

00386

4  
Ley



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS  
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

ESTABILIDAD DE UN DISCO GRUESO  
MAGNETIZADO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE

**DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMIA)**

P R E S E N T A :

**ALFREDO J. SANTILLAN GONZALEZ**

DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE FRANCO LOPEZ

DR. MARCO ANTONIO MARTOS-CACERES



MEXICO, D. F.

1999

TESIS CON  
FALSA DE CANCELACION



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A mis padres, Hilda y Jesús.  
Por respetar mi forma de ser  
y por enseñarme a ser libre.

Para Marcela porqué es la  
mujer que amo y admiro.

## Agradecimientos

Quiero agradecer a los Drs. José Franco y Marco A. Martos por haber dirigido este trabajo, y a los sinodales Drs. Jane Arthur, Julio Herrera, Stanley Kurtz, Alberto López, y Enrique Vázquez-Semademi, por sus valiosos comentarios.

Al gran Pepe “Loco” que además de ser mi asesor en la maestría y el doctorado, me enseñó a comprender, de manera sencilla, la física del medio interestelar. Además de ser un excelente académico, es una persona que no se le ha olvidado que los estudiantes son humanos y siempre está dispuesto a escuchar y ayudar sin pedir nada a cambio. Pepe, toda mi admiración y respeto!!!

A mi “Gran Gurú”, Marco M., que afortunadamente, me enseñó a utilizar ZEUS con el problema de la inestabilidad de Parker. Gracias a él me volví “adicto” a los campos magnéticos.

A Chris Allen por compartir conmigo la dinámica galáctica e invitarme a trabajar a la DGSCA, y por supuesto por darme la oportunidad de trabajar con la primera supercomputadora Cray de Latinoamérica.

A Silvia Torres por ser como es, una mujer trabajadora, honesta y que te dice las cosas de frente, te gusten, o no.

Por supuesto, a Aurora, Enrique, Carlos y José con los que pase de forma sensacional los primeros años de mi vida.

A los amigos de toda la vida, que siempre están presentes. Ni modo cuates sus nombres están tatuados en mi corazón: Matea, Antonieta, Claudia, Angeles, Rosa A., Patricia, Elena, Carlos, Abraham, Carlos, Manuel, Raul, Roberto, Julián y Víctor S..

A mis compañeritos de astronomía que compartieron conmigo largas jornadas en el H. Instituto de Astronomía: Julia, Erika, Paola, Abraham, Vico y Rene. La verdad me la pase muy bien!!!

A Erika S., Rosalia, Irene, Elfege y Fernando, por las maratónicas comidas en el “Giacó”, acompañadas de deliciosos tequilitas. Creo que en el último sexenio consumimos hartas hectares de agave azul...

A Luis Javier Alvarez por su gran disciplina en el trabajo y en la chorchá.

A mi gran amigo Stan por ayudarme en traducciones y correcciones del idioma inglés, pero sobre todo por las sabrosas platicadas después de las 23 hrs.

A Edmundo Moreno, que sabe física y matemáticas en serio, y está dispuesto a dejar de hacer su trabajo para responder tus preguntas.

A Liliana, Carmelo, Alf y Gilberto por ayudarme en los momentos más cyberdifíciles... Mil gracias amigos de "soportanos", seguiré dándoles lata.

A todo el personal del Laboratorio de Visualización y del Depto. de Supercómputo de la DGSCA por su ayuda incondicional. En especial a Enrique Daltabuit, Alberto Alonso, Rafael Fernandez, Víctor Guerra y Alejandro Pinsaty por darme la libertad de realizar mi investigación.

A la gran familia CRAY-SGI, que sin sus poderosas computadores este trabajo no hubiera podido realizarse. En particular a Enrique López Pineda y Gerardo Cisneros por su valiosa colaboración en la adaptación y optimización del código ZEUS en la Cray YMP-464 y la Origin-2000.

A Carmen Valencia por realizar las impresiones a color minutos antes de mandar imprimir esta tesis.

A mis amigos del Depto. de Física de la UIA, pero sobre sobretodo a los excelentes estudiantes de la carrera de Ing. Física.

Finalmente, a todo el personal administrativo y de intendencia del Instituto de Astronomía, que sin su presencia la astromía de la UNAM no se podría desarrollar.

Y cuando desperté  
el campo magnético  
seguía ahí.

# Estabilidad de un Disco Grueso Magnetizado

Alfredo J. Santillán González

Universidad Nacional Autónoma de México

# Índice General

<b>1</b>	<b>El campo magnético galáctico</b>	<b>7</b>
1.1	Introducción . . . . .	7
1.2	Determinación del <b>B</b> galáctico . . . . .	8
1.2.1	La radiación sincrotrón . . . . .	8
1.2.2	Polarización de la luz de las estrellas . . . . .	10
1.2.3	Rotación de Faraday . . . . .	11
1.2.4	Efecto Zeeman . . . . .	13
1.2.5	Campo Magnético en diferentes regiones . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Disco Delgado</b>	<b>19</b>
2.1	Introducción . . . . .	19
2.2	Modelo en equilibrio . . . . .	21
2.3	Análisis lineal . . . . .	26
2.4	Perturbaciones . . . . .	30
2.5	Simulaciones Numéricas . . . . .	34
2.6	Resultados . . . . .	35
2.6.1	Caso A1 ( $\lambda_{per}=700$ pc) . . . . .	36
2.6.2	Formación de láminas de gas . . . . .	40
2.6.3	Conclusiones . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Disco Gaseoso Grueso</b>	<b>45</b>
3.1	Análisis lineal . . . . .	51
3.2	Resultados Numéricos . . . . .	56
3.2.1	Caso B5: Formación de láminas simples ( $\lambda_{per}=3$ kpc). . . . .	57
3.2.2	Caso B16: Formación de láminas simples ( $\lambda=6$ kpc y fronteras <i>reflejantes</i> en la dirección $z$ ) . . . . .	61

3.2.3	Caso B17: Formación de láminas dobles ( $\lambda=6$ kpc y fronteras <i>abiertas</i> en la dirección-z) . . . .	63
3.2.4	Conclusiones . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Interacciones con el Disco Grueso</b>	<b>67</b>
4.1	Introducción . . . . .	67
4.2	Colisiones de NAV con el Disco Grueso Magnetizado . . . . .	68
4.2.1	Nubes de Alta Velocidad (NAV) . . . . .	68
4.2.2	Simulaciones Numéricas . . . . .	70
4.2.3	Resultados . . . . .	73
4.2.4	NAV y la Inestabilidad de Parker . . . . .	83
4.3	SB: evolución en un disco grueso magnetizado . . . . .	85
4.3.1	Simulaciones Numéricas . . . . .	86
4.3.2	Resultados . . . . .	87
4.3.3	SB y la Inestabilidad de Parker . . . . .	92
4.4	Colisiones de NAV más formación de SB . . . . .	94
4.5	Resultados . . . . .	94
4.6	Conclusiones . . . . .	97
<b>5</b>	<b>Sumario</b>	<b>99</b>
5.1	El Campo Magnético Galáctico . . . . .	99
5.2	Resultados . . . . .	100
5.2.1	Disco Delgado . . . . .	100
5.2.2	Disco Grueso . . . . .	101
5.2.3	Perturbaciones realistas en el disco grueso . . . . .	103
5.3	Trabajo a futuro . . . . .	104
<b>A</b>	<b>Emisión Sincrotrón</b>	<b>107</b>
<b>B</b>	<b>Efecto Zeeman</b>	<b>111</b>
B.1	Efecto Zeeman normal . . . . .	111
B.2	Efecto Zeeman anómalo . . . . .	116
<b>C</b>	<b>Rotación de Faraday</b>	<b>119</b>
<b>D</b>	<b>Polarización de la luz de las estrellas</b>	<b>125</b>
<b>E</b>	<b>El Código ZEUS-3D</b>	<b>129</b>

# Resumen

En este trabajo se presenta un estudio magnetohidrodinámico del medio interestelar por medio de simulaciones numéricas.

En el capítulo 1 se hace una descripción de los métodos observacionales (la emisión de radiación sincrotrón, la polarización de la luz de las estrellas, la rotación de Faraday y el efecto Zeeman) para detectar la magnitud y dirección del campo magnético en el medio interestelar, en particular en la vecindad solar; es decir, a 8.5 kpc del centro de nuestra Galaxia.

En el capítulo 2 para verificar el manejo del problema por el código numérico ZEUS-3D estudiamos la estabilidad de un disco gaseoso delgado. Realizamos un análisis lineal y no-lineal de la inestabilidad de Parker en este tipo de disco galáctico, encontrando que la longitud de onda del modo de oscilación de crecimiento más rápido y el tiempo de crecimiento de la inestabilidad son de 700 pc y  $3 \times 10^7$  años, respectivamente. Los resultados de los experimentos numéricos se comparan con los resultados analíticos obtenidos para el régimen lineal, coincidiendo de manera satisfactoria.

