radial de $v_r \simeq 0.12 km/s$, con un influjo o acrecimiento de masa de $0.15 M_\odot/año$. Estos valores son mucho menores que los valores que habitualmente se consideran como posibles influjos en la Vía Láctea que se deducen de la distribución de metalicidad, que son entre $0.1 - 1 M_\odot/año$ (Lacey & Fall 1985).

Concluimos que la torsión y el ritmo de pérdida de momento angular por la existencia de una componente poloidal no destruiría al disco, que era el argumento de Katz (1994) en contra de la MHF. Pueden existir campos esencialmente toroidales suficientemente intensos en las partes externas como para producir efectos dinámicamente importantes en la curva de rotación del gas sin que la componente poloidal produzca un efecto no deseado.

5.4.6 La existencia de un halo ionizado

Como hemos visto, la intensidad del campo magnético que requiere el modelo MFH alcanza valores por encima de $5\mu G$. El problema del flaring es debido a que el peso del hidrógeno neutro no es suficiente para compensar la presión del gas, del campo magnético y de los rayos cósmicos por lo que resultaría un disco en forma de pajarita. Consideremos primero una configuración de equilibrio hidrostático (en la sección (5.5) se hará un estudio magnetohidrodinámico).

En este primer modelo vamos a suponer un disco de altura $h(r)$ con un campo magnético estratificado. La distribución del gas en la dirección z dependerá del perfil de presiones de los rayos cósmicos y del campo magnético. Se han publicado varios trabajos sobre la estructura en la dirección z en la vecindad solar. Kellman (1972) tuvo en cuenta la variación de la aceleración gravitatoria, $g(z)$, y dedujo una distribución del gas pero que no se correspondía con la observada por encima de $200 pc$. Badhwar & Stephens (1977) retomaron este punto, y argumentaron que esa desviación era consecuencia de que Kellman había supuesto equipartición de presiones entre el gas, campo magnético y rayos cósmicos, y tampoco había considerado la existencia de un halo ionizado. El mejor ajuste a la emisión sincrotrón (en la vecindad solar) era en el modelo que incluía un halo de gas ionizado de una escala de alturas del orden de $10 kpc$. El papel que puede jugar un halo ionizado en las inestabilidades de Parker fue estudiado por Bloemen (1987), que concluye que para alturas del halo entre $6 - 12 kpc$ y densidades entre 5×10^{-3} y $1.5 \times 10^{-3} cm^{-3}$, respectivamente, y temperaturas $\geq 10^5 K$, la configuración sería estable, y además se reproducirían las observaciones en el radio continuo. Más recientemente, Boulares & Cox (1990) estudiaron el equilibrio con varios potenciales gravitatorios e incluyendo una componente z al campo magnético, B_z .

En nuestro caso, y en las partes externas, este halo actuaría como presión externa sobre el disco y podría contribuir al equilibrio de manera significativa por su amplio rango de integración en z como se verá en la ecuación (5.47).

En cuanto a las observaciones, más allá de $|z| = 1 kpc$, estudios de líneas de absorción ultravioleta de Si V, C IV, N V en nuestra galaxia (Savage & de Boer 1979; Pettini & West 1982; Savage & Massa 1987) muestran la existencia de gas muy difuso e ionizado con escala de alturas de varios kiloparsecs. La dinámica de este gas no se conoce con exactitud.

5.4.7 Ecuación de equilibrio hidrostático

La primera pregunta es si la presión del halo ionizado puede mantener el disco de gas delgado. Para hacer un primer acercamiento al problema supondremos que hay equilibrio hidrostático en la dirección z , campo plano-paralelo y que no hay componente de velocidad neta en la dirección z . Se debe cumplir en coordenadas cilíndricas la siguiente ecuación:

$$\partial_z \left(P_g + P_{RC} + \frac{B_\phi^2}{8\pi} \right) = -\rho \partial_z \phi \quad (5.45)$$

La densidad del gas vendrá dada por la suma de dos componentes; la de hidrógeno neutro, ρ_{HI} , que supondremos una distribución gaussiana en z , y la del halo ionizado ρ_h , que por simplicidad la tomaremos gaussiana. La presión total P_g será la suma de las presiones de cada componente i :

$$P_g = \sum_i \rho_i \sigma_{iz}^2 + \sum_i n_i K T_i \quad (5.46)$$

Si integramos la ecuación de equilibrio de presiones (5.45) desde z hasta infinito, y suponiendo que en el infinito las presiones tienden a cero:

$$P_g(z) + P_{RC}(z) + \frac{B_\phi^2}{8\pi}(z) = \int_z^\infty \rho(z') \partial_z \phi dz' \quad (5.47)$$

con

$$\rho(z) = \rho_{HI}(r) \exp\left(-\frac{z^2}{2z_0^2}\right) + \rho_h(r) \exp\left(-\frac{z^2}{z_h^2}\right) \quad (5.48)$$

Estamos interesados en calcular z_h para unos valores plausibles de z_0 y siendo B_ϕ el que se necesita de la ecuación en el plano (ec. 5.15). Esto es fácil si se evalúa la ecuación (5.47) en $z = 0$. Pasemos a estimar los valores típicos del campo magnético y del halo ionizado para nuestro modelo sencillo.

5.4.7.1 Escala de alturas del halo ionizado

Se puede hacer un estudio de la dependencia de la altura del halo ionizado con los parámetros del modelo y con la distancia al centro de la galaxia.

Supongamos una distribución gaussiana en la dirección z para el gas ionizado:

$$\rho_h(r, z) = \rho_{hr} e^{-\frac{z^2}{z_h^2}} \quad (5.49)$$

Una cota a la altura del halo ionizado, z_h , vendrá dada por:

$$\begin{aligned}
 P_T &\geq \frac{B^2(r)}{8\pi} = \int_0^\infty \rho_{HI} \partial_z \phi \, dz + \rho_{hr} \int_0^\infty e^{-\frac{z^2}{z_h^2}} \partial_z \phi \, dz \\
 &= \int_0^\infty \rho_{HI} \partial_z \phi \, dz - \rho_{hr} \phi(r, 0) + \frac{2}{z_h^2} \rho_{hr} \int_0^\infty z e^{-\frac{z^2}{z_h^2}} \phi \, dz \\
 &\geq -\rho_{hr} \phi(r, 0) + \frac{2}{z_h^2} \rho_{hr} \int_0^\infty z e^{-\frac{z^2}{z_h^2}} \phi \, dz
 \end{aligned} \tag{5.50}$$

donde hemos hecho una integración por partes. Ahora hagamos un desarrollo del último término usando la expresión para ϕ dada por la ecuación (5.23). Haciendo el cambio de variables:

$$t^2 = z^2 + b^2 \tag{5.51}$$

y un desarrollo en serie de $\frac{t^2}{r^2+a^2}$ y adimensionando después por $x = t/z_h$ se obtiene:

$$\begin{aligned}
 &\frac{2}{z_h^2} \rho_{hr} \int_0^\infty z e^{-\frac{z^2}{z_h^2}} \phi \, dz \\
 &= -\frac{2GM\rho_{hr}}{(r^2+a^2)^{1/2}} e^{b^2/z_h^2} \sum_{l=0}^\infty \sum_{n+m=l}^\infty z_h^{2n+m} \frac{(2a)^m}{(r^2+a^2)^l} \binom{-\frac{1}{2}}{l} \binom{l}{n} \int_{\frac{b}{z_h}}^\infty e^{-x^2} x^{2n+m+1} \, dx
 \end{aligned} \tag{5.52}$$

y haciendo ahora un desarrollo en serie de $\frac{b}{z_h}$ hasta orden 3, resulta:

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{2GM\rho_{hr}}{(r^2+a^2)^{1/2}} e^{b^2/z_h^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{z_h a}{r^2+a^2} - \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \frac{z_h^2}{r^2+a^2} + \frac{3}{4} \frac{z_h^2 a^2}{(r^2+a^2)^2} \right. \\
 &+ \frac{9\sqrt{\pi}}{16} \frac{z_h^3 a}{(r^2+a^2)^2} + \frac{z_h a}{r^2+a^2} \left(\frac{b}{z_h} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{z_h^2}{r^2+a^2} - 3 \frac{z_h^2 a^2}{(r^2+a^2)^2} \right) \left(\frac{b}{z_h} \right)^3 \\
 &\left. - \frac{3}{2} \frac{z_h^3 a}{(r^2+a^2)^2} \left(\frac{b}{z_h} \right)^4 + \frac{3}{8} \frac{z_h^4}{(r^2+a^2)^2} \right)
 \end{aligned} \tag{5.53}$$

El primer sumando se contraresta con el término $-\rho_{hr}\phi(r, 0)$ de la ecuación (5.50), y por consiguiente, el término más importante es el tercero si $z_h > a$. Si nos quedamos sólo con ese sumando podemos calcular z_h inmediatamente.

Para los valores del modelo con $B = 5 \mu G$, a $r = 20 \text{ kpc}$ y suponiendo $\rho_{hr}(20 \text{ kpc}) = 0.5\rho_{HI}(20 \text{ kpc}) \Rightarrow n_{hr}(20 \text{ kpc}) = 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ se deduce:

$$z_h \sim \left(\frac{B^2}{8\pi} \right)^{1/2} \frac{(r^2+a^2)^{3/4}}{(GM\rho_{hr})^{1/2}} \sim 12 \text{ kpc} \tag{5.54}$$

Aún eligiendo el valor más optimista para la densidad del halo ionizado, la escala de alturas resultante está por encima de un factor 2 de la que sería aceptable. También

observamos que si $B^2 \sim cte$ y $\rho_{hr} \sim cte$ en la zona externa, entonces, z_h tendría que aumentar con r , $z_h \sim r^{3/2}$. Este último resultado no tiene mayor interés por el desconocimiento de ρ_{hr} y de z_0 .

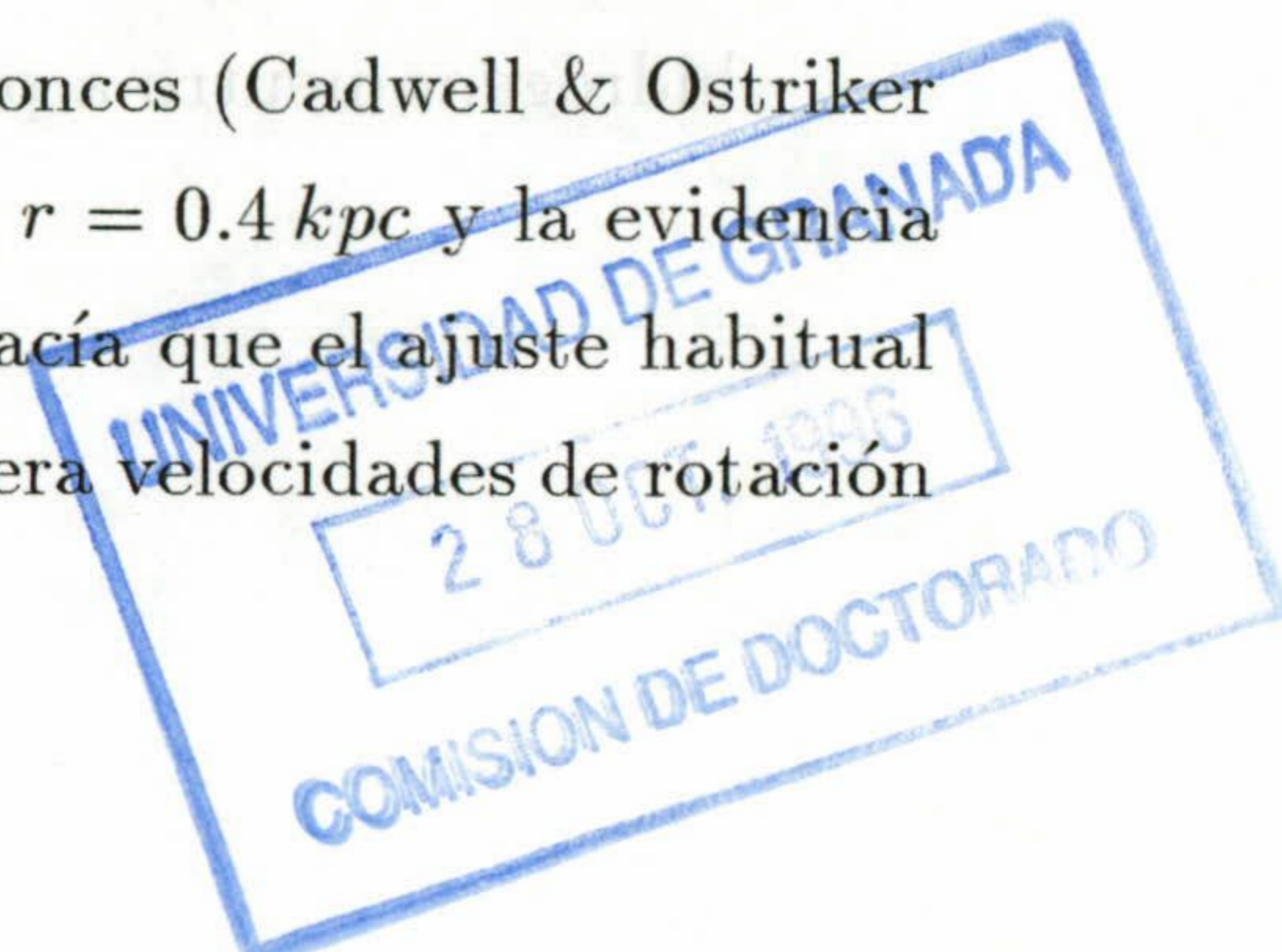
De imponer equilibrio hidrostático podemos extraer varias conclusiones. O las hipótesis que hemos tomado son demasiado groseras y debemos introducir nueva fenomenología, o si no, los parámetros que se necesitan no parecen corresponder con la realidad. Para confirmarlo definitivamente hemos elegido una galaxia de muestra en la que poder determinar y contrastar los valores que se deducen de la MFH con los observados. Para este fin hemos elegido la Vía Láctea que además de su cercanía, la hemos tomado por varias razones que discutiremos en la próxima sección.

5.4.8 La Vía Láctea

Una razón de suficiente peso para haber elegido la Vía Láctea es que es la galaxia que con más ahinco se ha profundizado sobre la estructura e intensidad del campo magnético (eg. Vallee 1991, Han & Quiao 1994). Además se ha estudiado la curva de rotación y la masa de esta galaxia de formas muy variadas: con nubes de HII, con los cúmulos globulares, y con las galaxias satélites entre otras. Por todo ello parece obvio que tiene que ser nuestra primera candidata. Pero la principal razón para nosotros es que se conoce la escala de alturas del disco para valores grandes de r (Wouterloot 1990; Burton 1992). De los parámetros que necesitamos, los de la corona de gas y los del campo magnético en las partes externas son los peor determinados observacionalmente.

5.4.8.1 Potencial gravitatorio y altura del halo

Hemos calculado la intensidad del campo magnético en la Vía Láctea como sigue. Barriando los parámetros asociados a la descomposición bulbo-disco propuesto por Rohlfs & Kreitschmann (1988) hemos buscado el mejor ajuste a la curva de rotación de acuerdo con la hipótesis de disco máximo. Hemos tomado una velocidad de rotación en el radio galactocéntrico solar, $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$, de $\Theta_0 = 220 \text{ km/s}$. El modelo consiste en un bulbo esférico muy concentrado hacia el centro y un disco exponencial modificado. Esta descomposición mejora las que se habían propuesto hasta entonces (Cadwell & Ostriker 1981; Haud et al. 1985) ya que incluye el pico en la curva en $r = 0.4 \text{ kpc}$ y la evidencia de que la curva aumenta entre $11 < r < 18 \text{ kpc}$. Este hecho hacía que el ajuste habitual con la esfera pseudoisoterma (Cadwell & Ostriker 1981) predijera velocidades de rotación



del orden de $400 - 500 \text{ km/s}$ en las partes externas en contra de observaciones bien establecidas (ver revisión de Carney 1984) que indican $\Theta < 250 \text{ km/s}$. Como vimos en la sección (3.11.5), este halo tiene un agujero en el centro y es el que más contribución al potencial gravitatorio asigna a la masa luminosa: es la descomposición que hace más óptima (mínima) la intensidad del campo magnético necesaria. Hemos tomado los datos de la curva de rotación de Rohlfs & Kreitschmann (1987) hasta 13 kpc y para r mayores de 13 kpc los datos por Brand & Blitz (1993) a partir de regiones HII. El modelo de masas está representado en la figura (5.1).