El capítulo 3 trata sobre la estabilidad de un disco gaseoso grueso, es decir, el modelo toma en cuenta las contribuciones de varias componentes del material interestelar. De la misma manera que en el capítulo 2, realizamos un estudio lineal y no lineal de la inestabilidad de Parker encontrando que la longitud de onda del modo ondular de más rápido crecimiento es igual a 3 kpc y el tiempo de crecimiento es de  $\sim 6 \times 10^7$  años. Dada la complejidad del problema, las relaciones de dispersión del análisis lineal no pueden ser resueltas analíticamente, así que se resuelven numéricamente para varios valores de los parámetros relevantes. Una vez más, los resultados de ZEUS-3D son comparados con los del análisis lineal, así como con los obtenidos con un código numérico diferente, encontrando resultados similares en todos los casos.

Finalmente, en el capítulo 4 se estudia la evolución de las inestabilidades

en el disco grueso cuando es perturbado por agentes astronómicos energéticos, tales como nubes de alta velocidad y superburbujas. Estas perturbaciones son capaces de disparar la inestabilidad de Parker. Una vez que las perturbaciones magnetohidrodinámicas se han propagado a escalas del orden de 3 kpc, aparece el modo de crecimiento más rápido con su escala de tiempo correspondiente. También encontramos que cuando se tiene una configuración inicial del campo magnético de manera paralela al disco (eje- $x$ ), el gas de las nubes de alta velocidad no pueden penetrar y mezclarse con el material del disco central más denso. Por su lado, el gas de las superburbujas tampoco puede salir del disco y la evolución se desarrolla preferencialmente en la dirección de las líneas de campo. Tanto las burbujas como las nubes de alta velocidad producen fuertes compresiones del campo magnético en la dirección- $z$ , que terminan generando oscilaciones y turbulencia en el medio interestelar.

# Capítulo 1

## El campo magnético galáctico

### 1.1 Introducción

Los campos magnéticos están presentes en todo el Universo y se han medido sus intensidades en una gran variedad de sistemas astrofísicos, que incluyen al Sistema Solar (el Sol, los planetas, los cometas y el gas interplanetario), las estrellas “normales”, las enanas blancas, las estrellas de neutrones, el medio interestelar de la Vía Láctea y de otras galaxias externas, las radiogalaxias y los núcleos de galaxias activas, el medio intergaláctico, etcétera. Las intensidades varían de unas cuantas veces  $10^{-6}$  G en el gas interestelar e intergaláctico, hasta valores arriba de los  $10^8$  o  $10^9$  G en la superficie de las estrellas de neutrones (Asseo & Sol 1987; Norman, Stone & Clarke 1991, Zweibel & Heiles 1997). La morfología de los campos depende del tipo de objeto en cuestión. Los campos magnéticos de las estrellas y los planetas tienen estructuras básicamente dipolares, mientras que los campos a escalas galácticas están más bien alineados con los planos de los discos en configuraciones bisimétricas usualmente (aunque hay fluctuaciones a todas las escalas).

Las intensidades de los campos magnéticos en las galaxias son suficientemente grandes para afectar significativamente la dinámica del gas interestelar, tanto en la estructura del disco galáctico (a gran escala), como en la formación estelar (a pequeña escala). Los principales efectos de los campos magnéticos galácticos en la formación de estrellas son: la disminución del momento angular proto estelar y el soportar el colapso gravitacional de nubes interestelares (Zweibel & Heiles 1997).

La información que se puede obtener del campo magnético de todos estos sistemas es a través de la radiación que emiten las partículas cargadas (ya sean, iones atómicos, moleculares, o todo un plasma en su conjunto) cuando interactúan con un campo magnético, o mediante los efectos de alineación que producen en el polvo interestelar.

## 1.2 Determinación del B galáctico

El campo magnético total de la galaxia  $B_t$  presenta dos componentes; una componente uniforme  $B_u$  y una componente aleatoria  $B_a$ , de tal forma que,  $B_t^2 = B_u^2 + B_a^2$ .

Los trazadores observacionales que se utilizan para detectar los campos magnéticos son la emisión de sincrotrón, la polarización de la luz de las estrellas, la rotación de Faraday y el efecto Zeeman. Los fundamentos básicos de cada uno de estos procesos se describen en los apéndices A–D. Estos indicadores únicamente dan información sobre alguna de las componentes del campo: ya sea de la componente proyectada sobre el plano del cielo  $B_{\perp}$ , o de la componente paralela a la visual  $B_{\parallel}$ . De manera que la combinación de todos ellos nos permiten obtener la información necesaria para determinar las intensidades y direcciones del campo.

### 1.2.1 La radiación sincrotrón

La intensidad de la radiación sincrotrón,  $I_s$ , se utiliza para calcular la **magnitud del campo magnético** en nuestra Galaxia y en otras galaxias. Ésta depende de la densidad de energía de los electrones relativistas  $N(E)$  en un intervalo dado de energía, y de  $B_{\perp}^x$ , donde el exponente  $x$  depende del espectro de energía de los electrones; típicamente  $x \approx 1.8$  tal que  $I_s \propto B_{\perp}^x$ . En la práctica,  $N(E)$  es difícil de calcular, y por lo tanto, no se puede determinar la componente  $B_{\perp}$ , a menos que se hagan una serie de suposiciones. Por ejemplo, la de “energía total mínima”, en ese caso  $I_s = KB_{\perp}^{7/2}$ , donde  $K$  es una constante (Ginzburg & Syrovatskii 1965; Zweibel & Heiles 1997).

Beuermann, Kanbach, & Berkhuijsen (1985; BKB), hicieron un modelo tridimensional de la emisión en radio de la Vía Láctea usando la emisión en continuo a 408 MHz. Éste modelo de galaxia espiral consiste de dos componentes: un disco delgado que llamamos simplemente *disco* y que está asociado al disco gaseoso y estelar de nuestra galaxia; y un disco grueso o *halo*

con una escala de altura que va incrementándose con el radio galactocéntrico y que tiene un valor  $\sim 1.5$  kpc en el círculo solar.

BKB encuentran que el *halo* de la Vía Láctea contribuye aproximadamente con el 90% de la emisión de radio a 408 MHz, y el 10% restante es producido por el *disco*, además de que el patrón espiral de la galaxia, que se presenta en ambas componentes, es visible en la emisión sincrotrón. En las partes externas de la galaxia, es decir, del círculo solar hacia afuera, los valores de la emisividad, y por lo tanto de  $B_t$ , disminuyen en las regiones interbrazos (Figs. 7 y 8 de BKB)

En la zona interna del disco galáctico, a radios galactocéntricos  $R_{gal} \leq 4$  kpc, cerca del anillo con fuerte actividad de formación estelar, la emisividad sincrotrón aumenta respecto a los valores del círculo solar por factores de  $\sim 5$  para el *disco* y de  $\sim 3$  para el *halo* (digamos, globalmente como un factor 4 arriba del total). De aquí se infiere que el valor de  $B_t$  aumenta hacia el centro de nuestra Galaxia.

Dado que el disco rota diferencialmente, el campo magnético se enrolla continuamente y genera una componente azimutal. Utilizando los valores de la emisividad sincrotrón del modelo de BKB, Heiles (1996a, b) calculó la intensidad del campo magnético total  $B_t$  cerca del Sol ( $R_{gal} \sim 8.5$  kpc) y en la zona interna de la Galaxia, encontrando los siguientes valores: en los *brazos espirales* cerca del círculo solar  $B_t \sim 5.9 \mu\text{G}$ ; el *promedio azimutal* en ese punto es  $B_t \sim 4.2 \mu\text{G}$ ; finalmente, en  $R_{gal}=4$  kpc el *promedio azimutal* es  $B_t \sim 8.0 \mu\text{G}$ .

Por otro lado, determinaciones de la polarización de la radiación sincrotrón,  $p$ , a altas frecuencias de radio (donde los efectos de la rotación de Faraday son pequeños), permiten determinar la dirección de la componente del campo magnético proyectada en el plano del cielo de nuestra Galaxia  $B_{\perp}$ . Además se puede obtener información sobre el grado de uniformidad del campo magnético. Conociendo la polarización sincrotrón observada  $p_{obs}$ , comparándola con la polarización máxima que se esperaría si el campo magnético fuera perfectamente uniforme,  $p_{max} \approx 0.75$  y considerando el efecto de las fluctuaciones aleatorias del campo magnético, se puede determinar el cociente de intensidades  $B_u/B_t$  con la siguiente relación (Burn 1966),

$$\frac{p_{obs}}{p_{max}} = \frac{B_u^2}{B_u^2 + \frac{2}{3}B_t^2} \quad (1.1)$$

Utilizando los datos observacionales de la componente polarizada linealmente de la emisión en radio de nuestra Galaxia a la frecuencia de 1411 MHz

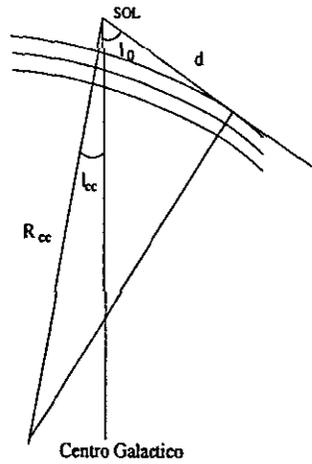


Figura 1.1: Curvatura del campo magnético local. Las líneas curvas representan las líneas del campo magnético.