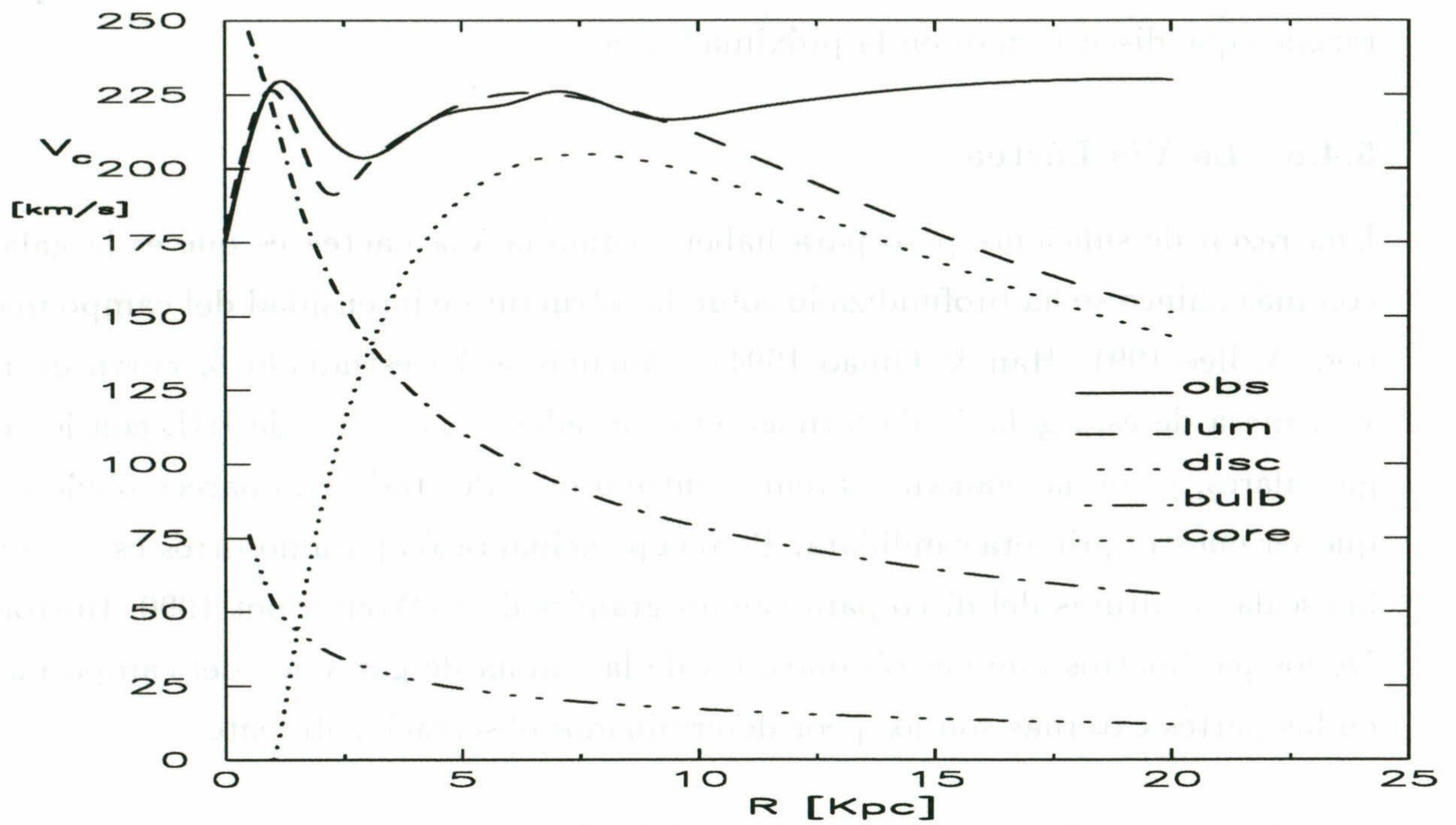


Figura 5.1: Contribución a la masa de las diferentes componentes en la Vía Láctea.

Las densidades superficiales para el H_2 y HI hasta 15 kpc las hemos tomado del artículo de Sanders, Solomon y Scoville (1984), y para las zonas externas se ha tomado el valor observado (Burton 1992) en 20 kpc y extrapolando para r mayores (tabla 1). La densidad volúmica en $z = 0$ se ha deducido a partir de suponer una distribución gaussiana ($h_{\text{H}_2} = 70 \text{ pc}$ y $h_{\text{HI}} = 150 \text{ pc}$) constante en la región interna y aumentando linealmente la del hidrógeno neutro a partir de R_1 :

$$z_0 = h_0 \quad r < R_1 \quad (5.55)$$

$$z_0 = h_0 + h_1(r - R_1) \quad r > R_1 \quad (5.56)$$

Se ha tomado $R_1 = 10 \text{ kpc}$ y h_1 se deduce de imponer que a 20 kpc $z_0 = 600 \text{ pc}$ según se infiere de las observaciones (Burton 1992).

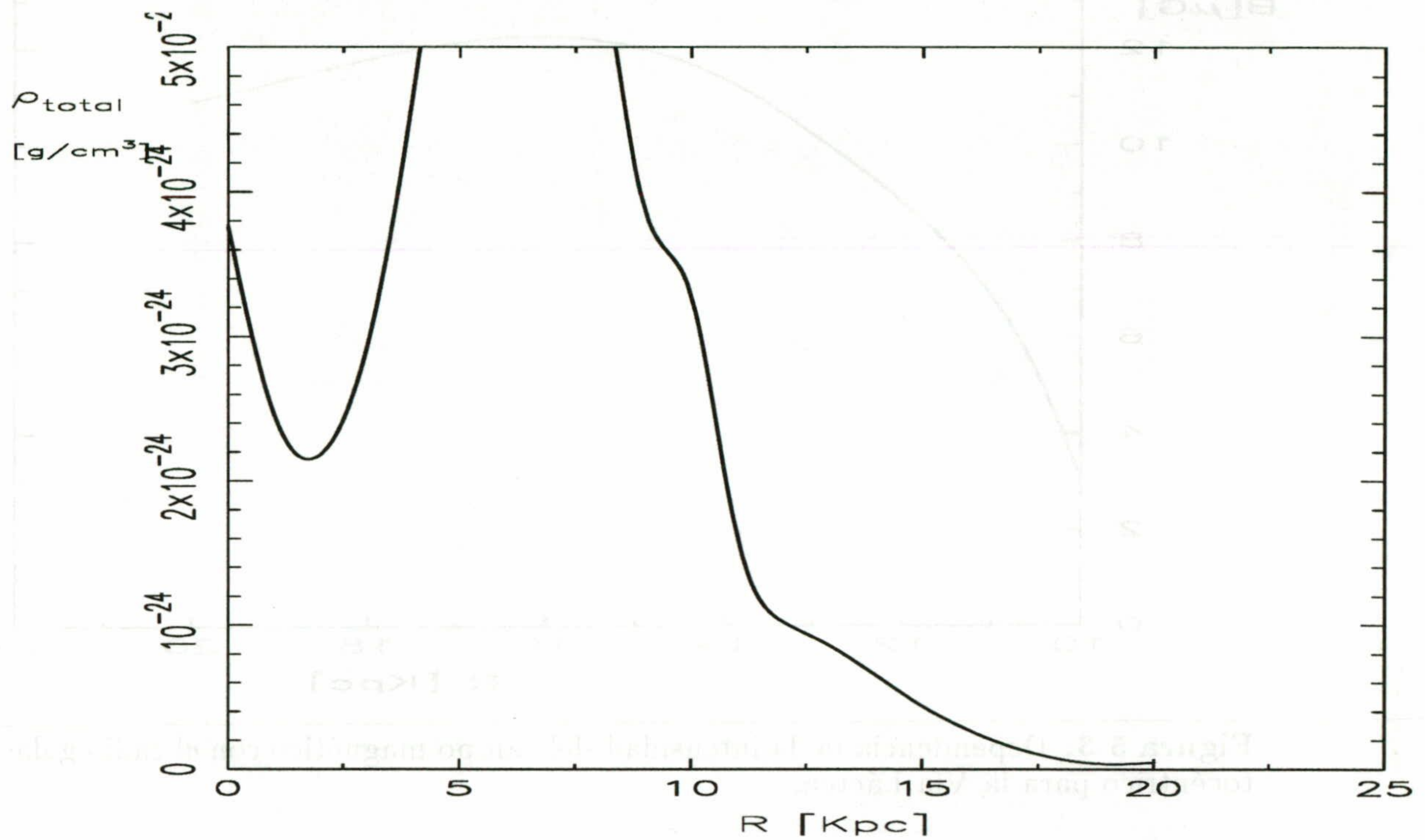


Figura 5.2: Densidad volúmica total del gas con el radio galactocéntrico.

De equipartición se deduce que B_0 está entre 2 y $3 \mu G$. Hemos adoptado este último valor.

En la gráfica (5.3) hemos representado el perfil del campo magnético para nuestra galaxia. La intensidad del campo depende del valor $\Theta(20 \text{ kpc})$ que se considere. Hemos tomado $\Theta(20 \text{ kpc}) = 230 \text{ km/s}$. Vemos que los resultados son los mismos que se describían con el modelo sencillo.

Aunque el campo empieza a disminuir a partir de 16 kpc , seguiremos necesitando un halo muy extenso en $r = 20 \text{ kpc}$. Fijada la escala de alturas del disco a 20 kpc ($z_0 \sim 600 \text{ pc}$), se puede despreciar la presión nube-nube del gas por lo que la ecuación de equilibrio es:

$$\frac{B^2(z=0)}{8\pi} = \int_0^\infty \partial_z \phi (\rho_h + \rho_{HI}) dz, \quad (5.57)$$

Esta vez hemos integrado el término de la derecha numéricamente con un potencial gravitatorio de la forma (5.23), y volvemos a obtener los mismos resultados para los parámetros del halo ionizado con densidades $n_h \sim 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $z_h \sim 50 \text{ kpc}$, hecho que nos consta altamente improbable.

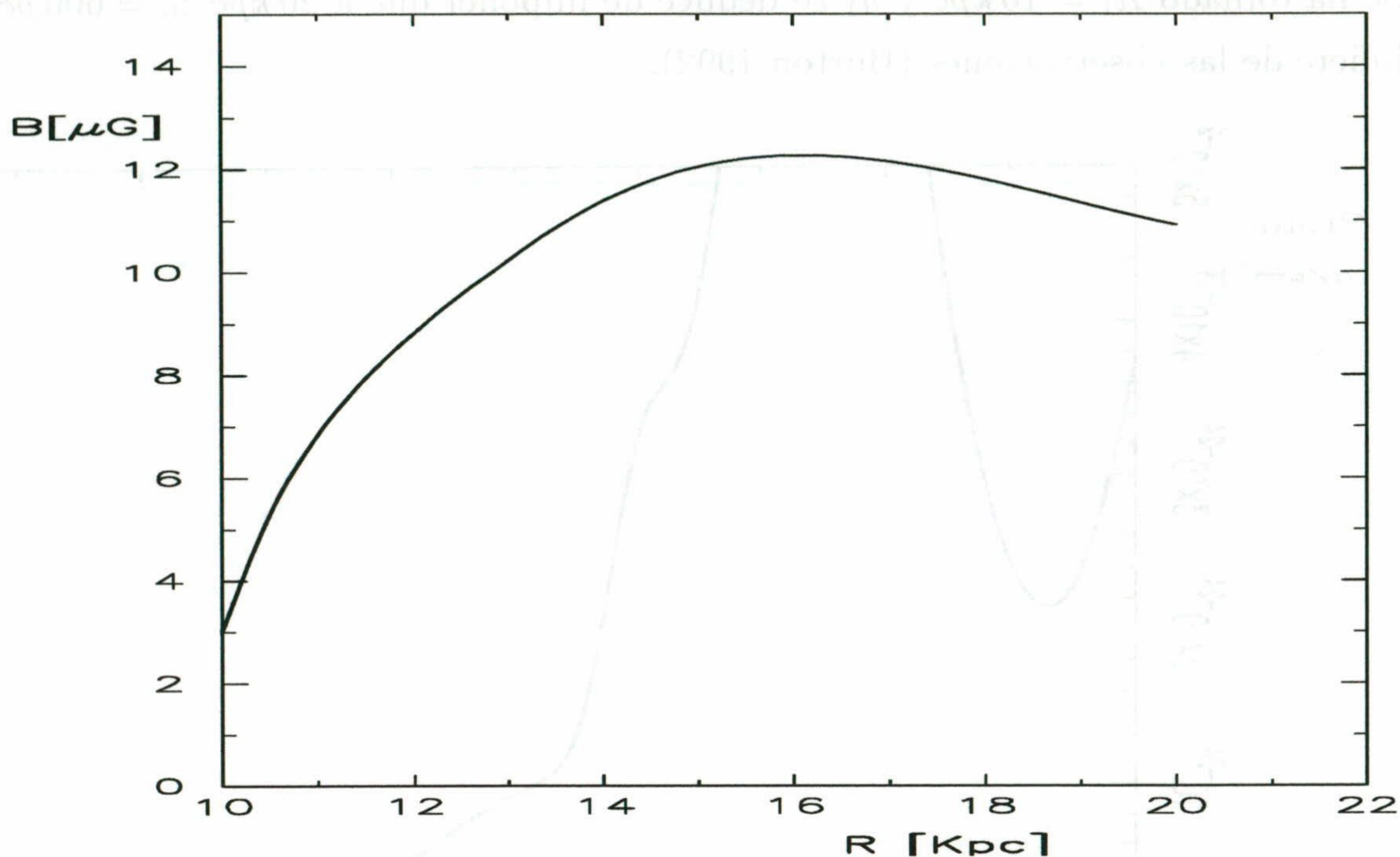


Figura 5.3: Dependencia de la intensidad del campo magnético con el radio galactocéntrico para la Vía Láctea.

Campos tan extraordinarios a distancias de 15 kpc , del orden del $\sim 15 \mu\text{G}$, parecen prohibidos incluso aunque se admitiera algún fenómeno dinamo en el que participara el campo intergaláctico. En estos momentos se toma $B \sim 3 \mu\text{G}$ como el valor más representativo (Vallee 1991; Han & Quiao 1994; Vallee 1996).

Esto nos hace reflexionar si en realidad alguna de nuestras hipótesis no se verifica. Si se requieren campos tan intensos significa que la suposición de campo magnético plano-paralelo no tiene por qué darse pues aflorarán inestabilidades que hacen que el campo magnético adquiera una componente en la dirección z que no se puede despreciar.

5.4.9 Componentes z

Intentaremos cuantificar los efectos que pueden acarrear las componentes z del campo y de la velocidad del gas en el equilibrio estacionario del disco. Para que haya flujo del gas tiene que existir una componente z del campo porque el gas debe moverse por las líneas de campo magnético si está congelado.

Como ya hemos explicado, el campo magnético en el disco frío se puede tomar plano-paralelo y probablemente con poco gradiente en la dirección z hasta 200 pc . A alturas

mayores el campo magnético desarrollará una componente z debido principalmente a inestabilidades de Parker y por la penetración de superburbujas con gran cantidad de gas ionizado y rayos cósmicos. Estas burbujas que son del tamaño de $\leq 500 pc$ (Reynolds & Ogden 1979; Cash et al. 1980) se diluyen a una altura aproximada de dos veces la escala de alturas del disco. A alturas mayores que $\sim 3 - 5 kpc$ la configuración del campo será de líneas localmente abiertas que representarán la geometría del flujo por viento galáctico.

Simplifiquemos la complejidad de la sopa de líneas de campo, rayos cósmicos, ondas de Alfvén, gas ionizado, etc. y estudiemos cómo contribuyen las componentes no paralelas al disco en la ecuación de equilibrio. Expresemos esta ecuación de la siguiente forma:

$$\vec{\nabla} \cdot \tilde{P}_T = \rho \vec{g} \quad (5.58)$$

con

$$\tilde{P}_T = \tilde{I} \left(P_{RC} + P_g + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \rho \vec{V} \vec{V} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{4\pi} \quad (5.59)$$

y \vec{V} la velocidad.

Integrando la ecuación (5.58) en un volumen V y considerando la componente z de esa ecuación:

$$\begin{aligned} \int dz \frac{\partial}{\partial z} \left(\int dx dy \left(P_g + P_c + \frac{B_x^2 + B_y^2 - B_z^2}{8\pi} + \rho V_z^2 \right) \right) \\ + \int dz dy \int dx \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho V_x V_z - \frac{B_x B_z}{4\pi} \right) \\ + \int dz dx \int dy \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho V_y V_z - \frac{B_y B_z}{4\pi} \right) \\ = - \int dz \int dx dy \rho g \end{aligned} \quad (5.60)$$

donde $g(z)$ es la aceleración gravitacional. Como sólo estamos interesados en la dependencia con la altura, podemos promediar en el plano XY , y por simetría la segunda y tercera integrales se anulan. Integrando desde z hasta z_n ($z_n > z$):

$$I \equiv \left[\langle P_g \rangle + \langle P_{RC} \rangle + \left\langle \frac{B^2 - 2B_z^2}{8\pi} \right\rangle + \langle \rho V_z^2 \rangle \right]_{z_n}^z = \int_z^{z_n} dz \langle \rho g \rangle \quad (5.61)$$

Aparecen dos términos que no hemos considerado en los modelos anteriores. Uno de ellos es la contribución a la tensión magnética por presentar el campo una componente vertical, el otro es debido al flujo vertical de gas. El gas es propulsado verticalmente de manera efectiva por el acoplo con los rayos cósmicos que a partir de ahora introduciremos en las ecuaciones.

5.4.9.1 Componente z del campo

Estimemos cuánto puede contribuir la componente z del campo magnético. Supongamos que el campo magnético tuviera esta distribución en un corte en la dirección z :

$$B_\phi(z) = B_\phi(0) = B_0 \quad (5.62)$$

$$B_z(z) = 0 \quad (5.63)$$

en $|z| \leq z_0 = 600 \text{ pc}$. Y

$$B_\phi^2(z) + B_z^2(z) = B_0^2 \frac{z_0}{z} \quad (5.64)$$

$$B_z(z) = \frac{B_0}{50}(z - z_0) \quad (5.65)$$

para $600 \text{ pc} \leq z \leq 5 \text{ kpc}$. Entonces evaluando z_n en 5 kpc :

$$\Delta I = P_{RC}(0.6) - P_{RC}(5) + \rho V_z^2(0.6) - \rho V_z^2(5) + \frac{B_0^2}{8\pi} \left(1 - \frac{1}{8} + \frac{2}{49}\right) \quad (5.66)$$

La componente z del campo contribuye con un sumando positivo a la integral I , así que no mejora la situación puesto que con ella el gradiente de presión entre 600 pc y 5 kpc es mayor para la misma variación de B^2 . Aún así, esta contribución es de segundo orden y no cambia de manera sustancial la raíz del problema.