(Spoelstra 1984), Heiles (1996a, b) encuentra que el cociente  $B_u^2/B_a^2 \approx 0.29$  ( $B_u \sim .55B_a$ ), es decir, la componente aleatoria del campo magnético domina sobre la componente uniforme en la posición  $R_{gal} = 8.5$  kpc por un factor de  $\sim 2$ .

### 1.2.2 Polarización de la luz de las estrellas

La dirección y curvatura del campo magnético uniforme local  $B_u$  puede obtenerse a partir de la polarización de la luz de las estrellas (ver apéndice D). Si la luz estelar está polarizada linealmente, se puede describir como una onda electromagnética plana cuya parte magnética tiene la forma  $\mathbf{B} = \hat{\epsilon} B_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ . Esta expresión nos dice que el vector de campo magnético está oscilando en la dirección del vector de polarización  $\hat{\epsilon}$ , que junto con la dirección de propagación de la onda electromagnética ( $\mathbf{k}$ ) definen el plano de polarización. Con la orientación de los vectores de la polarización de la luz estelar se puede obtener información sobre la orientación del campo magnético uniforme del medio interestelar, ya que son paralelos a las líneas del campo proyectadas en el plano del cielo. A partir de los datos de polarización estelar compilados por Mathewson & Ford (1970), Heiles (1996a, b) determinó la dirección, y la curvatura local de las líneas del campo magnético galáctico.

Cuando observamos a lo largo de estas líneas de campo, los vectores de polarización, aproximadamente paralelos entre sí parecen converger hacia un punto. Este efecto de convergencia es similar al observado en las vías del tren; los rieles de las vías siempre están paralelos, sin embargo, cuando observamos puntos cada vez más lejanos sobre las vías, parecería que los rieles se unen en un punto en el horizonte. Despreciando cualquier curvatura en las líneas de campo, Heiles (1996a, b) encuentra que el punto de convergencia tiene las siguientes coordenadas galácticas  $(l_0, b_0) = (77.4^\circ \pm 1.8^\circ, 0.4^\circ \pm 0.5^\circ)$ . Esto define la dirección de la componente uniforme en la vecindad solar.

Por otro lado, la curvatura de las líneas de campo se obtiene a partir del cambio en la dirección del punto de convergencia con la distancia. Regresemos al ejemplo de las vías del tren, esta vez observemos desde la parte externa de una curva donde existen un conjunto de vías, todas con el mismo centro de curvatura (ver Fig.1.1). Para el caso del campo de nuestra Galaxia, supongamos que las líneas tienen su centro de curvatura localizado a una distancia  $R_{cc}$  del Sol, en la dirección  $l_{cc}$  respecto al centro galáctico. Entonces,  $\cos(l_{cc} - l_0) = \frac{d}{R_{cc}}$ , donde  $d$  es la distancia al punto tangente de la línea de campo y  $l_0$  es el ángulo de la dirección tangente respecto al centro galáctico (Fig.1.1). Heiles (1996a, b) encuentra que  $(R_{cc}, l_{cc}) = (8.8 \pm 1.8 \text{ kpc}, -7.2^\circ \pm 4.1^\circ)$ .

Resumiendo, a partir de los resultados obtenidos con la polarización de la luz de las estrellas podemos decir que las líneas del campo magnético de nuestra Galaxia son espirales con un radio de curvatura de  $\sim 9 \text{ kpc}$  y un ángulo de inclinación con el plano medio galáctico de  $\sim 7^\circ$  (Heiles 1996a, b). Esto es, localmente el campo es casi toroidal con el centro de simetría cercano al centro de la Galaxia.

### 1.2.3 Rotación de Faraday

Las medidas de rotación de Faraday (MR; ver apéndice C) de señales polarizadas linealmente de fuentes de radio (por ejemplo, pulsares) que viajan a través de un medio ionizado, proporcionan información sobre la componente uniforme del campo magnético  $B_{\parallel,u}$  que es paralela a la visual. La dirección de rotación indica el signo de  $B_{\parallel,u}$  (convención; campos positivos están caracterizados por medidas de rotación negativas). Sin embargo, su intensidad está indeterminada a menos que tengamos información sobre la distribución de los electrones libres  $n_e$ .

El modelo más reciente y completo que describe la estructura del campo



correspondientes son de  $1.4 \mu\text{G}$  cerca del Sol,  $\sim 3.5 \mu\text{G}$  dentro del primer cambio de dirección ( $5.5 \lesssim R_{\text{Gal}} \lesssim 8.1 \text{ kpc}$ ), y  $\sim 6.5 \mu\text{G}$  dentro de la segunda inversión ( $R_{\text{Gal}} \lesssim 5.5 \text{ kpc}$ ). Para localizar los cambios de dirección que presenta el campo magnético galáctico se utiliza un *Modelo de anillos concéntricos* (Simard-Normandin & Kronberg 1980); la finalidad de este modelo es encontrar las variaciones sistemáticas de las MR's a lo largo del plano, y a partir de estos datos localizar las inversiones que presenta el campo magnético de la Galaxia dentro y fuera del círculo solar (Fig.1.2). El modelo supone que la intensidad del campo magnético y la densidad electrónica permanecen constantes, dentro de cada anillo, y la dirección del campo es tangente a los anillos, ya sea en la dirección de las manecillas del reloj, o en sentido contrario. Finalmente, con este modelo se puede predecir la contribución de las MR's a lo largo de diferentes direcciones de la visual, si se conoce la densidad electrónica y la intensidad del campo magnético. Por otro lado, la Fig.1.3, reproducida de Heiles (1996b), muestra un bosquejo de las inversiones y direcciones que presenta el campo magnético superpuesto a un modelo de la distribución de la densidad electrónica de nuestra Galaxia que se obtuvo a partir de MD's de pulsares. En la figura podemos observar que los brazos espirales presentan un aumento notable en la densidad de electrones.

### 1.2.4 Efecto Zeeman

En principio, la intensidad del campo magnético galáctico podría calcularse a partir del desdoblamiento que sufre la línea de 21 cm del H I, en dos líneas polarizadas circularmente en direcciones opuestas, debido al efecto Zeeman (ver apéndice B). La separación aparente entre las líneas es de  $2.8 B_{\parallel} \text{ MHz G}^{-1}$  (el valor de 2.8 proviene del cociente  $\frac{e}{2\pi mc} = \frac{\nu}{B_{\parallel}}$ ). Desafortunadamente, con intensidades de campos de  $\sim 10 \mu\text{G}$  y anchos de líneas típicos de  $\sim 3 \times 10^{-2} \text{ MHz}$ , el efecto es pequeño y sólo podría ser detectado con tiempos de integración muy grandes. Por otro lado, el desdoblamiento siempre es menor que el ancho de las líneas y por lo tanto la técnica que se utiliza es observar una línea de absorción intensa de hidrógeno neutro y ver el exceso de radiación polarizada circularmente en los extremos de la línea. También se usan líneas moleculares. Verschuur (1969) fue la primera persona que detectó el efecto Zeeman en el espectro de la línea de absorción de 21 cm en cuatro fuentes de radio, estableciendo valores límites del

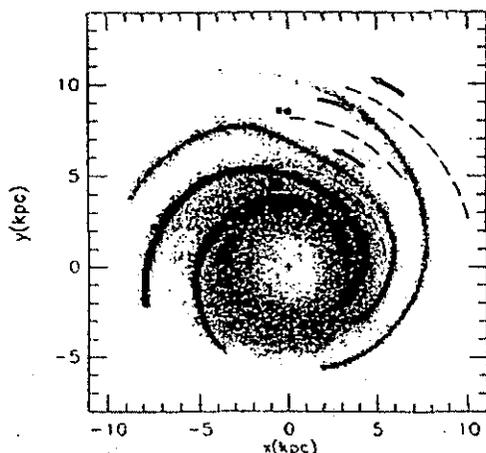


Figura 1.3: Direcciones del campo magnético (mostrado con flechas), los cambios de dirección (líneas punteadas) y la densidad electrónica promedio  $\langle n_e \rangle$  (escala de grises).

campo magnético entre 3.5 y 70  $\mu\text{G}$ . Posteriormente se realizaron una gran cantidad de trabajos donde podemos destacar el de Troland & Heiles (1982). Ellos investigaron el efecto Zeeman de la línea 21 cm del hidrógeno neutro galáctico y determinaron el límite superior del campo magnético de varias regiones particulares del medio interestelar, por ejemplo: en Cyg A y Cas A los valores son  $\sim 4.6$  y  $0.8 \mu\text{G}$ , respectivamente. Finalmente, utilizando las líneas de absorción del H I y OH en la dirección de la nube molecular asociada a la región H II NGC2024 (Orion B) se encuentra que la intensidad de la componente del campo magnético que está a lo largo de la visual tiene valores que están en el intervalo de 0–100  $\mu\text{G}$  (Crutcher *et al.* 1999)

Pueden utilizarse otras moléculas para determinar la intensidad de los campos magnéticos por medio del efecto Zeeman. En 1996 Crutcher *et al.* estudiaron las propiedades físicas de la molécula de CN y encontraron que es la indicada para inferir las intensidades de los campos magnéticos en nubes con densidades de  $10^5\text{--}6\text{cm}^{-3}$ . Realizando observaciones del desdoblamiento Zeeman en las líneas de 3 mm de la molécula de CN se encuentra que la nube molecular de Orion tiene un campo  $\mathbf{B}$  igual a  $-0.36 \pm 0.08 \text{ mG}$ , en los núcleos de la nube molecular DR21OH de  $-0.71 \pm 12 \text{ mG}$  y  $-0.36 \pm 0.10 \text{ mG}$  y en M17SW de  $-0.33 \pm 0.14 \text{ mG}$  (Crutcher *et al.* 1999).

### 1.2.5 Campo Magnético en diferentes regiones

Como hemos descrito, existen varios métodos observacionales que se utilizan para calcular la intensidad y geometría del campo magnético del medio interestelar en la Vía Láctea y en galaxias externas. A continuación presentamos ejemplos, con valores aproximados, de la topología e intensidad del campo magnético de diferentes objetos; desde regiones específicas en nuestra Galaxia hasta los cúmulos de galaxias.

- **Estructuras filamentarias.** En el medio interestelar se han detectado en longitudes de onda de radio estructuras gaseosas delgadas y largas, que posiblemente estén confinadas por un campo magnético. Tal es el caso de la nube oscura Lynds 204 que es una estructura filamentaria de  $\sim 4^\circ$  de longitud y  $\sim 15'$  o menos de ancho asociada a un cascarón de HI en expansión (Lynds 1962). Por medio del desdoblamiento Zeeman de la línea de 21 cm Heiles (1988) midió un valor de  $\sim 12 \mu\text{G}$  para la intensidad de la componente proyectada a lo largo de la visual del campo magnético de esta región. Este valor es notablemente mayor al del MI general.
- **Chorros de gas asociados a protoestrellas.** En discos protoestelares se detectan chorros de gas de alta velocidad que viajan en direcciones opuestas. Estos chorros empujan el gas molecular y el campo magnético que se encuentran en su camino formando "paredes magnéticas" que pueden modificar la evolución del chorro de gas. Como es el caso de los lóbulos de la región S106 donde Crutcher (1991) determinó, utilizando el efecto Zeeman, una intensidad de  $\sim 1 \text{ mG}$  en el lóbulo norte y de  $\sim 0.6 \text{ mG}$  en la parte sur.
- **Superburbujas.** Es bien conocido que los vientos estelares de las estrellas pertenecientes a asociaciones OB y las explosiones de supernovas pueden formar grandes estructuras de gas. Una vez más, se pueden utilizar diferentes métodos observacionales para inferir los campos magnéticos de estas estructuras. Por medio de la rotación de Faraday y del efecto Zeeman, Vallée (1993) obtiene la intensidad del campo magnético de 8 gigantes burbujas interestelares ( $\leq 1000 \text{ pc}$ ). Los valores encontrados van desde  $2.2 \mu\text{G}$  en la Gum Nebula, hasta  $17 \mu\text{G}$  en el Arco de Cetus.

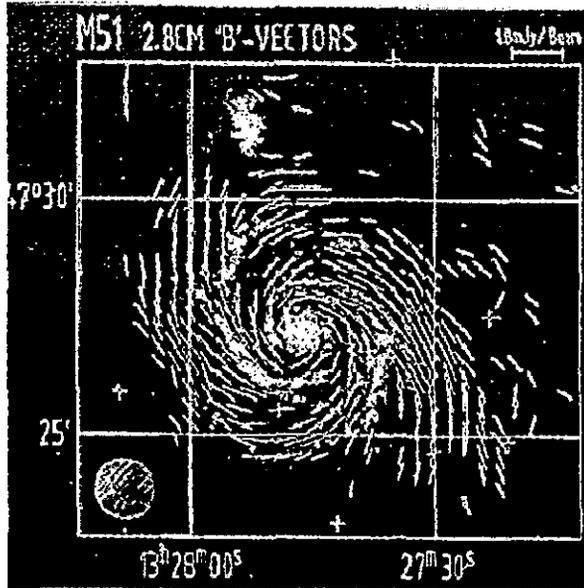


Figura 1.4: Vectores de polarización en radio de la galaxia M51 a una longitud de onda de 2.8 cm

- **Centro de la Galaxia.** Dentro de 500 pc del centro de la Galaxia existe un volumen importante del espacio que tiene un campo magnético cuya intensidad es de  $\sim 130 \mu\text{G}$  (Spergel & Blitz 1992). En tanto que a una distancia de 50 pc del centro galáctico se han detectado en radio grandes filamentos o arcos que son perpendiculares al plano del disco y tienen un campo magnético que es paralelo a los filamentos y con una intensidad del orden de 1 mG (Yusef-Zadeh *et al.*, 1984; Tsuboi *et al.*, 1995)
- **Galaxias cercanas.** Las galaxias externas nos proporcionan una visión global de la estructura del campo magnético, cosa que no podemos obtener con la Vía Láctea ya que estamos inmersos en ella. La orientación y el grado de regularidad del campo en el plano del cielo, así como la intensidad y regularidad de la componente del campo que va a lo largo de la visual pueden derivarse utilizando la polarización y la rotación de Faraday de la radiación que emiten las galaxias. Por

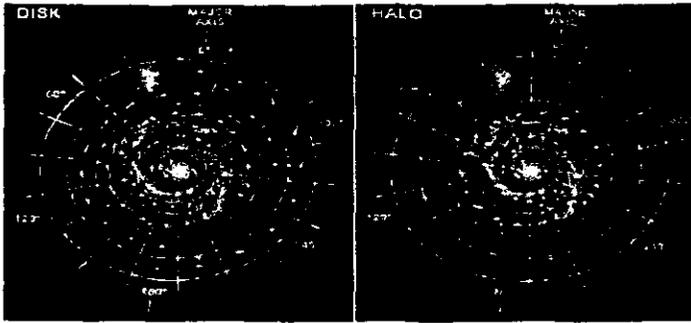


Figura 1.5: Direcciones de la componente ordenada del campo magnético (representadas por flechas) en el disco (recuadro del lado izquierdo) y del halo (recuadro del lado derecho) de la galaxia espiral M51. Los vectores del campo magnético están superpuestos a una imagen óptica de M51 (Berkhuijsen et al 1997)

ejemplo en el caso de M31, un estudio de la polarización óptica de la luz de las estrellas de 18 cúmulos globulares demuestra que su campo magnético está alineado al plano del disco y que las líneas de campo siguen los brazos espirales (Martin & Shawl 1982). Otro ejemplo es el de la galaxia espiral M51 que se muestra en la Fig. 1.4. Neininger (1992) realizó mediciones de la polarización lineal de esta galaxia mostrando la estructura a gran escala de su campo magnético en el disco. La Fig. 1.4 muestra la distribución de la emisión de la polarización lineal a una longitud de onda de 2.8 cm superpuesta a una imagen tomada en el óptico y los vectores del campo magnético que están bien aline-

ados con los brazos espirales. Respecto a la intensidad de los campos magnéticos en otras galaxias externas, se ha determinado con la emisión de radiación polarizada linealmente y se han determinado campos cuyas intensidades van de  $4 \mu\text{G}$  en M33 (Buczilowski & Beck 1991) hasta de  $19 \mu\text{G}$  en NGC2276 (Hummel & Beck 1995).