5.4.9.2 Flujo de gas en el eje z

La fenomenología de excitación de ondas de Alfvén y el escape de gas perpendicular al plano discal será mencionada en una sección posterior. Ahora vamos a suponer que fluye el gas a una velocidad de unos pocos km/s . El nuevo término en la ecuación de fuerzas es del orden de

$$\Delta I_2 = \langle \rho V_z^2 \rangle (z) - \langle \rho V_z^2 \rangle (z_n) = \sum_i \Delta \langle \rho V_z^2 \rangle_i \quad (5.67)$$

donde el subíndice i es suma para cada componente gaseosa. Se puede suponer que se conserva el flujo en una dimensión hasta $z_n \sim 5 \text{ kpc}$ porque para z mayores la ecuación de continuidad es $\rho V_s A = \text{cte}$, donde V_s es la velocidad a lo largo del tubo de flujo de sección A . Así pues:

$$\rho(r, z) V_z(r, z) = \rho(r, 0.6 \text{ kpc}) V_z(r, 0.6 \text{ kpc}) \quad (5.68)$$

Supondremos que el gas neutro no tiene componente z de la velocidad sino que es el gas ionizado el que fluye a modo de chimenea o de viento galáctico. La presión por viento se puede estimar como:

$$P_{vz} = \frac{\dot{M}v}{4\pi r^2} \sim 5 \times 10^{-13} \dot{M} (M_{\odot}/\text{year}) \text{ dina/cm}^2 \quad (5.69)$$

y para un flujo de $1 M_{\odot}/\text{año}$ (eg. Cox & Smith 1976) esta presión podría ser importante. Para $B = 10\mu G$, el cociente entre la presión magnética y ΔI_2 es $P_B/\Delta I_2 > 8$, por lo tanto, este término aunque tiene el signo correcto para aliviar el problema del flaring, no contribuye significativamente en el equilibrio de presiones a distancias radiales del orden de 20 kpc .

Ultimado este capítulo apareció en la literatura un artículo de Battaner & Florido (1995) en el que se afirmaba que si se incluía el escape del gas por inestabilidades de Parker, entonces se evitaba un flaring excesivo. Lo primero que hay que aclarar es que la inestabilidad de Parker no produce escape de gas por sí sola porque el gas se mueve hacia potenciales menores, si bien, si que puede ayudar a que se rompan las líneas de campo y dejar paso a la acción de los rayos cósmicos y ulterior arrastre del gas. En segundo lugar, el flaring, aunque menor, sigue existiendo. Aunque sólo se necesita un campo del orden de $1 \mu G$, y entonces el viento sí que jugaría un papel importante, se necesitan densidades volúmicas del gas 20 veces menores a las que se observan en la Vía Láctea (Burton 1992), y una escala de alturas entre $4 - 7 \text{ kpc}$ que se nos antoja desorbitada si se compara con las observaciones de Wouterloot (1990) y Burton (1992) para nuestra galaxia. No hay razón para suponer que M31 y la Vía Láctea sean tan diferentes.

5.5 Buscando la única posibilidad de equilibrio

En las secciones anteriores hemos estudiado la importancia de los términos de peso del gas ionizado, de la presión externa, o del viento galáctico, que pudieran compensar la presión magnética del disco. Pero no hemos dicho nada respecto a los perfiles de cada una de las presiones en función de z .

A lo largo del capítulo hemos distinguido 3 componentes bien diferenciadas: el disco fino ($z < 150 \text{ pc}$), el halo o corona, y un disco grueso ($z < 500 \text{ pc}$) que haría de transición entre el disco fino y la corona galáctica. Mientras que el disco grueso es muy difícil de caracterizar porque allí se desarrollan ya las componentes z del campo magnético y aparece esa sopa de rayos cósmicos y gas ionizado, es fácil imponer el equilibrio hidrostático en

el disco fino. Esto nos dará unas condiciones de contorno para las presiones a la altura que fijemos que acabe el disco fino. Estas condiciones las extrapolaremos a la base del halo galáctico del que ya podremos estudiar su estructura en la dirección z .

Empecemos con la configuración de equilibrio hidrostático en el disco fino. $B_\phi(z) = cte$ y $B_z(z) = 0$ es solución de la ecuación de equilibrio y ya que no hay gradiente de presión magnética cabría la existencia de un disco fino (sin flaring). Sin embargo, esta solución no es válida porque es una configuración inestable. La hipótesis más sencilla es que haya equipartición entre las presiones del gas y magnética a lo largo de la altura del disco fino, esto es, asumiremos un perfil para $B(z)$ en el disco fino de la siguiente forma:

$$\frac{B^2(z)}{8\pi} \propto P_{HI}(z) + P_h(z) \quad (5.70)$$

y seguiremos suponiendo que en el disco la configuración es plano paralela y que el viento es inexistente.

La única posibilidad para que haya equilibrio hidrostático es que la presión del gas ionizado crezca con la altura. Eso se ve fácilmente, si despreciamos el término del peso en la ecuación de equilibrio, entonces:

$$\partial_z (P_{HI}(z) + P_h(z) + P_{RC}(z) + P_B(z)) = 0 \quad (5.71)$$

$$\partial_z (P_{HI}(z) + P_{RC}(z) + P_B(z)) = -\partial_z P_h(z) \quad (5.72)$$

porque hemos supuesto que el gradiente en la presión de los rayos cósmicos es muy pequeña a escalas del disco.

Aunque la idea de un gradiente positivo de la presión del gas ionizado parece un tanto peregrina, podría tener una justificación. La producción de gas ionizado se concentra principalmente en las asociaciones OB y en las superburbujas, las cuales presentan una mayor probabilidad de disolución en la zona de transición entre el disco y el halo, a alturas cercanas a $z \sim 2z_0$. La situación consistiría en que habría mayor densidad de gas ionizado a esas alturas que en el disco galáctico, donde la supondremos despreciable, y a alturas mayores de $2z_0$, la densidad del gas ionizado también iría decreciendo, por tanto, en $\sim 2z_0$ habría un máximo. Fijaremos la frontera del disco en $2z_0$.

En las zonas neutras más densas del disco tendería a producirse una configuración de campo plano-paralelo debido al efecto dinamo. Un gradiente positivo de la presión del gas ionizado (a escalas de $1 kpc$ en z) y una variación pequeña del campo magnético podrían mantener al gas en un disco fino. De la ecuación (5.72) se puede obtener la

densidad del halo ionizado para una determinada temperatura entre 10^4 y 10^6 K. De esta manera conoceremos la presión magnética, la del gas ionizado, y la de los rayos cósmicos (suponemos que no varía hasta $z \sim 2z_0$) en la frontera del disco $z = 2z_0$. Estas condiciones las extrapolaremos a la base de la corona como sigue. Supondremos que en la base de la corona la intensidad del campo es la misma que en $2z_0$, pero que ha pasado de ser transversal a vertical, puesto que se espera una configuración de líneas abiertas en el halo. La densidad del gas ionizado y la presión de los rayos cósmicos se tomará la misma que en $2z_0$.

Con todo esto ya estaremos en disposición de estudiar la estructura vertical del halo o corona, a saber, los perfiles de presión y densidad del gas ionizado, del campo magnético, de los rayos cósmicos y de las ondas de Alfvén. Para este fin usaremos las ecuaciones hidromagnéticas del viento galáctico que se dan en la próxima sección. A z grandes ($z > 5$ kpc) las líneas de campo magnético se irían abriendo hasta conseguir simetría esférica a alturas del orden de 15 kpc, y se conectarían con las líneas del campo intergaláctico ($< 1 \mu G$) si suponemos como hemos visto en la sección (5.4.5) que el campo galáctico se forma a partir del intergaláctico. Los rayos cósmicos se tratan como un plasma enrarecido y que, por lo menos en la vecindad solar, se acoplan eficientemente al gas interestelar y al campo magnético. No es difícil imaginar que aparecerá una componente extensa para el campo magnético hasta alturas muy grandes. Por lo menos para un cierto número de galaxias se han visto estos halos.

Las observaciones de algunas galaxias vistas de perfil revelan la existencia de algo análogo a un disco grueso en emisión de radio, que se extiende del orden de 10 veces la altura del disco óptico. Tales medidas muestran una componente del campo magnético perpendicular al disco como por ejemplo NGC 4631 (Hummel et al. 1988) y NGC 891 (Hummel et al. 1991). En el caso extremo de NGC 4631 la intensidad del campo medio a 6 kpc de altura es alrededor de $3.5 \mu G$, y está altamente ordenado. Todavía no se conoce el mecanismo que produce estos halos. Para algunas, los tamaños encajarían con un modelo de emersión de líneas del disco al halo por inestabilidades de Parker.

Nos planteamos si en estas galaxias con halos con radiación sincrotrón extendidos, la configuración estacionaria en la dirección z es más compleja. Cabría la posibilidad de que para este tipo de galaxias se pudiera eliminar la necesidad de materia oscura por el campo magnético y a la vez se diera una explicación del inflado de líneas y la aparición de viento galáctico.

No pretendemos más que una primera aproximación a la dinámica del halo, esto es, estimar los valores típicos del viento y de la pérdida de masa. Como la detección de estos halos extendidos no sólo depende de la intensidad del campo magnético sino que también depende de la densidad de electrones relativistas en el medio, se podría llegar a suponer que todas las galaxias tienen un halo o corona extensa que albergaría estos campos ordenados. Es prematuro todavía decidirse por esta posibilidad. Nos conformaremos con reproducir los valores y perfiles que se observan para aquellas galaxias fuerte emisoras en el radio-continuo. En la sección (5.5.1.1) discutiremos qué galaxias son las mejores candidatas para que se puedan dar todas las hipótesis que deberemos hacer.

5.5.1 Ecuaciones magnetohidrodinámicas

El estudio de los vientos se hace a partir de las ecuaciones magnetohidrodinámicas. Se podrían originar vientos térmicos en galaxias con núcleos activos, pero si se incluyen los rayos cósmicos se podrían dar flujos supersónicos (Breitschwerdt, McKenzie & Volk 1987a,b). Veamos el papel que juegan los rayos cósmicos.

Por encima de varios kiloparsecs el campo magnético estará caracterizado por líneas abiertas producidas por remanentes de supernovas y superburbujas de gas y campo que ascienden, se rompen y se diluyen en el halo. También se espera que el gradiente de la presión de los rayos cósmicos, que son constantemente producidos en el disco galáctico, y que son acelerados por los remanentes de supernovas, actúe sobre el gas produciendo un flujo a lo largo de las líneas de campo. El campo no sólo se modifica por movimiento del gas, sino también por las ondas de Alfvén que son excitadas por el scattering de partículas energéticas por fluctuaciones del campo, y que se propagan también en la dirección del campo magnético medio. Ya que las densidades de energía del plasma, rayos cósmicos y del campo magnético son del mismo orden (eg. Ginzburg & Ptuskin 1985) el acoplamiento de éstos se debe tratar de una manera autoconsistente, conduciéndonos a un problema no lineal.

McKenzie & Völk (1982) tomaron momentos en la ecuación de Boltzman de los rayos cósmicos para deducir las ecuaciones hidrodinámicas modificadas. De allí se deducen las ecuaciones que describen la dinámica del halo y que expresamos en lo que sigue de acuerdo con Breitschwerdt et al. (1991):

- 1) Las ecuaciones de balance de masa, momento y energía:

$$\vec{\nabla}(\rho\vec{v}) = q \quad (5.73)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = -\rho \vec{\nabla} \phi + \vec{m} \quad (5.74)$$

$$\vec{\nabla} \vec{S} = \rho \vec{v} \cdot (-\vec{\nabla} \phi + \vec{m}) + \epsilon \quad (5.75)$$

donde

$$\vec{M} = \rho \vec{v} \otimes \vec{v} + \left(P_g + P_{RC} + \frac{\langle (\delta B)^2 \rangle}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{I} - \frac{\vec{B} \otimes \vec{B}}{4\pi} \quad (5.76)$$

$$\begin{aligned} \vec{S} = \rho \vec{v} \left(\frac{1}{2} v^2 + \frac{\gamma_g}{\gamma_g - 1} \frac{P_g}{\rho} \right) + \frac{1}{\gamma_g - 1} \left(\gamma_c P_{RC} (\vec{v} + \vec{v}_A) - \bar{\kappa} \vec{\nabla} P_{RC} \right) \\ + \frac{\langle (\delta B)^2 \rangle}{4\pi} \left(\frac{3}{2} \vec{v} + \vec{v}_A \right) \end{aligned} \quad (5.77)$$

donde P_g , ρ , \vec{v} , y γ_g denotan la presión, densidad de masa, velocidad e índice adiabático (5/3 para el gas monoatómico) del gas térmico, ϕ es el potencial gravitatorio, P_{RC} , γ_c , y $\bar{\kappa}$ es la presión, índice adiabático (4/3 para el caso ultra-relativista) y el coeficiente de difusión medio para los rayos cósmicos, respectivamente; \vec{B} es el campo magnético y $\langle (\delta B)^2 \rangle$ es el cuadrado de la amplitud de las fluctuaciones del campo, y por lo tanto, la presión de las ondas de Alfvén vendrá dada por:

$$P_w = \frac{\langle (\delta B)^2 \rangle}{8\pi} \quad (5.78)$$

y la velocidad de Alfvén, \vec{v}_A ,

$$\vec{v}_A = \sqrt{\frac{|\vec{B}|}{4\pi\rho} \frac{\vec{B} \cdot \vec{\nabla} P_{RC}}{|\vec{\nabla} P_{RC} \cdot \vec{B}|}} \quad (5.79)$$

q , m , ϵ son las fuentes o sumideros de masa, momento y energía, respectivamente.

2) El balance de energía de los rayos cósmicos que describen los efectos de convección y difusión de los rayos cósmicos en un medio con scattering, que se propaguen en la misma dirección que las ondas de Alfvén:

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\gamma_c}{\gamma_c - 1} (\vec{v} + \vec{v}_A) P_{RC} - \frac{\bar{\kappa}}{\gamma_c - 1} \vec{\nabla} P_{RC} \right) = (\vec{v} + \vec{v}_A) \cdot \vec{\nabla} P_{RC} + Q \quad (5.80)$$

3) Balance de energía para las ondas de Alfvén

$$\vec{\nabla} (P_w (3\vec{v} + 2\vec{v}_A)) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla} P_w - \vec{v}_A \cdot \vec{\nabla} P_{RC} + L \quad (5.81)$$

siendo L las fuentes de energía de las fluctuaciones del campo.

Tomaremos $q = m = \epsilon = Q = L = 0$ y supondremos un fuerte acoplamiento entre los rayos cósmicos y el gas vía las ondas de Alfvén, de tal manera que la difusión de los

rayos cósmicos sea despreciable a la deriva de Alfvén y a la convección ($\bar{\kappa} = 0$). Las ecuaciones (5.73)-(5.81) no consideran ningún efecto de torsión del campo magnético que se supone que en el disco está anclado y que a partir del nivel de referencia la velocidad del flujo es paralela a las líneas del campo magnético. Despreciaremos los movimientos en el nivel de referencia debidos a la rotación. Por encima de la altura de referencia la única componente relevante del campo magnético es la B_z , que de acuerdo con Breitschwerdt et al. (1991) la describiremos con un tubo de flujo de area $A(z)$. Con todas estas aproximaciones las ecuaciones se pueden reescribir de forma más sencilla:

$$\rho v A = \text{const} \quad (5.82)$$

$$\frac{dP_g}{dz} = \gamma_g \frac{P_g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \quad (5.83)$$

$$\frac{dP_{RC}}{dz} = \gamma_c \frac{P_{RC}}{\rho} \left(\frac{M_A + 1/2}{M_A + 1} \right) \frac{d\rho}{dz} \quad (5.84)$$

$$\frac{dP_w}{dz} = \frac{1}{2(M_A + 1)} \left[(3M_A + 1) \frac{P_w}{\rho} \frac{d\rho}{dz} - \frac{dP_{RC}}{dz} \right] \quad (5.85)$$

Además se tiene una ecuación para el viento cuya expresión es:

$$\frac{1}{v} (v^2 - c_*^2) \frac{dv}{dz} = c_*^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dz} - g(z) \quad (5.86)$$

con c_* la velocidad del sonido generalizada y viene dada por:

$$c_*^2 = \gamma_g \frac{P_g}{\rho} \frac{(M_A + 1/2)^2}{(M_A + 1)^2} + \frac{P_w}{\rho} \frac{3M_A + 1}{2(M_A + 1)} \quad (5.87)$$

En estas expresiones aparece el número de Mach de Alfvén, M_A , cuya definición es:

$$M_A \equiv \left| \frac{v_z}{v_{Az}} \right| \quad (5.88)$$

Estas ecuaciones se pueden integrar y expresarlas en función de la densidad del gas ionizado y del número de Mach de Alfvén, M_A :

$$P_g = P_{g0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_g} \quad (5.89)$$

$$M_A = M_{A0} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5.90)$$

$$P_{RC} = P_{RC0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \frac{(1 + M_{A0})}{(1 + M_A)} \frac{M_A}{M_{A0}} \right)^{\gamma_c} \quad (5.91)$$

$$P_w = \frac{\gamma_c}{2(\gamma_c - 1)} \frac{1}{M_A + 1} \left(\frac{\rho (1 + M_{A0})}{\rho_0 (1 + M_A)} \frac{M_A}{M_{A0}} P_{RC0} - P_{RC} \right) \quad (5.92)$$

$$c_*^2 = \gamma_g \frac{P_g}{\rho} + \gamma_c \frac{P_c (M_A + 1/2)}{\rho (M_A + 1)^2} + \frac{P_w}{\rho} \frac{3M_A + 1}{2(M_A + 1)} \quad (5.93)$$

$$v = \left(-2 \int_{z_0}^z c_*^2 \frac{\partial_z \rho}{\rho} dz + 2\phi(z) - 2\phi_0 \right)^{1/2} \quad (5.94)$$

En la ecuación (5.90) está contenida la ecuación de continuidad. En las ecuaciones anteriores, si imponemos un perfil de densidad o de tubos de líneas de campo, sólo quedarán tres parámetros libres P_{g0} , M_{A0} y P_{RC0} . Breitschwerdt et al. (1991) calcularon el viento admitiendo que el flujo se podía describir con líneas localmente abiertas de la forma:

$$A(z) = A_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right) \quad (5.95)$$

Dada la forma de las ecuaciones (5.89)-(5.94) es más fácil calcular las soluciones de viento si se da el perfil de densidad del gas ionizado. La fijación de los 3 parámetros señalados anteriormente se puede hacer a partir de las observaciones de galaxias vistas de perfil con la condición de que exista flujo en el punto crítico, $M = 1$, siendo M el número de Mach, es decir, el cociente entre la velocidad del gas y la del sonido.