- **Discos y Halos de galaxias espirales** Generalmente en las galaxias espirales se pueden identificar dos componentes; el disco y el halo. Berkhuijsen *et al.* (1997) realizaron un análisis de las estructuras regulares (ordenadas) de los campos magnéticos en el disco y halo de la galaxia espiral M51 utilizando las observaciones de polarización en diferentes longitudes de onda, 2.8, 6.2, 18 y 20.5 cm. Ellos encuentran que el halo (suponiendo que tiene geometría esférica) tiene asociado un campo magnético con una extensión radial de 10 kpc, es axisimétrico y horizontal. Sus líneas de campo son espirales que apuntan hacia el centro y generalmente se oponen a las líneas de campo asociadas al disco. La intensidad promedio del campo tiene un valor aproximado de  $3 \mu\text{G}$  en un intervalo radial de 3–6 kpc. Por otro lado, la estructura azimutal del campo magnético en el disco es muy complicada, no es axisimétrica ni bisimétrica sino que puede ser representada por una combinación de estas dos. Las líneas de campo de la componente ordenada también son espirales pero generalmente apuntan hacia afuera. La intensidad promedio que se obtiene está en el intervalo de 5–10  $\mu\text{G}$  (Fig. 1.4).
- **Medio intercúmulo de galaxias** Los cúmulos de galaxias son los objetos más grandes y masivos que existen en nuestro universo; pueden estar formados por galaxias espirales, elípticas o irregulares. Los cúmulos de galaxias son conocidos porque una fracción importante de su masa está en forma de gas que emite en rayos-X en el intervalo de temperaturas de  $10^7$ – $10^8$  K. El cúmulo de Abell 754 fue observado en rayos-X duros con el Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE), que junto con datos en la longitud de onda de radio, permitió determinar el límite inferior de la intensidad del campo magnético del medio intercúmulo es  $\sim 0.2 \mu\text{G}$  (Valinia *et al.* 1999), aproximadamente un orden de magnitud menor que el detectado en el medio interestelar de nuestra Galaxia.

# Capítulo 2

## Disco Delgado

### 2.1 Introducción

En este capítulo utilizamos el código MHD ZEUS-3D (version 3.4.2), para modelar la estabilidad del disco galáctico. Como un primer paso, verificamos el comportamiento del código con un disco gaseoso simplificado: un sistema plano paralelo que contiene una sola componente del medio interestelar (por ejemplo, hidrógeno atómico a  $T \sim 10^4$  K), un campo magnético paralelo al plano del disco y un campo gravitacional que varía linealmente con la coordenada vertical  $z$ . Este sistema, que inicialmente se encuentra en equilibrio magnetohidrostático, lo llamaremos el **disco simple de una sola componente** o simplemente **disco delgado** (Parker 1966; Mouschovias 1974; Mouschovias et al. 1974; Spitzer 1978; Blitz & Shu 1980; Horiuchi *et al.* 1988; Basu *et al.* 1997, Kim *et al.* 1998). La verificación de que los cálculos numéricos son manejados de forma correcta se hace comparando los resultados del código con los obtenidos en el tratamiento lineal de la inestabilidad de Parker.

En un trabajo pionero realizado por Parker (1966), encontró que un disco de gas interestelar, dentro de un campo gravitacional y parcialmente soportado por un campo magnético, es inestable cuando se introducen perturbaciones con longitudes de onda suficientemente grandes. La inestabilidad es debida a que el peso del gas interestelar que “resbala” sobre las líneas del campo magnético deformadas por la perturbación aumenta la amplitud de la deformación. El gas se concentra en los valles magnéticos de las líneas de campo deformadas, comprimiéndolas y arrastrándolas hacia el plano medio

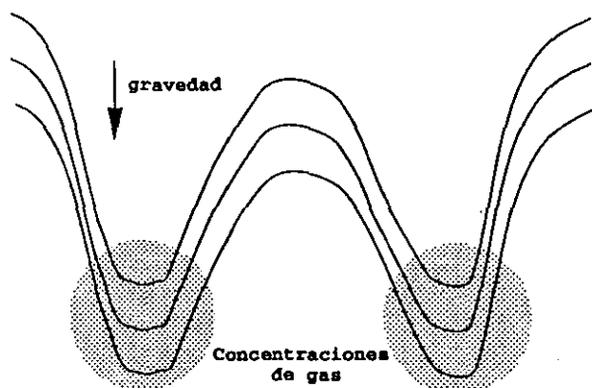


Figura 2.1: Líneas de campo magnético que son confinadas por el peso del gas. Esta configuración es producida por la inestabilidad de Parker en un disco gaseoso magnetizado (Parker 1966).

del disco. La parte de las líneas (o arcos magnéticos) que se encuentran entre las concentraciones de gas, liberadas del peso del gas que ha resbalado hacia el centro del disco, tienden a elevarse (Fig.2.1). Así la inestabilidad tiende a formar acumulaciones de gas en los valles magnéticos. Este fenómeno es ahora conocido como la **inestabilidad de Parker** y puede operar en una amplia variedad de condiciones, que incluyen desde las zonas sub-fotosféricas del Sol (Shibata *et al.* 1989a y 1989b; Kaisig *et al.* 1990; Nozawa *et al.* 1992), discos de acreción (Galeev *et al.* 1979; Stella & Rosner 1984; Kato & Horiuchi 1985, 1986), hasta discos de galaxias (Mouschovias 1974; Blitz & Shu 1980; Elmegreen 1982a, b; Matsumoto *et al.* 1988; Hanawa *et al.* 1992; Giz & Shu 1993; Martos & Cox 1994; Foglizzo & Tagger 1994; Santillán *et al.* 1996; Basu *et al.* 1997, Kim *et al.* 1998).

Otra forma de visualizar este fenómeno es la siguiente. Recordemos el mecanismo físico que produce la inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Un fluido de baja densidad  $\rho_2$  puede sostener, o empujar, a un fluido de alta densidad  $\rho_1$ , en la línea de acción de un campo gravitacional perpendicular a la interfaz entre los fluidos. Si ésta es perfectamente horizontal y aparece una pequeña deformación en la interface, la deformación crece rápidamente como si "dedos" del fluido denso penetraran al fluido ligero. La tasa de crecimiento

$\tau_{RT}^{-1}$  de esta inestabilidad está dada por (Spitzer 1978, Shore 1992),

$$\tau_{RT}^{-1} = \left[ kg \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \right]^{1/2}, \quad (2.1)$$

donde  $k = 2\pi/\lambda$  es el número de onda de la perturbación horizontal. Claramente podemos ver que para pequeñas longitudes de onda  $\lambda$  la inestabilidad crece más rápido que para  $\lambda$ 's grandes. Pensemos ahora que el fluido ligero es el campo magnético horizontal que está soportando el peso del gas que se encuentra en el campo gravitacional del sistema. El fluido ligero (el campo magnético más los rayos cósmicos) y el fluido pesado (el gas) coexisten en la misma región del espacio y, análogamente al caso anterior el sistema gas-campo magnético se vuelve inestable para algunas longitudes de onda de las perturbaciones. Por esto, la inestabilidad de Parker es denominada a veces como una **inestabilidad Rayleigh-Taylor magnética** (Mouschovias 1996). Esta analogía es aplicable al modo de intercambio de la inestabilidad de Parker, y no al modo ondular (ver sección 2.4), ya que si la densidad que hay dentro de un tubo de flujo magnético es menor a la densidad de sus alrededores éste se desplazará a una zona de densidad más baja cuando ocurra la inestabilidad.

## 2.2 Modelo en equilibrio

Comencemos construyendo un modelo en equilibrio hidrostático que represente un disco gaseoso delgado con campo magnético. Supongamos que todas las variables físicas que describen al sistema dependen únicamente de la altura,  $z$ , sobre el plano medio del disco. Por simplicidad, solamente incluimos las presiones térmica y magnética para equilibrar el campo gravitacional (no se considera la presión producida por los rayos cósmicos, pero esta última acentúa la inestabilidad).

Para que el disco esté en equilibrio hidrostático las presiones térmica y magnética, en cada posición  $z$  del plano, deben soportar el peso del gas que está sobre de ellos, es decir,

$$\frac{d}{dz} [P_{\text{term}}(z) + P_{\text{mag}}(z)] = -\rho(z)g(z), \quad (2.2)$$

dónde  $P_{\text{term}}(z)$ ,  $P_{\text{mag}}(z)$ ,  $\rho(z)$  y  $g(z)$ , son las presiones térmica y magnética, la densidad del gas y el campo gravitacional, respectivamente. Las variables

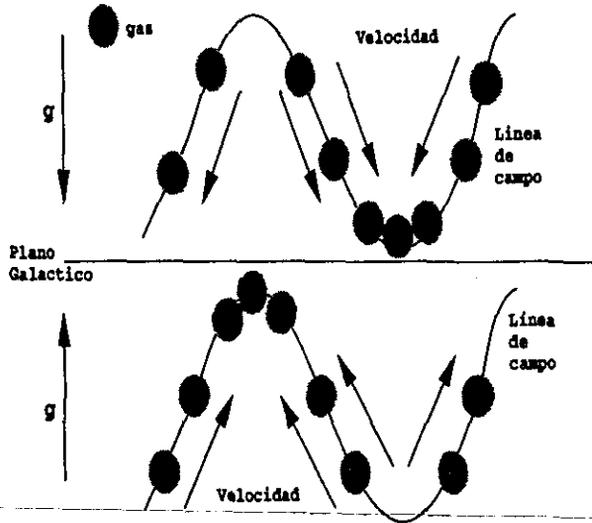


Figura 2.2: La inestabilidad de Parker es antisimétrica respecto al plano del disco cuando la perturbación tiene la misma dirección en ambos lados del disco. Las líneas del campo magnético son deformadas inicialmente por una perturbación sinusoidal para activar el modo antisimétrico. Podemos ver que la acumulación de material ocurrirá en el mínimo de la línea de campo que se encuentra sobre el plano del disco y en el máximo de la línea que se encuentra debajo de él.