Breitschwerdt et al. (1991) están interesados principalmente en el ritmo de pérdida de masa debida al viento galáctico, por eso imponen condiciones a distancias muy grandes (por encima de 15 kpc), y estudian el comportamiento asintótico del campo. En nuestro caso, es más ilustrativo recorrer el espacio de parámetros con el fin de constatar si existe alguna solución plausible. Conocida la presión del gas a la altura de referencia que se deduce de imponer equilibrio en el disco fino y para una determinada temperatura sabremos su densidad. Barreremos los parámetros del halo (altura y presión en el nivel de referencia) y nos quedaremos con aquellos valores que produzcan solución de viento.

Para hacer este estudio hemos elegido la galaxia NGC 253 por las razones que describiremos en la siguiente sección. Aunque se puede encontrar una discusión en el artículo de Breitschwerdt et al. sobre la dependencia de los resultados según los parámetros, debería realizarse un estudio exhaustivo encaminado a determinar si existe algún rango de valores permitidos por las observaciones para alguna galaxia. Este trabajo se está realizando en estos momentos.

En principio, pensamos que NGC 253 debe ser una de las candidatas en que la alternativa magnética tuviera menos inconvenientes. Para esta galaxia hemos buscado la

solución de viento que dé valores para la altura del halo y del ritmo de pérdida de masa en un rango de valores aceptable. Hemos calculado el viento a una distancia galactocéntrica de 8.5 kpc . Para que tuviéramos una escala de alturas del halo de $\sim 4 \text{ kpc}$, densidades de $n_h \sim 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ y $T \sim 10^5 \text{ K}$, necesitaríamos tener en el nivel de referencia un campo magnético máximo de $\sim 5 \mu\text{G}$ (suponiendo equipartición entre la presión magnética y la de rayos cósmicos) para que la pérdida de masa por unidad de area y de tiempo fuera de $\sim 0.5 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Esta pérdida de masa es razonable porque en las partes de fuera el potencial gravitatorio que liga al gas es pequeño. Pero desafortunadamente, para que se pueda reproducir la curva de rotación sin materia oscura y con campos magnéticos del orden de $5 \mu\text{G}$ se necesitan escalas de alturas para el disco neutro por encima de 1 kpc a lo largo de toda la galaxia. Si bien la altura del disco en las partes externas de las galaxias es de difícil determinación, este valor para las zonas internas no se corresponde con los valores que se observan en las galaxias vistas de perfil. Una forma de aliviar el problema sería disminuir la presión de los rayos cósmicos, pero se sigue sin resolver el problema (escala de alturas mayores a 0.5 kpc).

Aunque -como ya hemos dicho- estos resultados todavía son previos, todo apunta a que los valores que se deducen siguen siendo de difícil credibilidad como para que pueda existir una configuración estacionaria en la dirección z en discos soportados por el campo magnético. Incorporando toda la física de los rayos cósmicos y de la producción de ondas de Alfvén se alivia parcialmente el problema de equilibrio, pero sigue existiendo. Aunque para alguna galaxia se encontraran unos parámetros para el disco y el halo aceptables, la imposibilidad de conseguirlo para todas hace que no pueda ser una auténtica alternativa a la materia oscura. Pensamos que para las galaxias enanas la situación puede ser todavía menos halagüeña puesto que los valores de campo magnético que se necesitan son similares a los de las galaxias más luminosas y, sin embargo, la escala de alturas del halo debe ser del tamaño del radio de la galaxia. Esto hace que sea más difícil conseguir el equilibrio para estas galaxias. Proponemos que se debe realizar el estudio de la configuración vertical para estas galaxias.

5.5.1.1 Selección de la galaxia. NGC 253

La galaxia en cuestión debe satisfacer una serie de criterios sobre la dinámica del gas para estar seguros de que el gas es un buen trazador de la fuerza radial. En 1991, Begeman, Broeils, & Sanders buscaron una muestra de galaxias según un criterio riguroso con el

cual debatir la cuestión abierta de la verosimilitud de la hipótesis MOND. El criterio que ellos propusieron fue el siguiente:

- Que la curva de rotación medida en 21 cm se extendiera más allá del disco óptico por lo menos 8 veces la escala radial del disco.
- Que las observaciones fueran hechas en interferómetros multielemento para mayor resolución, y que las galaxias estuvieran razonablemente cerca (corrimiento al rojo $< 2000 \text{ km/s}$).
- Que las galaxias estén relativamente aisladas.
- El gas esté distribuido suavemente y sin asimetrías a gran escala para asegurarse de que el movimiento es circular.
- Campo de velocidades suave y simétrico (diferencia entre los lados opuestos menor a 10 %).
- Que las galaxias estén muy inclinadas (ángulo mayor de 50 grados) para que los warps no afecten demasiado a la curva de rotación deducida, pero no tanto como para que se pierda precisión en la distribución del gas.
- Gran precisión fotométrica para determinar el potencial gravitatorio de la masa luminosa.

De aproximadamente 30 galaxias con medidas de la curva de rotación del HI, 10 cumplen este criterio.

Con el fin de poder comparar lo ideal sería tomar una de ellas que fuera fuerte emisora en el radio-continuo, y otra que careciera de emisión. Sin embargo, no se ha detectado fuerte emisión sincrotrón en ninguna de las diez. Puesto que para nuestro estudio no necesitamos tanta finura como la que se requería para contrastar la hipótesis MOND, relajaremos alguna condición.

Esta condición va a ser la de aislamiento. Permitiremos que esté dentro de un grupo de galaxias siempre y cuando estén suficientemente separadas como para que no sufran efectos destacables por la interacción gravitatoria. Una galaxia, por lo menos, satisface todas estas condiciones dinámicas (Puche & Carignan 1991) y además se observa un campo magnético a gran altura sobre el disco (Carilli et al. 1992), es NGC 253.

NGC 253 es una de las cinco galaxias del grupo del Escultor, la vemos con una inclinación de 80 grados, es del tipo SAB(s)c y tiene una masa de hidrógeno neutro de $\sim 1.1 \times 10^9 M_{\odot}$. Para esta galaxia estudiamos la dinámica del halo o corona (sección (5.5.1)). En longitudes de ondas de radio, esta galaxia presenta un halo de una altura de casi 10 *kpc* y una intensidad del campo magnético de $2 \mu G$, además de muchos lóbulos y filamentos que salen perpendiculares al disco. El alineamiento de los filamentos con los vectores proyectados del campo magnético podrían ser indicios del flujo de gas hacia afuera. Vemos que para NGC 253, los resultados que obtuvimos de viento se ajustan bastante bien a las observaciones pero con un disco de casi 1 *kpc*.

5.6 Discusión

Si a finales de los años 70 cuando se empezaron a medir las primeras curvas de rotación en la línea de 21 *cm* se hubiera pensado en el campo magnético para explicar las curvas de rotación, con toda seguridad se hubieran desarrollado modelos ingeniosos sobre el equilibrio en la dirección z . Quizás habríamos vivido una época en que la hipótesis de materia oscura hubiera tenido que ir ganando espacio a la hipótesis magnética. Con las observaciones de que disponemos actualmente sobre el disco en las partes más externas de las galaxias y sobre los posibles valores del campo magnético ordenado, la alternativa magnética exige que se den condiciones poco plausibles. El principal problema es que se necesitan campos magnéticos ordenados muy intensos en las zonas externas. Tales campos sólo se podrían generar si tuvieran un origen primordial como hemos discutido en la sección (5.4.5). Aún con este mecanismo, es muy difícil explicar campos mayores a $3 \mu G$, y recordemos que se necesitan campos típicamente del orden de 3 veces este valor para explicar las curvas de rotación. Aunque se pueden conseguir situaciones de equilibrio en la dirección z con campos intensos (típicamente del orden de $5 \mu G$), los modelos dan valores a los parámetros libres en el límite de lo aceptable. Todo apunta a que para valores del campo de $10 \mu G$ en las zonas externas de la galaxia (lo que significa un factor 4 en la presión) las magnitudes físicas están fuera de lo verosímil. Pero es lícito preguntarse si existe algún tipo de galaxias para las que el campo magnético pudiera tener un papel dinámico relevante hasta el punto de que no hiciera falta materia oscura. Por supuesto estos candidatos serían las radio-galaxias. O visto desde otro punto; ¿son las galaxias más deficientes en materia oscura las que se transforman en radio galaxias?

Otra pregunta que surge es: si el campo magnético modifica la curva de rotación,

hasta qué punto está determinada la masa, y el radio del core del halo oscuro. ¿Son significativos los parámetros del halo que se han obtenido a partir de la descomposición en diferentes contribuciones de los modelos de masas? ¿Hemos añadido un nuevo parámetro libre con el que poder ajustar las curvas de rotación?

En la próxima sección avanzaremos en todas estas cuestiones que quedan abiertas. Para ello haremos un giro en el enfoque que estábamos dando al problema. En vez de calcular el campo magnético necesario para dar cuenta de la curva de rotación, daremos una ley para el perfil del campo magnético y calcularemos qué curva de rotación se tendría incluido un halo oscuro. Así pues, construiremos modelos combinados de halos de materia oscura y de campos magnéticos de tal manera que no exista ninguno de los inconvenientes que presenta la alternativa magnética.

5.7 Modelos mixtos de halos oscuros y campos magnéticos

5.7.1 Introducción

Una gran parte de la discusión se ha basado en buscar una configuración de equilibrio del disco en la dirección vertical. Esta cuestión no tiene todavía una solución convincente, pero además, hemos apuntado otras dificultades. No es fácil entender cómo se pueden generar esos campos tan intensos. Si se admite que el campo magnético en el círculo solar es de $3 - 5 \mu G$, no hay razón física para que aumente un factor 3 hasta $20 kpc$.

Supongamos que las galaxias poseen halos de materia oscura y volvamos a retomar la idea de que algunas propiedades de la curva de rotación de HI que no explica la hipótesis de materia oscura, puedan tener un origen magnetohidrodinámico. Como hemos enfatizado en este trabajo (en particular en la sección (3.5)) estas propiedades son básicamente la conspiración halo-disco, la constancia en la relación entre las densidades entre HI-materia oscura (relación de Bosma), la relación Tully-Fisher y la correlación entre la pendiente de la curva de rotación y la morfología (por lo menos para galaxias con $v < 180 km/s$).

Algunas teorías proponen que estas propiedades delimitan las condiciones iniciales en que se dio la formación de las galaxias. Otras intentan conectar estas propiedades con la naturaleza de la materia oscura. Saio & Yoshii (1990) fueron los primeros en proponer que la conspiración halo-disco podría tener un origen magnetohidrodinámico. Nosotros estudiaremos si estas propiedades pueden tener un origen magnético.

Para evitar los problemas que tenía la alternativa magnética impondremos que el campo magnético no sea más intenso que $\sim 2\mu G$ en las partes externas. Esta condición es suficiente para asegurarnos que se puede conseguir equilibrio en la dirección vertical y que se pueden generar o por efecto dinamo o por enrollamiento del campo intergaláctico, o por cualquiera de los otros mecanismos propuestos en la literatura.

En este punto es interesante comenzar por los éxitos de la otra teoría alternativa MOND. Esta teoría tiene la capacidad de explicar hechos fenomenológicos que no explica la teoría convencional de los halos de materia oscura. Esa es la razón por la que se sigue trabajando en teorías modificadas de la gravedad.

5.7.2 MOND versus materia oscura

Aunque la teoría MOND sigue sin ser aceptada por la comunidad científica, es capaz de justificar de forma natural algunos hechos que los modelos de materia oscura acolisional no son capaces de hacer. Veamos en qué se basa la teoría MOND y cuáles son sus ventajas en relación a las curvas de rotación de las galaxias espirales.

Milgrom (1983) propuso una fórmula que modificaba la ley de Newton para pequeñas aceleraciones de la forma siguiente. La aceleración gravitatoria real, \vec{g} , está relacionada con la de Newton, \vec{g}_N , a través de:

$$\mu\left(\frac{g}{a_0}\right) \vec{g} = \vec{g}_N \quad (5.96)$$

donde a_0 es la aceleración crítica y $\mu(x)$ es una función con un comportamiento asintótico tal que así: $\mu(x) = 1$ para $x \gg 1$; $\mu(x) = x$ para $x \ll 1$.

Aunque la forma exacta de $\mu(x)$ no se puede especificar, Kent (1987) y Milgrom (1988) toman:

$$\mu(x) = x(1 + x^2)^{-1/2} \quad (5.97)$$

De estas ecuaciones es evidente que la curva de rotación asociada a una masa M en el régimen de bajas aceleraciones es $V^4 = GMa_0$. La curva de rotación observada se ajusta con un programa de mínimos cuadrados donde g_N se determina a partir de la distribución de la masa observada. Al igual que ocurría en los modelos de masas con un halo de materia oscura, la relación M/L sigue siendo un parámetro libre.

Aunque el parámetro a_0 debería ser universal para todas las galaxias, se toma libre y se ve si es o no universal a posteriori. Además, la distancia de la galaxia en cuestión, que entra en el cálculo de \vec{g}_N y es un parámetro importante en las galaxias ricas en gas,

también se puede considerar libre dentro de un cierto rango debido a las incertidumbres observacionales. Así pues, aunque MOND intrínsecamente sólo tiene un parámetro libre (la relación M/L), en la práctica puede tener hasta 3 (a_0 , M/L , d).

Uno de los principales inconvenientes de la teoría MOND es que no está fundamentada en el marco de las teorías de relatividad general en el límite de campo muy débil. De hecho, sufre anomalías de causalidad y estabilidad (Bekenstein & Milgrom 1984; Bekenstein 1988, 1990; Sanders 1990), y por lo tanto, el estudio de las implicaciones en cosmología no se puede realizar. Ha habido otros intentos de modificar la ley de Newton al tomar el límite de la métrica conforme, pero los ajustes a las curvas de rotación no son tan buenos como los de MOND (Mannheim 1993; Soares 1996). Recientemente, Buote & Canizares (1994) a partir de observaciones de una galaxia elíptica en rayos X llegan a la conclusión que MOND no puede explicar el achatamiento de las isofotas sin materia oscura. Por otro lado, Gerhard & Spergel (1992) aseguran que las teorías modificadas de la gravedad no podrán explicar nunca relaciones M/L de 5 en Fornax y de 100 en Draco y Osa Menor, con las mismas escalas.

A pesar de estos inconvenientes, la teoría MOND es capaz de explicar satisfactoriamente varios aspectos ya mencionados. En primer lugar, la conspiración halo-disco se da de forma natural como se deduce de la ecuación (5.96). No existe el problema de la conspiración entre parámetros para dar una curva de rotación plana como ocurre en los modelos halo-disco. Además es capaz de explicar la relación de Tully-Fisher (Sanders 1990), así como la relación Faber-Jackson para cúmulos ricos de galaxias (Sanders 1994).

Las simulaciones de Griv & Zhytmikov (1995) de discos con interacciones no Newtonianas también predicen una distribución exponencial de la densidad del disco, y confirman la aparición de estructuras de varios brazos. Christodoulou (1991) obtuvo una importante conclusión sobre la estabilidad de los discos: los discos con MOND son más estables frente a perturbaciones locales que con la interacción Newtoniana. Es importante porque de no ser así volvería a surgir el problema de Ostriker & Peebles (1973) sobre la estabilidad de los discos.

No es difícil imaginar que la teoría MOND ha sufrido y está sufriendo un duro examen en todos sus puntos más controvertidos. La teoría MOND tiene la ventaja de que se pueden diseñar maneras de comprobar su validez puesto que fijada la aceleración crítica sólo depende de la distribución de masa observada, mientras que en los modelos de materia oscura tienen mayor flexibilidad.

Kent (1986, 1987) comparó los diferentes ajustes de los modelos halo-disco con los de MOND y concluyó que los ajustes MOND con dos parámetros libres (M/L , a_0) eran tan buenos como los ajustes halo-disco con tres parámetros libres (M/L , σ_h , r_c). Sin embargo, encuentra una gran variación para el valor de a_0 hasta de un factor 5 en su muestra.

Milgrom (1988) criticó este análisis porque en la muestra de Kent había curvas de rotación muy asimétricas y porque no había incluido la fuerza gravitatoria creada por la distribución de gas que en algunas galaxias podría ser importante. Milgrom recalculó las curvas de rotación con a_0 fijo y reprodujo bastante bien la mayoría de las curvas.