están definidas por las siguientes ecuaciones,

$$P_{\text{term}}(z) = \rho(z)a^2, \quad (2.3)$$

$$P_{\text{mag}}(z) = \frac{B_x^2(z)}{8\pi}, \quad (2.4)$$

$$\rho(z) = m_{\text{H}}n(z), \quad (2.5)$$

donde  $a$  es la velocidad del sonido en el gas,  $B_x(z)$  la componente del campo magnético paralela al plano del disco (cuya intensidad varía con la altura  $z$ ),  $n(z)$  la densidad numérica, y  $m_{\text{H}}$  la masa del átomo de hidrógeno. Nótese que en la parte térmica estamos incluyendo los movimientos macroscópicos del gas, donde está almacenada la energía cinética del MI (también denominada "turbulencia"). También es importante mencionar que en el equilibrio inicial de este modelo no se está considerando la tensión magnética ( $\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}$ ), dado que  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_x(z)$ .

La distribución del gas en el disco se obtiene a partir de la ec.(2.2). Esta distribución depende de cómo varían las presiones y la aceleración de la gravedad con la coordenada  $z$ . Definimos el parámetro  $\alpha$  como el cociente de las presiones magnética a térmica,

$$\alpha \equiv \frac{P_{\text{mag}}}{P_{\text{term}}}. \quad (2.6)$$

Aquí suponemos que  $\alpha$  es constante en todo el disco (es decir, que las presiones,  $P_{\text{term}}$  y  $P_{\text{mag}}$ , varían de la misma forma con  $z$ ) y que la velocidad  $a$  es independiente de la altura  $z$  (disco isotérmico), de manera que la ec.(2.2) puede escribirse como

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = \frac{1}{a^2(1+\alpha)} \int_0^z g(z)dz. \quad (2.7)$$

Para un disco isotérmico, la ec.(2.7) nos dice que el perfil de densidad del disco delgado depende únicamente de la forma en que varíe la aceleración gravitacional respecto a  $z$ . Por lo tanto, si conocemos la función  $g(z)$  la sustituimos en la ec.(2.7) y la integramos para obtener  $\rho(z)$ .

Por ejemplo, si  $g(z) = g = \text{cte}$ , la distribución de densidad es simplemente exponencial

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-(z/h_i)}, \quad (2.8)$$

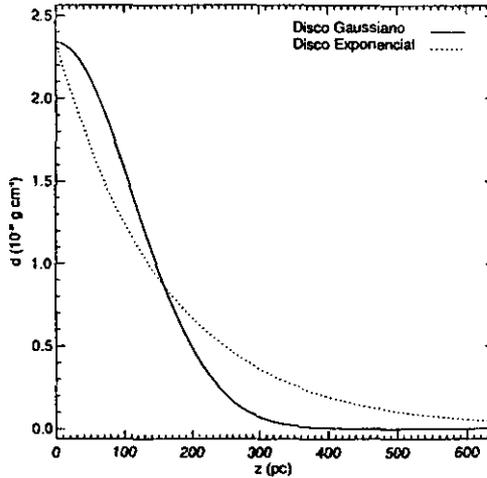


Figura 2.3: Perfiles de densidad gaussiano (línea continua) y exponencial (línea punteada) de un disco delgado. Las dos distribuciones tienen la misma escala de altura,  $H = 160$  pc.

donde

$$h_e = \frac{a^2(1 + \alpha)}{g} \quad (2.9)$$

es la escala de altura de un disco delgado isotérmico con gravedad constante. Este tipo de disco ha sido utilizado por diferentes autores para estudiar la inestabilidad de Parker (Parker 1966; Mouschovias 1974; Basu et al. 1997; Kim et al. 1998). Un disco delgado que tenga este perfil de densidad lo llamaremos **disco delgado exponencial** o simplemente **disco exponencial** (fig.2.3).

Ahora veamos el caso en que la aceleración de la gravedad varía linealmente con  $z$ , es decir,  $g(z) = g_0 z$ , donde  $g_0$  es una constante. La distribución

de la densidad del disco delgado tendrá una forma gaussiana

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{z}{H_g} \right)^2}, \quad (2.10)$$

donde

$$H_g^2 = \left[ \frac{\alpha^2 (1 + \alpha)}{-g_0} \right], \quad (2.11)$$

es la escala de altura de un **disco delgado gaussiano** o simplemente **disco gaussiano** (fig.2.3). Para poder comparar nuestros resultados numéricos con los obtenidos en el análisis lineal utilizamos exactamente el mismo perfil de densidad que usó Kim *et al.* (1997). La suposición de aceleración lineal es válida para la aceleración gravitacional del disco de la Vía Láctea hasta una altura de  $\sim 200$  pc sobre el plano medio.

Al igual que Kim *et al.* (1997) utilizamos los valores propuestos por Falgarone & Lequex (1973) para la escala de altura y la dispersión de velocidades de las nubes en la vecindad solar, 160 pc y  $6.4 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Con estos valores y la ec.(2.11) podemos determinar el valor de la pendiente  $g_0 = 1.04 \times 10^{-11} \text{ cm s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . Los valores de la densidad media y la intensidad de la componente ordenada del campo magnético promedio en el plano medio del disco son  $\rho_0 = 2.34 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$  y  $B_{0z} = 5 \mu\text{G}$ . Usando además la condición de que  $\alpha = 1$ , encontramos que para ambos discos las presiones, térmica y magnética, tienen el mismo valor en el plano medio de  $\sim 10^{-12} \text{ g cm}^{-2}$ .

En este capítulo nos centraremos en el estudio de un disco gaseoso delgado con  $g(z) = g_0 z$  y, por ende, con una distribución de densidad gaussiana. Sustituyendo la ec.(2.8) en la ec.(2.2) podemos calcular la presión total del sistema  $P_T$  como función de  $z$ , es decir,

$$\begin{aligned} P(z)_T &= \rho_0 g_0 \int_{-\infty}^z e^{-\frac{1}{2} (z/H_g)^2} dz \\ &= \alpha^2 (1 + \alpha) \rho(z). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Para los parámetros supuestos en el plano medio de un disco gaussiano, la presión total tiene un valor  $\sim 2 \times 10^{-12} \text{ dinas cm}^{-2}$  y su variación respecto a  $z$  se muestra en la Fig.(2.4).

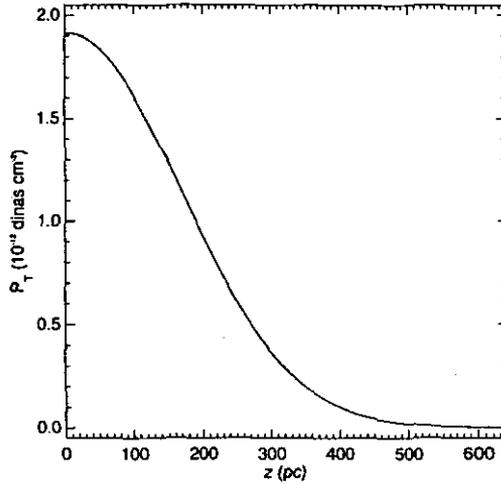


Figura 2.4: Presión total como función de  $z$  para un disco delgado-gaussiano.