Lake (1989) retomó la idea propuesta por Milgrom & Braun (1988) en la que se proponía a las galaxias de baja masa y ricas en gas como los sistemas ideales para comprobar la hipótesis MOND debido a sus bajas aceleraciones y debido a que la contribución del gas al potencial gravitatorio es dominante, disminuyendo los efectos por la incertidumbre en la relación M/L de la materia visible. La cantidad de hidrógeno neutro se determina de forma directa y su renormalización sólo depende de la distancia a la galaxia que se adopte. Con una muestra de seis galaxias de baja masa, Lake comprobó de nuevo que a_0 no es una constante fundamental. La respuesta de Milgrom (1991) fue que las galaxias de la muestra de Lake tenían correcciones a la inclinación muy imprecisas, unas estimaciones de distancia dudosas y otros efectos como la existencia de barras o galaxias cercanas que hacían que los resultados no fueran convincentes.

Con el objetivo de buscar una muestra de galaxias que no tuviera ninguno de esta serie de inconvenientes, Begeman, Broeils, & Sanders (1991) propusieron un criterio estricto de selección de la muestra. Este criterio que ya lo dimos en la sección (5.5.1.1) lo satisfacen 11 galaxias. Begeman et al. comprobaron que los ajustes con modelos halo-disco para estas galaxias eran excepcionalmente buenos excepto para 3 de las galaxias enanas de baja masa.

También hicieron ajustes según la hipótesis MOND para estas galaxias. Primeramente se ajustan las curvas dejando a_0 y M/L como parámetros libres con el fin de tomar el valor de a_0 más idóneo y así volver a ajustar las curvas con a_0 fijo para todas. Se comprueba que básicamente es semejante dejar a_0 y M/L libres que dejar fijo a_0 y cambiar la distancia de la galaxia. Los ajustes MOND con un parámetro libre (M/L) y $a_0 = 1.21 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$ son especialmente buenos para las galaxias enanas ya que reproducen la forma exacta de las curvas de rotación, cuestión que los modelos halo-disco son incapaces. Este resultado

ha sido un importante punto a favor de la teoría MOND y en contra de la existencia de halos masivos alrededor de estas galaxias enanas. A este punto volveremos en una próxima sección.

Sin embargo, el ajuste MOND con un parámetro libre es pésimo para la galaxia NGC 2841. En esta galaxia, que tiene una gran velocidad de rotación ($v \sim 300 \text{ km/s}$), la aceleración centrípeta es mayor que el valor tomado para a_0 , por tanto, no existe mucha diferencia entre MOND y la curva newtoniana. Si se permite variar la distancia entonces para NGC 2841 la distancia para el ajuste óptimo es el doble que la distancia asignada. Para el resto de las galaxias la distancia MOND está dentro del 15% de la distancia de Hubble asignada.

Por ahora, salvo para la galaxia NGC 2841, no hay ningún argumento riguroso que descarte la teoría MOND a partir de los ajustes de las curvas de rotación de las galaxias espirales. Sin embargo, tampoco está aceptada por la comunidad científica. Se toma como una ley fenomenológica que es capaz de reproducir las curvas de rotación a partir de la distribución observada de estrellas y gas. Todo parece indicar que con el fin de verificar la teoría MOND habrá que recurrir a las observaciones de las galaxias elípticas en rayos X y a las distorsiones de las imágenes de las galaxias de fondo por los potenciales de los cúmulos de galaxias. De esta manera se sabrá si se necesita o no materia oscura (Sanders & Breimer 1996).

En lo que sigue propondremos que los halos de materia oscura y el campo magnético a gran escala pueden explicar toda la fenomenología de las curvas de rotación igual de bien que la teoría MOND.

5.7.3 Conspiración halo-disco

Ya hemos comentado en repetidas ocasiones que la conspiración halo-disco sugiere un origen hidrodinámico. Esta idea ya fue publicada por Saio & Yoshii (1990); atribuían a un efecto de la viscosidad turbulenta el que no se detectara la zona de transición entre la región dominada por materia luminosa y la dominada por materia oscura.

Otra forma de explicar la conspiración halo-disco es suponer que tiene un origen magnetohidrodinámico y que la amplificación del campo magnético depende de la rotación diferencial, que se satura precisamente cuando la velocidad angular va como $\Omega \sim 1/r$. Este efecto sólo sería operativo hasta una distancia radial en la que $\Delta v^2 = v_{obs}^2 - v_{tot}^2 \simeq 2500 \text{ km}^2/\text{s}^2$ típicamente. Esta condición viene de imponer que $B \leq 3 \mu\text{G}$. Se concluye

que la conspiración halo-disco podría ser fácilmente argumentada en este marco. No se puede hacer un estudio más cuantitativo porque en esa zona de transición se deberían resolver las ecuaciones de movimiento incluyendo la viscosidad turbulenta, el flujo radial, la presión magnética, las ecuaciones dinamo del campo magnético y la formación estelar. El trabajo de Saio & Yoshii nos sirve para justificar que la curva plana desde el comienzo sin zonas de transición se puede conseguir fácilmente.

5.7.4 Halos de materia oscura + campo magnético

En las próximas secciones intentaremos dar argumentos cuantitativos para demostrar que la presión radial del campo magnético en el disco de gas puede explicar la relación de Bosma y es capaz de reproducir las curvas de rotación de las galaxias enanas con la misma finura que los ajustes MOND. Con estos argumentos, intentaremos acotar de la manera más física posible cuál puede ser el papel del campo magnético en el movimiento del gas a gran escala.

5.7.4.1 Una ley fenomenológica para la distribución del campo magnético a gran escala

En la sección (5.4.4) vimos que si se calculaba el campo magnético necesario para reproducir las curvas de rotación sin materia oscura, la distribución que se obtenía no tenía ninguna justificación física; el campo crecía por un factor 3 entre 8 y 20 *kpc*. Tiene más sentido hacerlo de la manera inversa, es decir, propongamos una ley sencilla para la distribución radial del campo magnético y veamos cuál sería la curva de rotación y las propiedades que se esperarían.

Supongamos que la distribución de masa en el disco es axisimétrica y que el perfil del campo magnético dependa de variables locales. Esperaríamos que fuera más intenso allí donde hubiera más fluctuación de densidad del gas -eso ocurre, por ejemplo, en el caso de equipartición- y que también dependa de la rotación diferencial $G(r) \equiv -r \frac{d\Omega}{dr}$. Tanto en el caso de dinamo convencional como por enrollamiento del campo primordial, se espera que la intensidad del campo dependa de este parámetro, $G(r)$. Como ya sabemos, un campo de la forma $B^2 \sim B_0^2/r^2$ no ejerce tensión magnética, por lo que no afecta a la curva de rotación. Descompondremos al campo y al gas en dos contribuciones como sigue:

$$\rho(r) = \frac{\rho_{00}}{r^2} + \delta\rho \quad (5.98)$$

$$B^2(r) = \frac{B_0^2}{r^2} + \delta B^2 \quad (5.99)$$

con la siguiente prescripción:

$$\frac{d\delta B^2}{dr} = \gamma \frac{\delta \rho G}{r} \quad (5.100)$$

donde γ es una constante para cada galaxia, pero puede variar de una a otra. Aunque como ya hemos dicho anteriormente el campo depende de variables locales, la expresión (5.100) es muy general como para decantarse por un determinado mecanismo de ampliación del campo magnético. Podría buscarse justificación desde el efecto dinamo, por retorcimiento de líneas de un campo primordial, o incluso por transporte de viento desde el núcleo de la galaxia por viento. La prescripción (5.100) sólo intenta describir con el menor número de parámetros toda la fenomenología desconocida y compleja que se da en el disco para generar el campo magnético a gran escala.

En las próximas secciones vamos a ver que con esta prescripción para la distribución del campo, somos capaces de explicar la fenomenología de las curvas de rotación de las galaxias espirales.

5.7.4.2 La relación de Bosma

En 1978, Bosma estudiando las curvas de rotación en 21 *cm* para una muestra de espirales luminosas se percató de que el cociente entre la densidad superficial de materia oscura y la del gas neutro era constante en función del radio galactocéntrico a partir del radio óptico. Si tenemos en cuenta que la densidad de materia oscura se infiere sólo a partir de la curva de rotación, esto nos dice que hay una relación entre la densidad del gas y la forma de la curva de rotación, de tal manera que la curva observada se ajusta mejor si la contribución del potencial del gas se multiplica por un factor de escala.

Ahora ya son muchas las galaxias que muestran este comportamiento y no sólo las espirales gigantes, también para las galaxias enanas se encuentra que cumplen la misma relación (Sánchez-Salcedo 1996). Las galaxias espirales enanas tienen mucho interés por varios motivos que algunos ya hemos mencionado en la sección anterior y que discutiremos más profundamente en la sección (5.7.4.3).

Una posible explicación, que acarrea importantes consecuencias, es que si la materia oscura es bariónica, disiparía de forma paralela al gas visible y por eso tendrían perfiles parecidos. Aunque esta explicación podría ser válida para las galaxias espirales gigantes, no es suficiente para las galaxias enanas. Pero tampoco es plenamente satisfactoria para

las primeras porque la densidad del gas varía a lo largo de la vida de la galaxia porque se pierde para formar estrellas. No se esperaría que el cociente materia oscura-gas fuera constante en función del tiempo. Pfenniger et al. (1994) retomaron la idea de que la materia oscura es bariónica y propusieron que estaba en forma de gas difuso en una distribución de disco y que además serviría como reservorio de gas para formar estrellas.

Como vemos, la relación de Bosma estaría en contra de la idea clásica de halos de materia oscura acolisional.

Incluyamos ahora un campo magnético de la forma (5.100). Si calculamos la velocidad de rotación para las galaxias espirales luminosas, para ellas se puede tomar $G(r) = \frac{v_c}{r} + \delta G(r)$, y la fuerza radial asociado con la tensión magnética vendrá dada por:

$$\begin{aligned} F_r(r) &= \frac{\gamma}{\rho_{00}} \left(1 + \frac{\delta\rho}{\rho_{00}} r^2\right)^{-1} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \int \frac{\delta\rho(r)}{r} \left[\frac{v_c}{r} + \delta G(r)\right] dr \\ &= \frac{2v_c\gamma}{\rho_{00}} \left(1 + \frac{\delta\rho}{\rho_{00}} r^2\right)^{-1} r \int \frac{\delta\rho}{r^2} dr + \frac{v_c\gamma}{\rho_{00}} \left(1 + \frac{\delta\rho}{\rho_{00}} r^2\right)^{-1} \delta\rho. \end{aligned} \quad (5.101)$$

Para estas galaxias es suficiente hacer la aproximación:

$$r \int \frac{\delta\rho}{r^2} dr \simeq \frac{1}{r^2} \int \delta\rho r dr = \frac{1}{4\pi G_N h} \frac{\partial \delta\phi_g}{\partial r}, \quad (5.102)$$

que tiene un error de $O\left(\frac{\Delta r}{r}\right)$, donde Δr es la escala de variación típica de $\delta\rho$. Como siempre h es la escala de alturas del disco y $\delta\phi_g$ es el potencial gravitatorio generado por $\delta\rho$. Y si hacemos uso de que $\delta\rho \ll \rho_0$, encontramos una expresión sencilla para velocidad de rotación:

$$\frac{v_\phi^2(r)}{r} \simeq \frac{v_c}{\rho_{00}} \left(\gamma' \frac{\partial \delta\phi_g}{\partial r} + \gamma \delta\rho \right) + \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (5.103)$$

con

$$\gamma' = \frac{\gamma}{2\pi G_N h}, \quad (5.104)$$

siendo ϕ el potencial gravitatorio total y G_N la constante universal de Newton (para distinguirla de la rotación diferencial G). Como vemos en la ecuación (5.103) el término magnético hace que sea mayor la contribución al potencial proveniente del gas en la velocidad de rotación. Por lo tanto, no es necesario que en realidad la densidad de la materia oscura sea proporcional a la densidad del gas, sino que puede ser un efecto magnetohidrodinámico; no se puede concluir que la materia oscura deba ser bariónica.

Hemos comprobado con un cálculo sencillo que podemos reproducir la relación de Bosma con una prescripción para la distribución del campo magnético razonable. Para

convencernos de la robustez del modelo calcularemos la curva de rotación de una galaxia enana a partir de la prescripción (5.100) para el campo. Esto lo haremos en el siguiente apartado.

5.7.4.3 Las curvas de rotación de las galaxias enanas

5.7.4.3.1 MOND y las galaxias enanas

Ya hemos comentado que las galaxias enanas o de bajo brillo son especiales para comprobar cualquier especulación que se haga sobre el problema de la materia oscura por varias razones. En primer lugar, estos sistemas están dominados por los halos de materia oscura desde el centro, los cuales se aproximan muy bien por perfiles isoterms. De este hecho Burkert (1995) concluyó que la materia oscura debería ser bariónica. Por otro lado, en estas galaxias, la contribución al potencial gravitatorio del gas puede llegar a ser incluso superior que la del disco estelar. Esto hace que la incertidumbre M/L del disco sea menos relevante. Pero lo más curioso de estos sistemas es que la curva de rotación es una versión a escala de la curva de rotación que daría el gas únicamente. Es decir, se verifica la relación de Bosma pero en su forma más espectacular ya que hay que tener en cuenta que las curvas de rotación de las galaxias enanas presentan irregularidades muy marcadas. Broeils (1992a) verificó para una muestra amplia de galaxias espirales de todo tipo que el mejor ajuste de la curva de rotación se conseguía reescalando la contribución del gas. Este hecho hace que si se deja la distancia a la galaxia como un parámetro ajustable, los modelos halo-disco pueden reproducir las irregularidades en la curva de rotación ya que se aumenta la contribución del gas al potencial si a la galaxia se le asigna mayor distancia. Sin embargo, para estos ajustes se necesitan distancias extraordinariamente grandes (Broeils 1992b). Si el ajuste se hace con las distancias de Hubble asignadas a cada galaxia, las curvas de los modelos halo-disco no reproducen las irregularidades porque los halos que se necesitan son tan masivos que diluyen las fluctuaciones de la curva de rotación. Este hecho parece indicar que estas galaxias enanas no pueden albergar halos oscuros masivos no disipativos.

En este aspecto, la teoría MOND ganó un punto a su favor ya que los ajustes MOND son capaces de reproducir la forma de la curva de rotación con detalle.

Por lo que a nosotros respecta, estas galaxias nos servirán para comprobar cuantitativamente la validez de la prescripción para el campo magnético que hemos dado, porque estas galaxias presentan grandes fluctuaciones en la densidad del gas y en la curva de

rotación. Para ello elijeremos la galaxia enana NGC 1560 que es una de las que satisface el criterio de Begeman, Broeils, & Sanders (1991) y es la que MOND ajusta con una buena finura, al contrario que los modelos halo-disco.

5.7.4.3.2 La galaxia NGC 1560

No son muchas las galaxias espirales enanas que se encuentran. Ya hemos ido señalando a lo largo de todo el trabajo que para analizar un supuesto efecto en la curva de rotación, la galaxia debe satisfacer una serie de condiciones para eliminar cualquier otro efecto que complique la dinámica del gas, como fuerzas externas por galaxias vecinas, movimientos no circulares, barras o warps. Por ejemplo, de las seis galaxias de la muestra que usó Lake (1989) para desbancar la teoría MOND, sólo una satisface esas condiciones.

Como ya hemos dicho, las galaxias enanas son las ideales para investigar cualquier hipótesis que se haga sobre las alternativas a la materia oscura o modificaciones a la existencia de un halo de materia oscura alrededor. Sólomente se tienen datos de alta calidad de las curvas de rotación para cinco galaxias regulares enanas ($M_B > -17$), que son NGC 2259, DDO 154, DDO 170, NGC 1560 y NGC 3109. Todas ellas satisfacen el criterio de Begeman, Broeils, & Sanders (1991). Hemos elegido para hacer el estudio a NGC 1560 por ser la más espectacular.

NGC 1560 es una galaxia enana de bajo brillo superficial de tipo Sd y magnitud absoluta $M_B = -15.87$. Se le asigna una distancia entre $2.9 Mpc$ (Bottinelli et al. 1984) y $3.7 Mpc$ (Sandage 1988) para una constante de Hubble de $75 km s^{-1} Mpc^{-1}$. Esta galaxia presenta una gran extensión angular del HI. Broeils (1992b) observó esta galaxia en $21 cm$ con el interferómetro multielemento Westerbork Synthesis Radio Telescope y ópticamente con el telescopio Isaac Newton de La Palma.

El perfil de luminosidad se puede ajustar con un disco exponencial con una escala de longitud de $1.3 kpc$ para una distancia de la galaxia de $3 Mpc$. La integral de flujo en HI corresponde a una masa de $8.2 \times 10^8 M_\odot$ (de HI). El disco de hidrógeno se extiende aproximadamente hasta dos veces el radio de la isofota 25 (6.6 escalas del disco óptico). La densidad superficial es bastante simétrica respecto al centro.

Broeils dedujo la curva de rotación siguiendo el método de Begeman (1989). La diferencia en la velocidad de rotación entre los dos lados es menor de $\sim 5 km/s$ y sólo hay una diferencia de hasta $10 km/s$ entre 3 y $5 kpc$ del centro galáctico que podría ser un indicio de movimiento no circular (del orden de pocos km/s) inducidos tal vez por

la presencia de brazos espirales. Del análisis de Broeils se concluye que la cinemática de NGC 1560 viene descrita por una rotación circular. En la figura (5.4) podemos ver la forma tan peculiar que tiene la curva de rotación con varios altibajos. La velocidad circular del hidrógeno neutro en el último punto medido es de $\sim 80 \text{ km/s}$. La relación M/L global es ~ 35 , mayor que el valor medio encontrado para las galaxias de tipo Sb y Sc que es $\sim 15 - 20$ (van Albada & Sancisi 1986). Vemos que la curva de rotación tiende a ser ascendente en la parte final, lo cual parece ser una característica general de las galaxias de baja masa. Con el ajuste disco-halo y solución de disco máximo, la discrepancia en masa es notable a partir de 2 kpc , es decir, bastante adentro del radio óptico.

Broeils hizo varios ajustes halo-disco con diferentes M/L para el disco. La descomposición de masas a partir de la curva de rotación no determina de manera precisa los valores de los parámetros del halo. El mejor ajuste está muy cerca de los valores para la solución de disco máximo. Sin embargo, aunque se puede ajustar la curva de rotación relativamente bien con un modelo halo-disco, no se reproduce la forma exacta de la curva de rotación. Como ya hemos dicho, se da el fenómeno de que la curva de rotación total observada sigue perfectamente la curva de rotación que crearía el gas por sí solo. Este hecho hace que si se deja la distancia a la galaxia como un parámetro libre, se puede reproducir la curva de rotación con detalle con un modelo halo-disco, ya que aumentando la distancia se le está dando mayor contribución al potencial que crea el gas. Para NGC 1560, esta distancia debería ser al menos de 6 Mpc para tener un buen ajuste, que es dos veces mayor que la distancia determinada con fiabilidad con dos medidas independientes.

Sorprendentemente, el ajuste con MOND reproduce la forma de la curva de rotación con gran detalle. Para la distancia asignada de 3 Mpc el mejor ajuste MOND con a_0 y M/L como parámetros libres es para $a_0 = 1.51 \times 10^{-8} \text{ cm/s}^2$, que es consistente con las determinaciones de Kent (1987) y Milgrom (1988), pero con una relación $M/L = 0.52$, que es demasiado baja.

En el siguiente párrafo aplicaremos el modelo del campo magnético y comprobaremos si la curva de rotación teórica que se deduce es capaz de reproducir la observada.

5.7.4.3.3 Aplicación del modelo magnético

En la sección (5.7.4.1) hemos dado una prescripción para el campo magnético que explicaba la relación de Bosma. Vamos a ver cómo funciona en el caso de tener grandes

fluctuaciones en la distribución del gas como ocurre en NGC 1560.

Modelo de masas. Supondremos que esta galaxia posee un halo esférico que sigue una distribución pseudoisoterma. Como es usual la escribimos:

$$\rho(r) = \frac{\rho_c}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)} = \frac{V_{max}^2}{4\pi G_N r_c^2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)} \quad (5.105)$$

Para calcular la contribución al potencial del disco usaremos la solución de disco máximo que ya hemos discutido y usado a lo largo de este capítulo. Hemos usado la fórmula de Casertano (1983) para calcular la curva de rotación del disco estelar y del disco de HI. Hemos supuesto que el disco estelar sigue una distribución vertical según la ecuación (3.1) con $h_0 = 1.3 \text{ kpc}$, y que el disco de HI era infinitesimalmente delgado. La correspondiente relación M/L que obtenemos a partir de la hipótesis de disco máximo es 4.7, que es un valor similar a los que se infieren para las galaxias más luminosas.

Una vez que tenemos la relación M/L del disco, podríamos calcular los parámetros del halo que mejor ajustan a la curva observada. Pero ya hemos dicho que de esta manera el halo diluye los detalles de la curva. Nosotros tomaremos ρ_c y r_c de tal manera que la curva de rotación suma de las contribuciones del gas, disco estelar y halo, caiga por debajo de la curva observada unos pocos km/s en el borde de la galaxia. Esta última condición la imponemos para no tener intensidades de campo magnético mayores a $2 \mu G$. De esta manera ya no aparece el problema de equilibrio vertical por campos magnéticos muy intensos. Hemos elegido $V_{max} = 111 \text{ km/s}$ y $r_c = 7 \text{ kpc}$, que si los comparamos con los valores del ajuste disco-halo ($V_{max} = 170 \text{ km/s}$, $r_c = 10 \text{ kpc}$) significa que en nuestro modelo tenemos alrededor de 30% menos materia oscura dentro de una esfera de 8 kpc . Tenemos que dejar claro que no queremos buscar el mejor ajuste a la curva de rotación; estamos interesados en comprobar cómo contribuye un campo magnético de la forma (5.100). Por lo tanto, dejaremos los valores de M/L , ρ_c y r_c fijos.

En la figura (5.4) podemos ver las diferentes contribuciones a la velocidad circular de cada componente. A partir de la curva total (luminosa + oscura) podemos calcular $G(r)$ que necesitaremos para obtener el perfil del campo magnético. Es digno de mención que ahora la contribución de la masa total (luminosa + oscura) produce una curva más o menos plana, similar a lo que ocurre en las espirales más luminosas. Esta condición se podría usar como criterio para elegir los parámetros del halo en otros ejemplos.

El perfil del campo magnético. Pasamos a calcular el perfil del campo magnético según la prescripción (5.100). Debemos determinar ρ_{00} y γ . ρ_{00} define el valor de referen-

cia que nos trazará las fluctuaciones del gas. La prescripción (5.100) conecta la tensión magnética con estas fluctuaciones. En realidad, ρ_{00} es un parámetro ajustable pero no es libre, esto es, debe ser calculado sin tener en cuenta la forma de la curva de rotación; se debería adoptar un criterio fijo para determinar ρ_{00} para todas las galaxias. Nosotros usaremos el siguiente: Si $\langle f \rangle$ es la media de f a lo largo del radio,

$$\langle f \rangle = \frac{1}{R_{max}} \int_{R_0}^{R_{max}} f(r) dr \quad (5.106)$$

entonces $\langle \delta\rho \rangle$ debe satisfacer:

$$|\langle \delta\rho \rangle| < \alpha \langle \rho \rangle \quad (5.107)$$

con $\alpha \leq 0.1$ para las galaxias ricas en gas. α mide las fluctuaciones que tiene el gas. En el caso de que $\alpha \geq 0.1$ significaría que la función ρ_{00}/r^2 no ajusta bien a la densidad del gas. Al final, sólo tenemos un parámetro libre con el que poder ajustar la curva de rotación que es γ .

A partir de la densidad superficial calculamos la densidad volúmica en $z = 0$ asumiendo una escala de alturas similar a la que se deduce para la Vía Láctea (ver sección (3.2.1)). Tomaremos:

$$\begin{aligned} h &= 0.150 \text{ kpc} & \text{para } r < 6 \text{ kpc} \\ h &= 0.150 \text{ kpc} + 0.045(r - 6) \text{ kpc} & \text{para } r > 6 \text{ kpc} \end{aligned} \quad (5.108)$$

Aunque se podría variar h para hacer un ajuste más fino a la curva de rotación, ese no es nuestro objetivo porque no aporta nada conceptualmente ajustar magnitudes desconocidas. Dejaremos h fija con esos valores que son los más razonables.

Debido a la divergencia de la dependencia ρ_{00}/r^2 , hemos suavizado el perfil con una función suave para $r \leq 2 \text{ kpc}$, que hemos dibujado en la gráfica (5.5). Pero no tiene mayor transcendencia que la de facilitar el tratamiento analítico. En la gráfica (5.6) se han representado las fluctuaciones $\delta\rho$ del gas. Para este caso se tiene $\alpha = 0.06$. Ahora ya podemos calcular el perfil del campo magnético, partiremos de una distancia de 1 kpc e impondremos la condición de contorno de $B_0^2 = 6 \mu G^2$ a ese radio (figura (5.7)). A partir del modelo de masas que hemos descrito en el párrafo anterior y del campo magnético podemos obtener inmediatamente la curva de rotación teórica de nuestro modelo. La curva de rotación deducida del modelo la comparamos con la curva observada en la figura (5.8). El ajuste es excepcionalmente bueno ya que fijada la descomposición de masas con la hipótesis de disco máximo, el único parámetro libre es γ . Vemos que hay

una pequeña discrepancia entre las dos curvas a un radio de 3 kpc aproximadamente, que coincide con el radio en el que se encuentran las asimetrías en el campo de velocidades. El ajuste es tan bueno como el que se deducía de la hipótesis de MOND. Un ajuste todavía mejor se puede conseguir variando ρ_{00} y h , pero lo importante es que existe una buena correlación entre una ley sencilla para el campo magnético a gran escala y la curva de rotación.

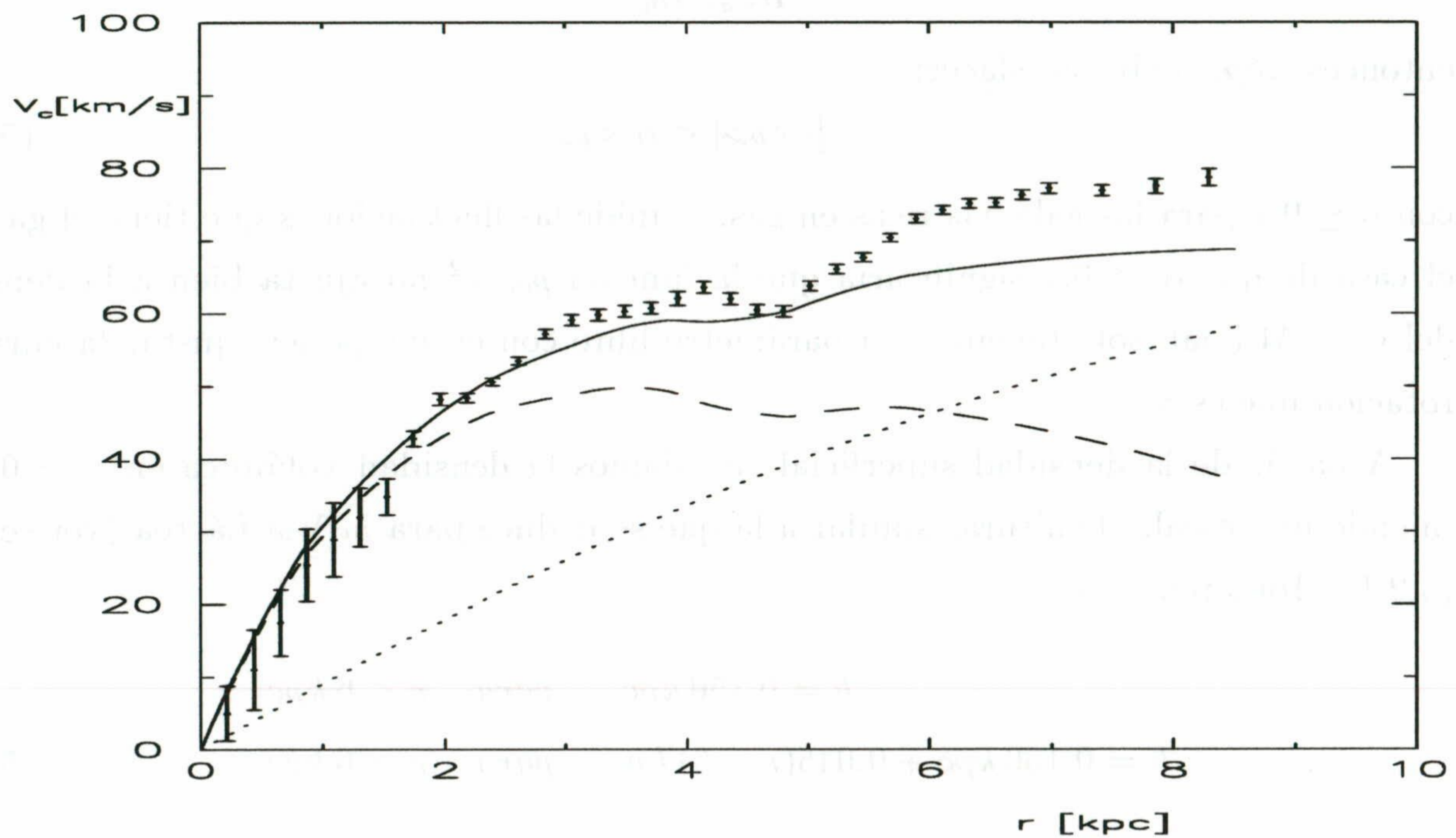


Figura 5.4: Modelo de masas: contribución de la materia luminosa total (línea discontinua), contribución del halo (línea de puntos), contribución de la masa total (línea continua) y curva de rotación observada.

La intensidad del campo varía entre 0.5 y $2 \mu G$, presenta una depresión alrededor de 3 kpc y alcanza un valor de $1.2 \mu G$ en el extremo de la galaxia. Estos valores son muy razonables para los discos de las galaxias, y no aparece el problema del equilibrio en la dirección vertical. Es más, estos valores se adaptan perfectamente a las intensidades que se deducen de los modelos tanto dinamo como por retorcimiento del campo intergaláctico, que además este último podría contribuir al equilibrio (\sim pocos μG) como presión externa.

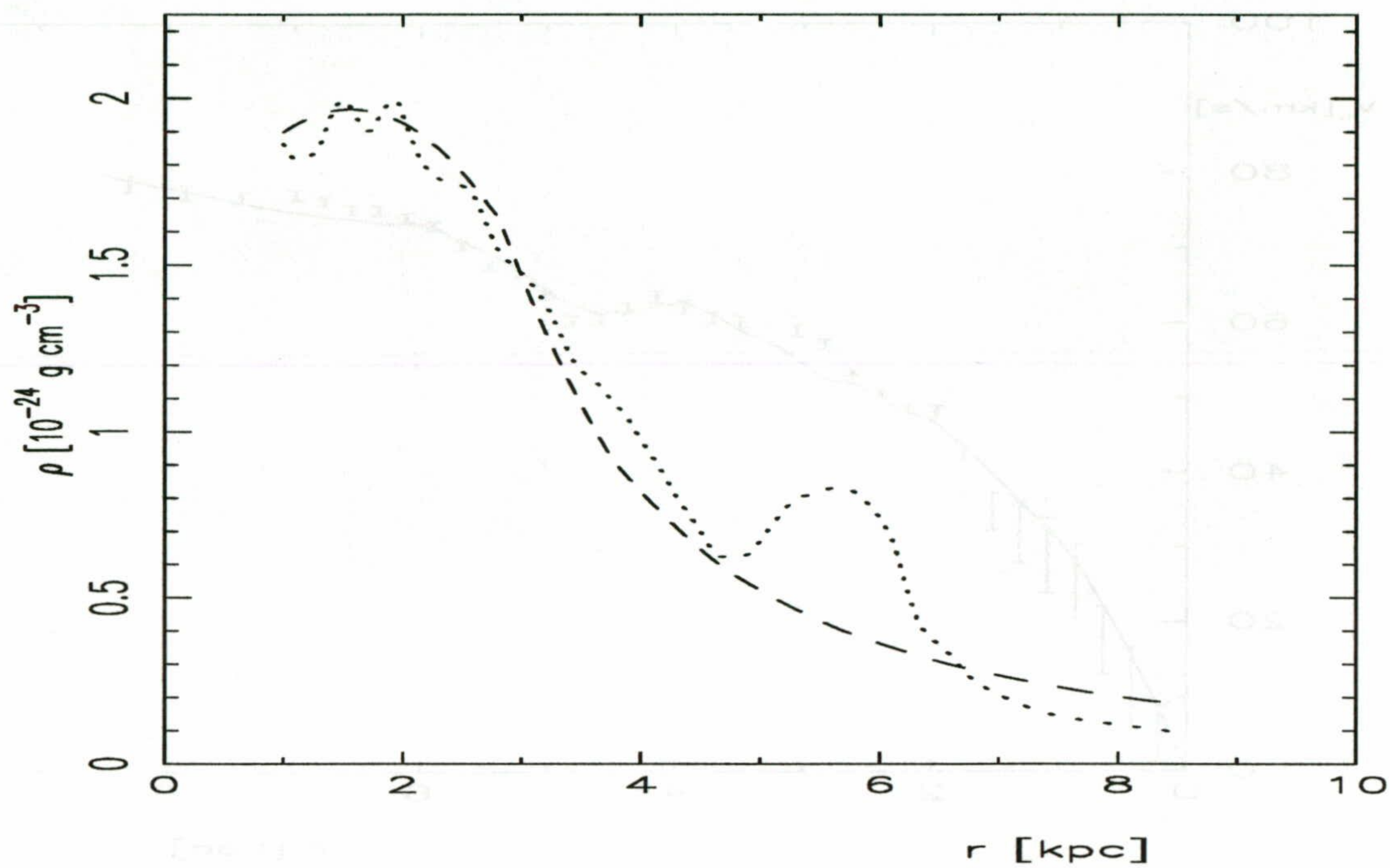


Figura 5.5: Densidad volúmica observada (línea de puntos) y densidad volúmica de referencia (línea discontinua).