### 2.3 Análisis lineal

Las ecuaciones no relativistas que describen la magnetohidrodinámica (MHD) de un fluido ideal (sin resistividad, no viscoso, adiabático), como función del tiempo y el espacio son,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.13)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right] = -\nabla P_{\text{term}} - \nabla \left( \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} - \rho \mathbf{g}, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.15)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \left( \frac{P_{\text{term}}}{\rho \gamma} \right) = 0. \quad (2.16)$$

Definimos a las perturbaciones de pequeña amplitud en las variables físicas que describen el fluido como  $\delta v$ ,  $\delta \rho$ ,  $\delta P_{\text{term}}$  y  $\delta \mathbf{B}$ . De manera que las cantidades perturbadas nos quedan,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \delta v; \quad \rho = \rho_0 + \delta \rho; \quad P_{\text{term}} = P_{\text{term},0} + \delta P_{\text{term}}; \quad \mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{e}}_y + \delta \mathbf{B}. \quad (2.17)$$

Introduciendo estas cantidades en las ecuaciones MHD y tomando solamente los términos de primer orden en las variables perturbadas, obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones linealizadas

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} - \frac{\rho_0}{H_g^2} z \delta v_z + \rho_0 \left( \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (2.18)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \delta v_y}{\partial t} + \frac{\partial \delta P_{\text{term}}}{\partial y} + \frac{B_0}{8\pi H_g^2} z \delta B_z = 0, \quad (2.19)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \delta v_x}{\partial t} + \frac{\partial \delta P_{\text{term}}}{\partial x} + \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_y}{\partial x} - \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_x}{\partial y} = 0, \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial t} + \frac{\partial \delta P_{\text{term}}}{\partial y} - \frac{B_0}{8\pi H_g^2} z \delta B_y - \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_z}{\partial y} + \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_y}{\partial z} \\ + \frac{(1 + \alpha)a^2}{H_g^2} z \delta \rho = 0, \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \delta B_x}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \delta v_x}{\partial y} = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \delta B_y}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} - \frac{B_0}{2H_g^2} z \delta v_z + B_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \delta B_z}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial y} = 0, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \delta P_{\text{term}}}{\partial t} - \frac{P_{\text{term},0}}{H_g^2} z \delta v_z + P_{\text{term},0} \left( \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (2.25)$$

Ya que los coeficientes de las ecuaciones (2.13)–(2.16) no dependen explícitamente de  $x, y, t$ , las cantidades perturbadas pueden descomponerse en series de Fourier con respecto a estas variables. Por lo tanto, las cantidades perturbadas tendrán la siguiente forma:

$$\delta Q(x, y, z; t) = \delta Q(z) \exp i(\omega t - k_x x - k_y y), \quad (2.26)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular y  $k_x$  y  $k_y$  son los números de onda cuyas direcciones están a lo largo de los ejes  $x$  y  $y$ , respectivamente. Sustituyendo la ecuación anterior en el sistema de ecuaciones linealizadas obtenemos

$$i\omega\delta\rho - \frac{\rho_0}{H_g^2} z\delta v_z + \rho_0 \left( -ik_x\delta v_x - ik_y\delta v_y + \frac{d\delta v_z}{dz} \right) = 0, \quad (2.27)$$

$$i\omega\rho_0\delta v_x - ik_x\delta P_{\text{term}} - ik_x\frac{B_0}{4\pi}\delta B_y + ik_y\frac{B_0}{4\pi}\delta B_x = 0, \quad (2.28)$$

$$i\omega\rho_0\delta v_y - ik_y\delta P_{\text{term}} + \frac{B_0}{8\pi H_g^2} z\delta B_z = 0, \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} i\omega\rho_0\delta v_z + \frac{d\delta P_{\text{term}}}{dz} - \frac{B_0}{8\pi H_g^2} z\delta B_y + ik_y\frac{B_0}{4\pi}\delta B_z \\ + \frac{B_0}{4\pi} \frac{d\delta B_y}{dz} + \frac{(1+\alpha)a^2}{H_g^2} z\delta\rho = 0, \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$i\omega\delta B_x + ik_y B_0\delta v_x = 0, \quad (2.31)$$

$$i\omega\delta B_z + ik_y B_0\delta v_z = 0, \quad (2.32)$$

$$i\omega\delta P_{\text{term}} - \frac{P_{\text{term},0}}{H_g^2} z\delta v_z + P_{\text{term},0} \left( -ik_x\delta v_x - ik_y\delta v_y + \frac{d\delta v_z}{dz} \right) = 0, \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\delta v_z}{dz^2} - \frac{z}{H_g^2} \frac{d\delta v_z}{dz} + \\ \frac{\omega^4/a^4 - [(1+\alpha)/H_g^2 + 2\alpha(k_x^2 + k_y^2)]\omega^2/a^2 + 2\alpha\gamma(k_x^2 + k_y^2)k_y^2}{(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2} \delta v_z + \end{aligned}$$

$$\left[ \frac{2\alpha(1+\alpha)k_x^2\omega^2/a^2}{(\omega^2/a^2 - 2\alpha k_y^2)[(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2]} - \frac{(1+\alpha)(1-\alpha-\gamma)(k_x^2 + k_y^2)}{(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2} \right] \frac{z^2}{H_g^4} \delta v_z = 0. \quad (2.34)$$

Haciendo el siguiente cambio de variable

$$\delta v_z = \Psi \exp \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{z}{H_g} \right)^2 \right], \quad (2.35)$$

y sustituyendo en la ec.(2.34) obtenemos una ecuación diferencial de segundo orden donde no aparecen derivadas de primer orden

$$\frac{d^2\Psi}{dz^2} - \left[ \frac{1}{2H_g^2} + \frac{\omega^4/a^4 - [(1+\alpha)/H_g^2 + 2\alpha(k_x^2 + k_y^2)]\omega^2/a^2 + 2\alpha\gamma(k_x^2 + k_y^2)k_y^2}{(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2} \right] \Psi - \left[ \frac{1}{4} - \frac{2\alpha(1+\alpha)k_x^2\omega^2/a^2}{(\omega^2/a^2 - 2\alpha k_y^2)[(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2]} + \frac{(1+\alpha)(1-\alpha-\gamma)(k_x^2 + k_y^2)}{(2\alpha + \gamma)\omega^2/a^2 - 2\alpha\gamma k_y^2} \right] \frac{z^2}{H_g^4} \Psi = 0. \quad (2.36)$$

Definiendo las siguientes variables adimensionales

$$\Omega \equiv \omega H_g/a, \quad \nu_x \equiv k_x H_g, \quad \nu_y \equiv k_y H_g, \quad \psi \equiv \Psi/a, \quad \zeta \equiv z/H_g, \quad (2.37)$$

y sustituyéndolas en la ec.(2.36) obtenemos una ecuación simple de eigenvalores, similar a la ecuación de Schrödinger asociada a un oscilador armónico unidimensional

$$\frac{d^2\psi}{d\zeta^2} + (E - V_0\zeta^2)\psi = 0, \quad (2.38)$$

donde E y  $V_0$  están dados por

$$E \equiv \frac{1}{2} + \frac{\Omega^4 - [(1+\alpha) + (2\alpha + \gamma)(\nu_x^2 + \nu_y^2)]\Omega^2 + 2\alpha\gamma(\nu_x^2 + \nu_y^2)\nu_y^2}{(2\alpha + \gamma)\Omega^2 - 2\alpha\gamma\nu_y^2}, \quad (2.39)$$

$$V_0 \equiv \frac{1}{4} - \frac{2\alpha(1+\alpha)\nu_x^2\Omega^2}{(\Omega^2 - 2\alpha\nu_y^2)[(2\alpha + \gamma)\Omega^2 - 2\alpha\gamma\nu_y^2]} + \frac{(1+\alpha)(1-\alpha-\gamma)(\nu_x^2 + \nu_y^2)}{(2\alpha + \gamma)\Omega^2 - 2\alpha\gamma\nu_y^2}. \quad (2.40)$$

Las soluciones de la ec.(2.38) pueden dividirse en dos familias, una continua y otra discreta (estas soluciones son discutidas con más detalle por Giz & Shu 1993 y Kim, *et al.* 1997). A su vez, las soluciones continuas se dividen en modos simétricos y modos antisimétricos. En este capítulo estamos interesados en las relaciones de dispersión para el modo de oscilación antisimétrico asociado a la familia de soluciones continuas.

Las soluciones de la ec.(2.38) dependerán de los signos que tienen las funciones  $E$  y  $V_0$ ; para nuestro estudio estamos interesados en el caso donde  $E > 0$  y  $V_0 < 0$ , es decir, que  $E$  siempre sea mayor que  $V_0\zeta^2$  en todo el intervalo de  $\zeta$ , y por lo tanto, la eigenfunción  $\psi$  oscilará mientras que el valor de  $\zeta$  aumenta. Rescribamos la ec.(2.38) introduciendo un nuevo cambio de variable  $\xi = 2^{1/2}(-V_0)^{1/4}\zeta$

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} + \left(\frac{1}{4}\xi^2 - a\right)\psi = 0, \quad (2.41)$$

donde

$$a \equiv \frac{1}{2} \frac{-E}{\sqrt{-V_0}}. \quad (2.42)$$

Para valores de  $\alpha$  y  $\gamma$  dados, los valores de las funciones  $E$  y  $V_0$  dependen únicamente de  $\nu_x^2$ ,  $\nu_y^2$  y  $\Omega^2$ . Entonces, obtener las relaciones de dispersión es equivalente a encontrar los valores de  $\nu_x^2$ ,  $\nu_y^2$  y  $\Omega^2$ , que satisfacen las condiciones de frontera impuestas en la ec.(2.38). La condición de frontera superior es  $\psi = 0$  en  $\zeta = \zeta_{max}$  y la condición de frontera inferior es  $d\psi(0)/d\zeta = 0$  en  $\zeta = 0$  (el plano medio del disco).