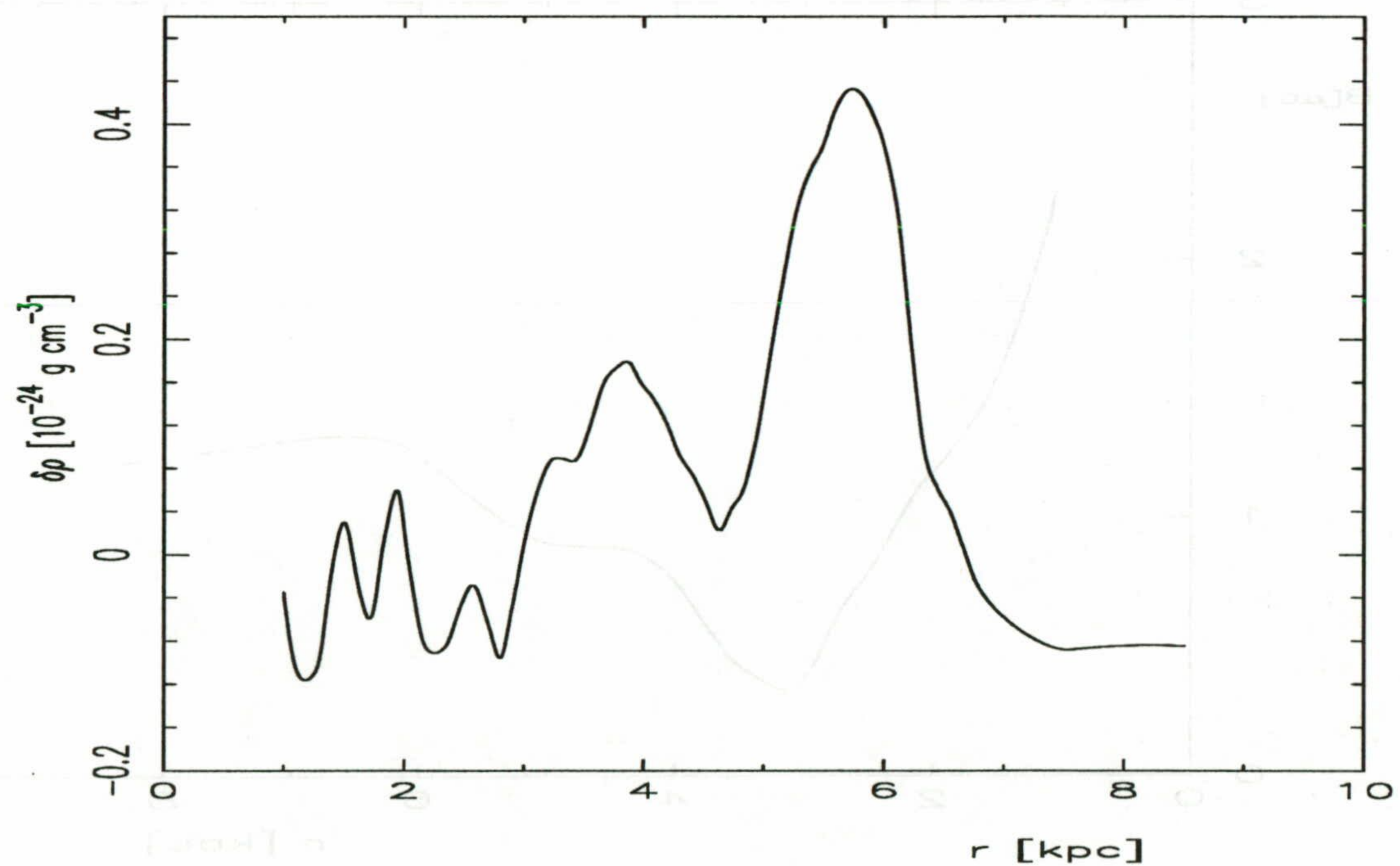


Figura 5.6: Fluctuaciones de la densidad, $\delta\rho$, que usamos en el modelo.

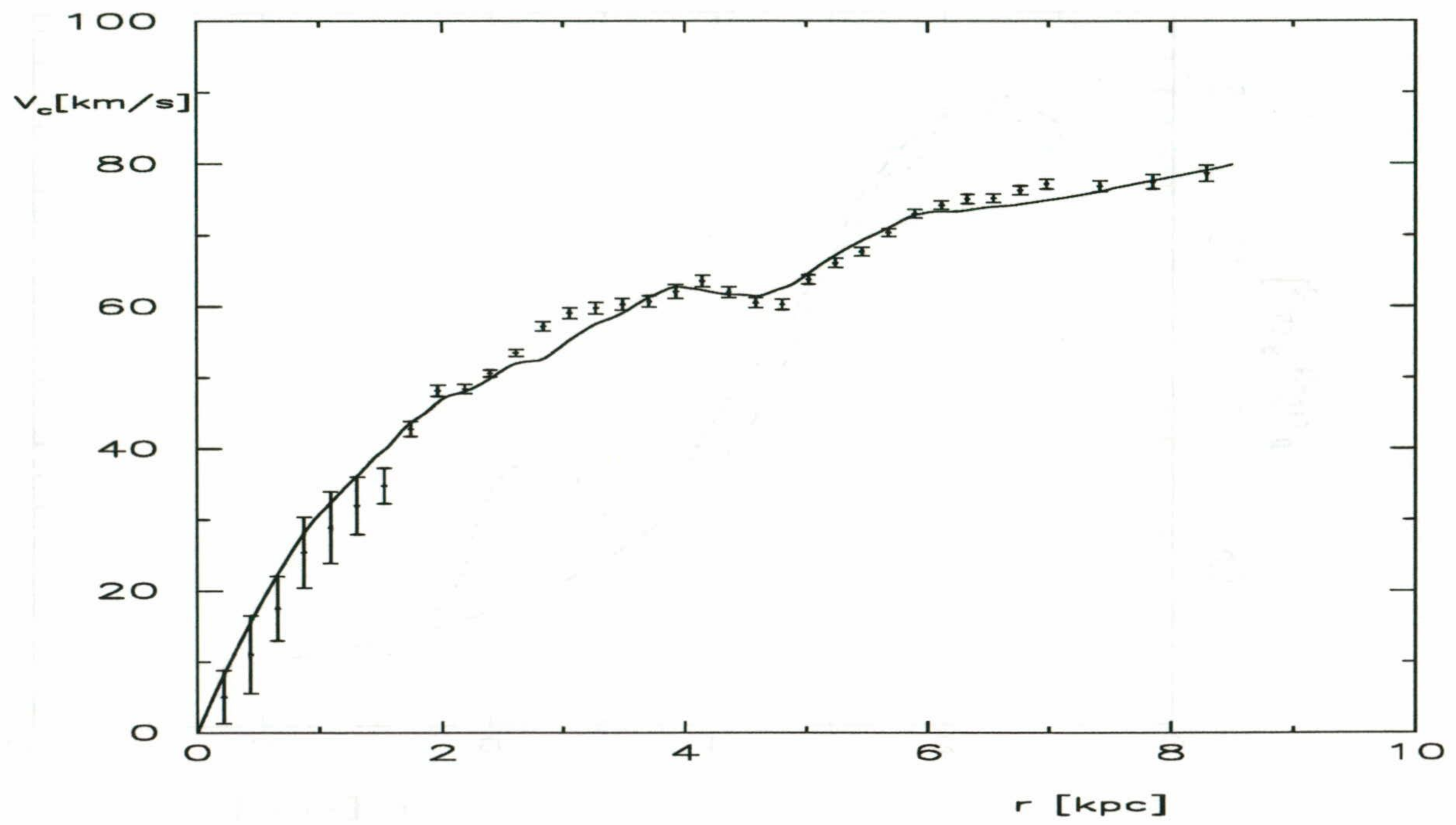


Figura 5.7: Curva de rotación del modelo y curva de rotación observada.

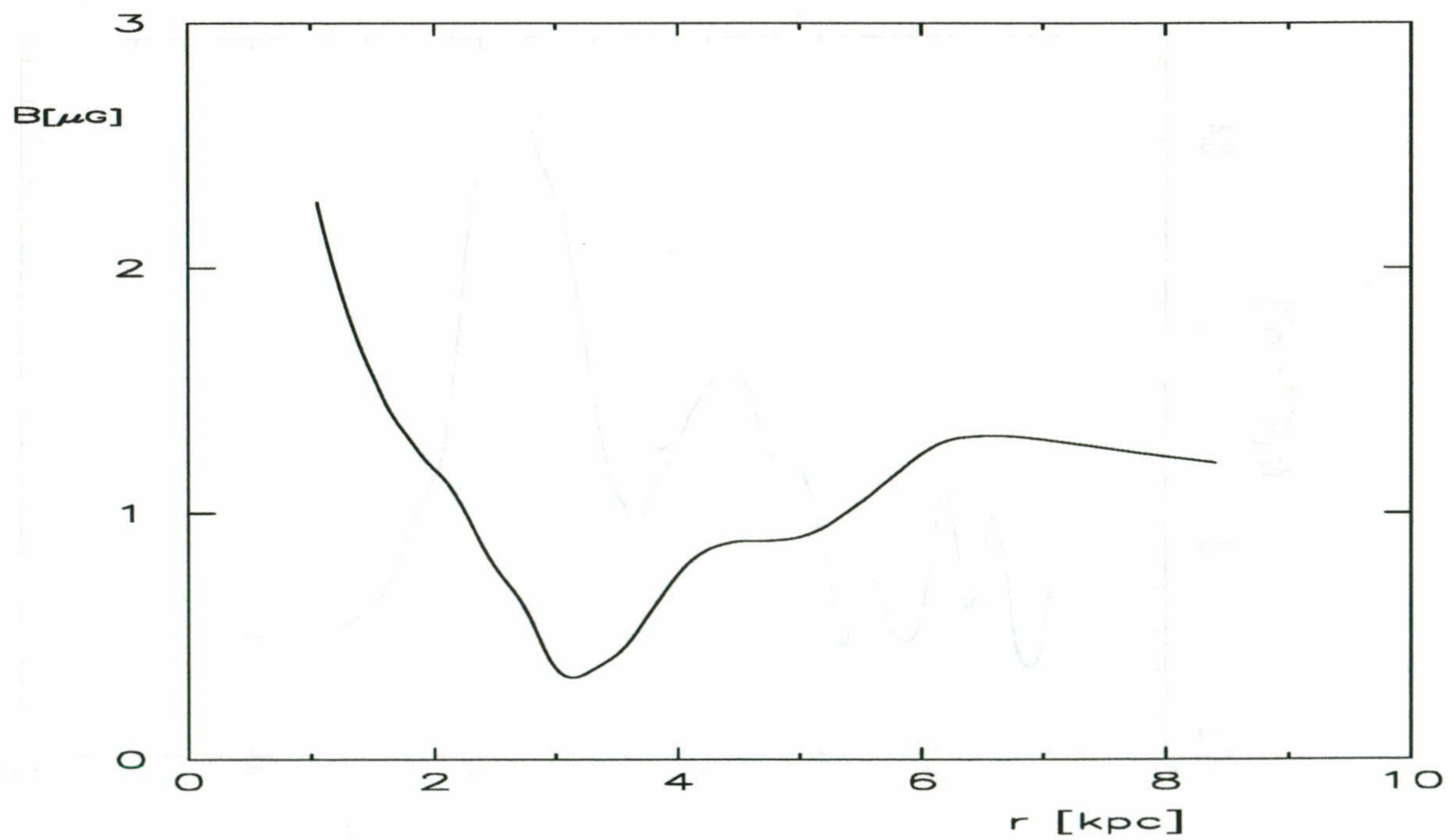


Figura 5.8: Perfil del campo magnético según el modelo.

5.7.4.4 Conclusiones

Con este modelo, que combina la existencia de un halo oscuro y de un campo magnético toroidal, hemos podido acotar de forma elegante el papel del campo magnético en las curvas de rotación; hemos cuantificado el confinamiento que podría producir un campo magnético en las galaxias.

Paradójicamente, el campo magnético es el que permite que las galaxias enanas puedan poseer un halo oscuro masivo y sin colisiones (es decir, no disipativo), puesto que, como hemos dicho, los modelos halo-disco no reproducían la forma exacta de la curva de rotación. En nuestro modelo las galaxias enanas serían muy similares a las galaxias más luminosas en cuanto a que obedecerían la descomposición de disco máximo, se tendrían valores M/L semejantes, y el comportamiento ascendente de la curva de rotación en su parte final sería debido a la tensión del campo magnético por ser estas galaxias ricas en gas.

Por ahora, nuestro modelo no sufre los problemas que tiene MOND para reproducir la curva de rotación de NGC 2841, o los que consideran otros autores: MOND falla sistemáticamente en los sistemas con bajas aceleraciones. En el caso de NGC 1560, el ajuste MOND requiere una relación M/L excesivamente baja. El modelo de campo magnético parece ser más satisfactorio que MOND.

5.8 Referencias

- Athanassoula, E., Bosma, A., & Papaioannou, S. 1987, *A&A*, 179, 23
- Badhwar, G. D., & Stephens, S. A. 1977, *ApJ*, 212, 494
- Barker, P. L., & Burton, W. B. 1975, *ApJ*, 198, 281
- Battaner, E., & Florido, E. 1995, *MNRAS*, 277, 1129
- Battaner, E., Garrido, J. L., Membrado, M., & Florido, E. 1992, *Nature*, 360, 652
- Begeman, K. G., Broeils, A. H., & Sanders, R. H. 1991, *MNRAS*, 249, 253
- Bekenstein, J. D. 1988, *Second Canadian Conf. on General Relativity and Relativistic Astrophysics*, eds. A. Coley, C. Dyer, T. Tupper, (World Scientific, Singapore), p. 487
- Bekenstein, J. D. 1990, *Developments in General Relativity, Astrophysics, and Quantum Theory: A Jubilee in Honour of Nathan Rosen*, eds. F. I. Cooperstock, L. P. Horwitz, J. Rosen, (IDP Publishing, Bristol), p. 155
- Bekenstein, J. D., & Milgrom, M. 1984, *ApJ*, 286, 7

- Begeman, K. G. 1989, *A&A*, 223, 47
- Bloemen, J. B. G. M. 1987, *ApJ*, 322, 694
- Bosma, A. 1978, Tesis Doctoral, Univ. de Groningen
- Bottinelli, L., Gougenheim, L., Paturel, G., & de Vaucouleurs, G. 1984, *Astr. Astrop. Sup.*, 56, 381
- Boulares, A., & Cox, D. P. 1990, *ApJ*, 365, 544
- Brand, J., & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Bregman, J. N., Kelson, D. D., & Ashe, G. A. 1993, *ApJ*, 409, 682
- Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1987a, *Interstellar Magnetic Fields*, eds. R. Beck, R. Gräve, (Springer-Verlag, Heidelberg), p. 131
- Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1987b, *Proc. 20th. Int. Cosmic Ray Conf. (Moscú)*, 2, 115
- Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1991, *A&A*, 245, 79
- Broeils, A. H. 1992a, Tesis Doctoral, Univ. de Groningen
- Broeils, A. H. 1992b, *A&A*, 256, 19
- Buote, D. A., & Canizares, C. R. 1994, *ApJ*, 427, 86
- Burkert, A. 1995, *A&A*, 447, L25
- Burton, W. B. 1992, *The Galactic Interstellar Medium*, eds. D. Pfenniger, P. Bartholdi, (Springer-Verlag, Berlin), p. 1
- Cadwell, J. A. R., & Ostriker, J. P. 1981, *ApJ*, 251, 61
- Carilli, C. L. et al. 1992, *ApJ*, 339, L59
- Carney, B. W. 1984, *PASP*, 96, 841
- Casertano, S. 1983, *MNRAS*, 203, 735
- Cash, W. et al. 1980, *ApJ*, 238, L71
- Cattaneo, F., & Vainshtein, S. 1991, *ApJ*, 376, L21
- Chakrabarti, S. K., Rosner, R., & Vainshtein, S. I. 1994, *Nature*, 368, 434
- Chiba, M., & Lesch, H. 1994, *A&A*, 284, 731
- Christodoulou, D. M. 1991, *ApJ*, 372, 471
- Cowie, L. L. 1980, *ApJ*, 236, 868
- Cox, D. P., & Smith, B. W. 1976, *ApJ*, 203, 361
- Cuddeford, P., & Binney, J. 1993, *Nature*, 365, 20
- Davis, L., & Greenstein, J. L. 1951, *ApJ*, 114, 206
- Elmegreen, B. G. 1979, *ApJ*, 231, 372

- Elmegreen, B. G. 1982a, *ApJ*, 253, 634
- Elmegreen, B. G. 1982b, *ApJ*, 253, 652
- Ferriere, K. M. 1993, *The Cosmic Dynamo*, IAU. Symp. 157, eds. F. Krause, K.-H. Rädler, G. Rüdberg, (Kluwer), p. 383
- Freeman, K. C. 1992, *Physics of Nearby Galaxies, Nature or Nurture?*, ed. T. X. Thuan, C. Balkowski, J. T. T. Van, (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette), p. 201
- Fujimoto, M., & Sawa, T. 1987, *PASJ*, 39, 375
- Gerhard, O. E., & Spergel, D. N. 1992, *ApJ*, 397, 38
- Ginzburg, V. L., & Ptuskin, V. S. 1985, *Sov. Sci. Rev. E. Astrophys. Space Phys.* 4, 161
- Griv, E., & Zhytnikov, V. V. 1995, *Ap&SS*, 226, 51
- Han, J. L., & Qiao, G. J. 1994, *A&A*, 288, 759
- Harnett, J. I., Beck, R. & Buczylowski, U. R. 1989, *A&A*, 208, 32
- Haud, U., Joeveer, M., & Einasto, J. 1985, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. 106, (Dordrecht, D. Reidel Publishing Co), p. 85
- Hummel, E., Lesch, H., Wielebinski, R., & Schlickeiser, R. 1988, *A&A*, 197, L29
- Hummel, E. et al. 1991, *A&A*, 246, 10
- Jackson, P. D. Kellman, S. A. 1974, *ApJ*, 190, 53
- Jokipii, J. R., & Levy, E. H. 1993, *Nature*, 365, 19
- Kalnajs, A. 1983, *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. E. Athanasoula, (Dordrecht: Reidel), p. 87
- Kalnajs, A. J. 1987, *Dark Matter in the Universe*, IAU Symp. 117, eds. J. Kormendy, G. R. Knapp, (Reidel: Dordrecht), p. 289
- Kaplan, S. A., & Pikelner, S. B. 1979, *Physics of the Interstellar Medium*, (Nakura, Moscú)
- Katz, J. I. 1994, *Ap&SS*, 213, 155
- Kellman, S. A. 1972, *ApJ*, 175, 353
- Kent, S. M. 1986, *AJ*, 91, 1301
- Kent, S. M. 1987, *AJ*, 93, 816
- Knapp, G. P., Tremaine, S. D., & Gunn, J. E. 1978, *AJ*, 83, 1585
- Krause, F., & Rädler, K. H. 1980, *Mean Field Electrodynamics*, (Academic Press)
- Kronberg, P. P. 1994, *Rep. Progress in Physics*, 57:4, 325

- Kulsrud, R. M. 1986, Plasma Astrophysics, Proceedings of Joint Varenna- Abastumani International School and Workshop Sukhum, (ESA), p. 531
- Kulsrud, R. M. 1990, Galactic and Intergalactic Magnetic Fields, eds. R. Beck, P. P. Kronberg, R. Wielebinski, IAU. Symp. 140, (Kluwer), p. 527
- Kulsrud, R. M., & Anderson, S. W. 1992, ApJ, 396, 606
- Kwan, J. 1979, ApJ, 229, 567
- Lacey, C. G., & Fall, S. M. 1985, ApJ, 290, 154
- Lake, G. 1989, ApJ, 345, L17
- Lebrun, F. et al. 1983, ApJ, 274, 231
- Lesch, H. 1995, The Formation of the Milky Way, eds. E. J. Alfaro, A. J. Delgado, (Cambridge University Press, Cambridge), p. 9
- Lockman, F. J. 1984, ApJ, 283, 90
- Lockman, F. J., Hobbs, L. M., & Shull, J. M. 1986, ApJ, 301, 380
- Mannheim, P. D. 1993, ApJ, 419, 150
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., & Buchhorn, M. 1992, ApJSS, 81, 413
- McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, ApJ, 218, 148
- McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1982, A&A, 116, 191
- Merrifield, M. R. 1992, AJ, 103, 1552
- Milgrom, M. 1983, ApJ, 270, 365
- Milgrom, M. 1988, ApJ, 333, 689
- Milgrom, M. 1990, ApJ,
- Milgrom, M. 1991, ApJ, 367, 490
- Milgrom, M., & Braun, E. 1988, ApJ, 334, 130
- Miyamoto, M., & Nagari, R. 1975, PASJ, 27, 533
- Mouschovias, T. Ch., 1974, ApJ, 192, 37
- Nelson, A. H. 1988, MNRAS, 233, 115
- Ostriker, J. P., & Peebles, P. J. E. 1973, ApJ, 186, 467
- Parker, E. N. 1966, ApJ, 145, 811
- Parker, E. N. 1970, ApJ, 162, 665
- Parker, E. N. 1971, ApJ, 163, 252
- Parker, E. N. 1992, ApJ, 401, 137
- Persic, M., & Salucci, P. 1993, MNRAS, 261, L21
- Pettini, M., & West, K. A. 1982, ApJ, 260, 561

- Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994, *A&A*, 285, 79
- Puche, D., & Carignan, C. 1991, *ApJ*, 378, 487
- Pudritz, R. E., & Silk, J. 1989, *ApJ*, 342, 650
- Reynolds, R. J., & Ogden, P. M. 1979, *ApJ*, 229, 942
- Rohlf, K., & Kreitschmann, J. 1987, *A&A*, 178, 95
- Rohlf, K., & Kreitschmann, J. 1988, *A&A*, 201, 51
- Rosner, R., & DeLuca, E. 1989, *The Galactic Centre*, IAU. Symp. 136, ed. M. Morris, (Kluwer), p. 319
- Ruzmaikin, A. A., Shukurov, A. M., & Sokoloff, D. D. 1988, *Magnetic Fields of Galaxies*, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 133, (Dordrecht: Kluwer)
- Saio, H., & Yoshii, Y. 1990, *ApJ*, 363, 40
- Sánchez-Salcedo, F. J. 1996, *ApJ*, 467, L21
- Sancisi, R., & Allen, R. J. 1979, *A&A*, 74, 73
- Sandage, A. 1988, *ApJ*, 331, 605
- Sanders, D. B., Solomon, P. M. & Scoville, N. Z. 1984, *ApJ*, 276, 182
- Sanders, R. H. 1990, *Astr. Astrop. Rep.*, 2, 1
- Sanders, R. H. 1994, *A&A*, 284, L31
- Sanders, R. H., & Breimer, T. B. 1996, en preparación
- Savage, B. D., & de Boer, K. S. 1979, *ApJ*, 230, L77
- Savage, B. D., Massa, D. 1987, *ApJ*, 314, 380
- Sawa, T., & Fujimoto, M. 1986, *PASJ*, 39, 375
- Scoville, N. Z., & Hersch, K. 1979, *ApJ*, 229, 578
- Soares, D. S. L. 1996, *A&A*, 313, 347
- Stella, L., & Rosner, R. 1984, *ApJ*, 277, 317
- Vainshtein, S. I., & Ruzmaikin, A. A. 1972, *Sov. Astron.* 15, 714
- Vallee, J. P. 1991, *ApJ*, 366, 450
- Vallee, J. P. 1996, *A&A*, 308, 433
- van Albada, T. S., & Sancisi, R. 1986, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A320, 447
- Wouterloot, J. G. A. 1990, *A&A*, 230, 21

CAPÍTULO 6

Conclusiones

Habitualmente se considera al halo oscuro como un potencial externo que a modo de pozo acretó gas que dio paso a la formación de la galaxia. El efecto que observamos en las galaxias es el de una rotación más rápida.

Pero esta imagen es un poco simplificada. En realidad se espera que en el halo se formaran subestructuras de materia oscura que interaccionarían con el gas de forma un tanto caótica. Pero además, deberíamos encontrar otras huellas de la existencia de ese halo en la componente luminosa, como por ejemplo, distorsiones en el disco por asimetrías del halo, o warps por no estar el halo y el momento angular del disco alineados. Pero a partir de la relación de la dispersión de velocidades de las estrellas con la edad podemos investigar la existencia de subestructuras en el halo.

Para comprender la naturaleza del halo oscuro no basta con conocer su contenido; hace falta explicar cómo se formó. Los resultados recientes de los proyectos de búsqueda de MACHOS en el halo, que apuntan a que entre el 20% y el 50% de la materia oscura en el halo está en forma de MACHOS, requieren una teoría que explique cómo se formaron esa enorme cantidad de MACHOS. Una posibilidad consistiría en suponer que la materia oscura es bariónica y sufrió una inestabilidad térmica de manera análoga a cómo se originaron los cúmulos globulares.

Hemos estudiado los efectos dinámicos de un halo formado por clusters masivos en el disco fino, en el protodisco, en los cúmulos globulares y en las galaxias enanas esferoidales. Pasamos a resumir qué interacción habría entre la componente de materia oscura y la luminosa.

- **Efectos dinámicos de un halo formado por objetos masivos.**

- Calentamiento del disco fino.

Hemos calculado el calentamiento del disco por un halo oscuro isoterma formado por objetos masivos a partir de la ecuación de Maoz para sistemas inhomogéneos.

Esta fórmula es especialmente indicada para este cálculo porque la interacción entre el halo y el disco es puramente por fluctuaciones gravitatorias. Con ella hemos estimado el logaritmo de Coulomb para una distribución inhomogénea con dos parámetros geométricos muy diferentes como es el disco. El logaritmo de Coulomb para una partícula cerca del disco es $\ln \Lambda_g = 6.33$. La mayor contribución viene de las interacciones con parámetro de impacto del orden de la escala de alturas. Las colisiones con un parámetro de impacto mayor sólo contribuyen con el 20%.

Proponemos que la dispersión de velocidades en el entorno solar es suma del calentamiento por nubes moleculares y por clusters oscuros. A esa distancia galactocéntrica el efecto de la barra en la dispersión de velocidades es mínimo. Para un halo esférico la dependencia con la edad sería $\sigma \propto t^{1/2}$. Somos capaces de reproducir los valores observados si los clusters oscuros tuvieran una masa de $2.3 \times 10^6 M_\odot$ para una densidad local de materia oscura de $10^{-2} M_\odot/pc^3$ y un radio de dichos objetos de $\sim 5 pc$. Predecimos que el máximo en la dispersión de velocidades estaría localizado a una distancia de $R_{dis} \sim 4 kpc$.

Hemos propuesto que una componente dinámicamente fría del halo oscuro podría producir un efecto semejante para masas de los objetos oscuros entre $0.7 - 1.5 \times 10^6 M_\odot$. Asignamos una componente del disco grueso al halo en analogía al disco grueso que se encuentra para las estrellas y para los cúmulos globulares. Si hubiera otros mecanismos de calentamiento esta masa sería una cota superior.

De las diferentes formas en la materia oscura puede estar en objetos ligados y masivos, la más sugerente consistiría en agrupaciones de MACHOS y gas residual frío, que tendrían un origen semejante al de los cúmulos globulares pero con una formación estelar subsecuente diferente, produciéndose gran cantidad de objetos de baja masa. De esta manera seríamos capaces de explicar la gran cantidad de MACHOS que se encuentran en el halo por efecto de lente gravitacional.

-Naturaleza del disco grueso.

El disco grueso es la componente clave para comprender la formación de la Vía Láctea; nos dice cómo se pasó del colapso del halo al soporte de un disco por rotación. De las diversas teorías propuestas hasta ahora ninguna explica su origen de forma convincente. El principal problema reside en explicar a la vez la ausencia

de gradiente de metalicidad y la cantidad de estrellas de baja metalicidad. Nosotros hemos propuesto un nuevo marco de formación. Consistiría en un modelo top-down en el que el disco grueso sería el remanente del protodisco. La formación estelar se generaría por inestabilidades gravitatorias en un disco turbulento con una altura del orden de 1 kpc . Este hecho explicaría el perfil exponencial radial del disco grueso. La mayoría de las estrellas habrían nacido en cúmulos de masas entre $(1 - 2) \times 10^4 M_{\odot}$. Según este modelo predecimos que alrededor del 10% de la masa del disco estaría formando el disco grueso. El gradiente de metalicidad se borraría en 11 Gy por el calentamiento que producirían los susodichos clusters oscuros en el halo. Con este modelo somos capaces de explicar la existencia de gran número de estrellas de baja metalicidad en el disco grueso y la ausencia de gradiente de metalicidad. Esta teoría tiene varias ventajas respecto al modelo de merger, el cual predice la formación de warps que no se observan y tiene problemas en explicar la existencia de discos gruesos en un número significativo de galaxias.

-Función de luminosidad de los cúmulos globulares.

En un principio, parece que, debido a la fragilidad de los discos, los efectos de los objetos masivos deberían ser allí más notables. Sin embargo, el ritmo de destrucción de los cúmulos globulares sería notable debido al bombardeo constante por estos objetos.

La distribución actual de cúmulos globulares no descarta la idea de que el halo podría estar formado por objetos masivos con masas del orden de hasta $10^6 M_{\odot}$, sino que la apoya incluso en el caso de que el halo oscuro no tuviera un agujero en el centro. De hecho, aunque la función de luminosidad fuera independiente del radio galactocéntrico no se descarta esa posibilidad. Es necesario un estudio más exhaustivo de los cúmulos globulares para sacar información sobre el perfil de densidad del halo oscuro.

Sólamente para relaciones masa-luminosidad globales de los cúmulos globulares $M/L \ll 2$ se podría poner en duda de que el halo fuera capaz de calentar al disco fino hasta los valores observados y borrar el gradiente de metalicidad del disco grueso.

-Dinámica de las galaxias enanas.

Las galaxias enanas esferoidales satélites serían las más sensibles a ser calentadas por agregados de materia oscura que pudieran existir en el limbo del halo. Para explicar la dispersión de velocidades tan alta de las galaxias esferoidales enanas por calentamiento se necesitarían masas del orden de $2 \times 10^8 M_{\odot}$.

- **La materia oscura en galaxias elípticas y el plano fundamental.**

El problema de la materia oscura no es particular de las galaxias espirales. Algunas observaciones muy recientes en rayos X ya sugieren la existencia de materia oscura que no sigue el perfil de luminosidad en las galaxias elípticas.

En esta Tesis Doctoral hemos rescatado la idea de que las propiedades dinámicas del halo podrían determinar la morfología de la galaxia. Un halo oscuro con poca dispersión de velocidades contribuiría a que el gas mantuviera una distribución más esférica.

Hemos estudiado el contenido de materia oscura de las diferentes galaxias elípticas según su luminosidad a través de la relación del plano fundamental. A partir de unas hipótesis muy sencillas que conectan los parámetros del halo oscuro con los de las estrellas, hemos demostrado que debe existir una relación $r_e \sim r_c^{-1}$ con un ruido del 25%. El origen del plano fundamental sería combinación de varios efectos: una serie de condiciones de partida en la formación de la galaxia que serían mantenidas por los efectos de interacciones de marea y de mergers. Proponemos que el plano fundamental tiene un origen principalmente dinámico ya que el ajuste fino no se puede explicar ni variando la IMF ni por cambios en la edad.

- **Curvas de rotación y dinámica del gas**

-Viscosidad turbulenta.

La dinámica de un disco de gas viene regida por las ecuaciones de Navier-Stokes. En el caso de que quisiéramos estudiar la evolución de las variables de un disco galáctico, como la densidad superficial del gas y de las estrellas, o la curva de rotación, deberíamos incluir la viscosidad turbulenta que genera transporte de momento angular hacia afuera y una velocidad radial. Además se debería incluir la formación estelar y las fuerzas magnéticas.

Se debe dar una prescripción para la viscosidad turbulenta a priori en función de las variables dinámicas del disco. Para ello se deben caracterizar las inestabilidades porque allí tiene su origen. Hemos dado una prescripción de la viscosidad turbulenta en las partes externas de un disco a partir de las inestabilidades de dos fluidos. Con esta prescripción se podrían resolver numéricamente las ecuaciones de Navier-Stokes y conocer toda la evolución del disco.

Aunque muchas propiedades de los discos sugieren un origen hidrodinámico, ni el término de movimiento radial ni la auto-organización ni la interacción entre nubes por retorcimiento de las líneas del campo magnético pueden explicar las curvas de rotación de las galaxias espirales sin materia oscura.

-Campo magnético a gran escala.

La forma más precisa de determinar la cantidad de materia oscura contenida en el halo oscuro de una galaxia espiral es a partir de las medidas de la curva de rotación del HI a distancias muy lejanas del centro galáctico, suponiendo que el gas es un buen trazador del potencial gravitatorio. Sin embargo, algunos autores han propuesto que la tensión del campo magnético a gran escala podría alterar la curva de rotación hasta el punto de que pudiera ser la responsable del comportamiento plano sin necesidad de materia oscura.

Por lo que conocemos hasta ahora del campo magnético en galaxias, esta teoría no se puede aceptar como una alternativa a la materia oscura, principalmente porque se necesitarían campos magnéticos tan intensos que la presión sería tan inmensa que el gas no podría estar confinado en un disco. Aunque para algunas galaxias se podría encontrar una configuración de equilibrio, los valores son inverosímiles como para competir con la hipótesis de materia oscura. Hemos propuesto que el estudio del equilibrio vertical debe hacerse en las galaxias enanas porque se necesitan campos magnéticos igual de intensos pero la altura del posible halo está limitado por el radio de la galaxia. Hemos explorado la contribución de las componentes z del campo y de un flujo de gas pero no producen un efecto notorio en el estado estacionario. La única posibilidad es que exista un gradiente vertical positivo de la densidad del gas ionizado pero aún así los valores no son aceptables. Por ejemplo, para NGC 253, el valor más optimista para la escala de alturas del disco en la zona interna de la galaxia es como mínimo de 0.5 kpc . Podría ser interesante buscar si existe

alguna característica diferenciadora en las curvas de rotación de las radio-galaxias para averiguar hasta qué punto el campo magnético puede afectar a la dinámica del gas.

No podemos omitir que la idea de la alternativa magnética es muy sugerente y que para el resto de argumentos que se han dado en la literatura en contra se les puede encontrar una respuesta.

-Campo magnético y materia oscura.

Hemos propuesto un modelo mixto materia oscura-campo magnético que nos acota el papel del campo magnético en el movimiento de rotación. Este modelo se ha desarrollado a partir de ciertas propiedades universales conectadas con la materia oscura pero que sugieren un origen magnetohidrodinámico.

Hemos dado una prescripción sencilla para el perfil del campo magnético que no sufre de los problemas que tiene la alternativa magnética. Proponemos que la conspiración halo-disco surge de forma natural a partir de efectos magnetohidrodinámicos en los que la viscosidad turbulenta y magnética ayudan a borrar la zona de transición entre la región dominada por la componente luminosa y la dominada por el halo oscuro. Pero además, con esa prescripción para el campo magnético somos capaces de explicar de forma natural la relación de Bosma, que hasta la fecha no tenía ninguna razón convincente.

Paradójicamente, el campo magnético es el que permite que las galaxias enanas puedan poseer un halo oscuro masivo y sin colisiones (es decir, no disipativo), puesto que, como hemos dicho, los modelos halo-disco no reproducían la forma exacta de la curva de rotación. Con nuestro modelo reproducimos la curva de rotación de NGC 1560 con tanta precisión como MOND.