Para  $\alpha = 1$ ,  $\gamma = 1$  y  $\zeta_{max} = 4$  ( $z_{max} = 640$  pc) obtenemos la relación de dispersión mostrada en la Fig.(2.5), donde el modo de oscilación más inestable tiene asociada una tasa de crecimiento de  $\Omega = 0.87$  ( $\tau = 2.9 \times 10^7$  años) y una longitud de onda de  $\lambda = 4.4H_g \cong 700$  pc. Si variamos los valores de los parámetros, las tasas y longitudes de onda también cambian. En las simulaciones presentadas en la siguiente sección usamos  $\alpha = 1$ ,  $\gamma = 1$  y  $\zeta_{max} = 4$ .

## 2.4 Perturbaciones

Existen dos modos de oscilación del disco galáctico; el ondular y el de intercambio. El modo ondular está relacionado con la ondulación o deformación, de las líneas de campo magnético por perturbaciones semejantes a

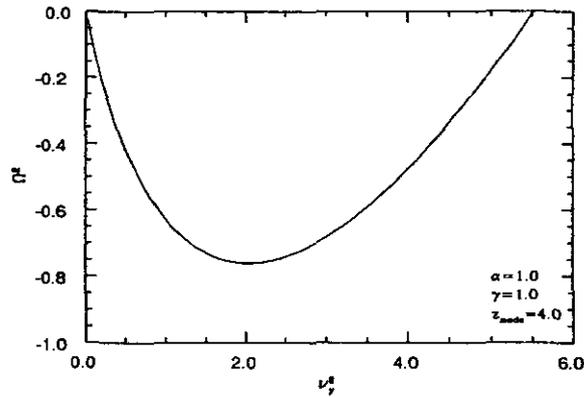


Figura 2.5: Relación de dispersión de la inestabilidad de Parker en un disco gaussiano. El eje vertical representa el cuadrado de la tasa de crecimiento normalizada, y el eje horizontal el cuadrado del número de onda horizontal normalizado.

ondas transversales (ondas de Alfvén) que viajan a lo largo de ellas. El **modo de intercambio** está asociado con la perturbación de las líneas de campo manteniéndolas paralelas al eje horizontal, es decir, está permitido el intercambio de tubos de flujo magnético en la dirección  $z$  (definimos un tubo de flujo magnético como un paquete de líneas de campo magnético con flujo magnético constante, el cual está separado de sus alrededores no-magnéticos por una discontinuidad tangencial; Schüssler 1992). Si alejamos un tubo de flujo del plano del disco y éste se encuentra con una densidad menor que sus alrededores, el tubo descenderá y por lo tanto el modo es inestable (Hughes & Cattaneo 1987)

Martos (1993) realizó experimentos numéricos en tres dimensiones, con diferentes funciones matemáticas para representar las perturbaciones de la componente- $z$  de la velocidad, con la finalidad de estudiar los modos de oscilación. En este trabajo hacemos modelos en dos dimensiones y únicamente podemos analizar el modo ondular de la inestabilidad. Por ello, para estudiar modos específicos introducimos perturbaciones de la forma

$$\delta v_z(x) = \delta v_{0z} \text{sen} \left( \frac{2\pi x}{\lambda_{per}} \right) \quad (2.43)$$

donde la amplitud de la perturbación,  $\delta v_{0z}$ , tiene una magnitud igual a  $0.01 \text{ km s}^{-1}$ , aproximadamente el 1% de la velocidad del sonido en el plano y  $\lambda_{per}$  es la longitud de onda. En la Fig. 2.6 presentamos un ejemplo de la perturbación utilizada para estudiar el caso A (ver la definición de los modelos en la Tabla 2.1).

Finalmente, para obtener el modo de crecimiento más rápido introducimos una perturbación aleatoria en la velocidad del gas, con una amplitud máxima de  $.01 \text{ km s}^{-1}$  (ver Fig. 2.6).

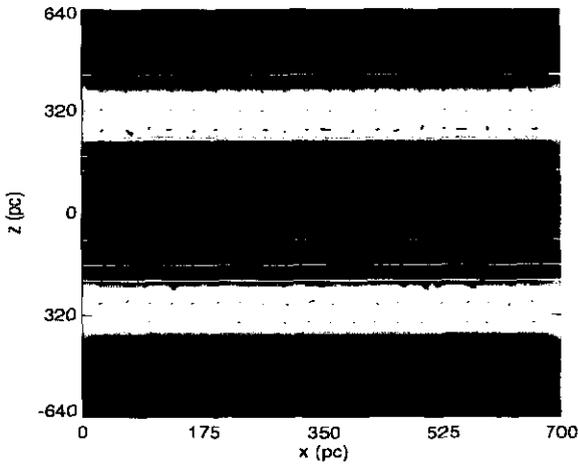
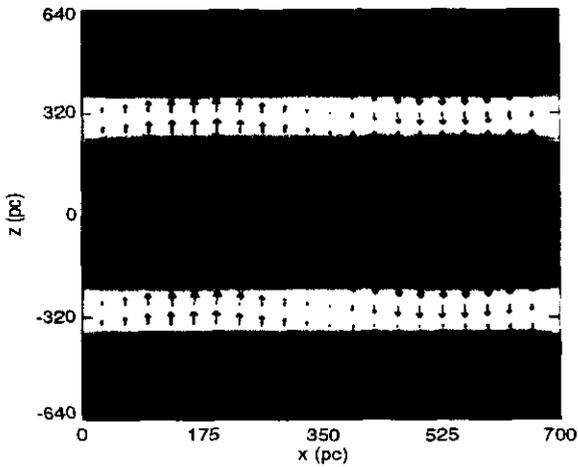


Figura 2.6: Isocontornos del logaritmo de la densidad (escala de colores) y el campo de velocidades (indicado con flechas) de la perturbación inicial, representada por una función sinusoidal con una amplitud  $v_{0z} = 0.01 \text{ km s}^{-1}$  y  $\lambda_{per} = 700 \text{ pc}$  (panel superior), y completamente aleatoria (panel inferior).

## 2.5 Simulaciones Numéricas

A continuación se presentan una serie de experimentos numéricos en dos dimensiones, que muestran el crecimiento no-lineal de la inestabilidad de Parker en un disco delgado magnetizado, inmerso en un campo gravitacional  $g(z)$  que varía linealmente con la altura.

Todas las simulaciones tienen las siguientes características:

1. El sistema de coordenadas es cartesiano, utilizando el plano- $xz$  para el desarrollo del estudio.
2. La resolución de la malla es de  $128 \times 256$  zonas para el Modelo A (disco gaussiano), y de  $256 \times 256$  y de  $128 \times 64$  zonas para los Modelos B y C (disco grueso; las características de los modelos del disco grueso están descritas en el capítulo 3).
3. Las condiciones de frontera son *periódicas* en la dirección- $x$ , y pueden ser *reflejantes* o *abiertas* en la dirección  $z$ .
4. No se toman en cuenta la viscosidad, ni la rotación del gas, ni la auto-gravedad. Además, la conductividad del gas es infinita, es decir, el campo magnético está congelado y por lo tanto el flujo magnético se conserva.

Todos los cálculos de la presente tesis se realizaron con a la versión 3.4.2 del código numérico ZEUS (Stone & Norman 1992a, 1992b), utilizando las supercomputadoras Cray YMP-464 y Silicon Graphics Origin-2000 del Centro de Cómputo de la DGSCA UNAM. En la tabla 2.1 se presentan los diferentes parámetros que se utilizaron en cada una de las simulaciones numéricas. La primera columna define la identificación del experimento numérico; en la segunda y tercera se dan los tamaños físicos del sistema en las direcciones  $x$  y  $z$ , respectivamente; en la cuarta se da la longitud de onda de la perturbación y en la quinta columna se especifica la resolución de la malla computacional. Además, en todos los experimentos numéricos de este capítulo usamos  $\alpha = 1$ ,  $H_g = 160$  pc,  $n_0 = 1.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $B_0 = 5\mu\text{G}$ ,  $a = 6.4 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_{Alfven} = 9.2 \text{ km s}^{-1}$  y  $v_{magnetosonica} = 11.2 \text{ km s}^{-1}$ .

Tabla 2.1 Parámetros de simulaciones para el Disco Delgado

Caso	$\Delta x$ (kpc)	$\Delta z$ (kpc)	Perturbación (pc)	Condición en la frontera-z	Resolución (zonas)
A1	0.700	1.280	700	reflejantes	128×128
A2	0.700	1.280	"	abiertas	128×128
A3	0.700	1.280	"	reflejantes	256×256
A4	0.700	1.280	"	abiertas	256×256
A5	0.700	0.640	aleatoria	reflejantes	128×128
A6	0.700	1.280	"	reflejantes	128×64
A7	0.700	0.640	"	reflejantes	256×256
A8	0.700	1.280	"	reflejantes	128×256
A9	0.640	0.640	"	reflejantes	128×128
A11	0.640	0.640	"	abiertas	128×128
A12	0.640	1.280	"	reflejantes	128×128
A13	0.640	1.280	"	abiertas	128×128
A14	1.280	1.280	"	reflejantes	128×128

## 2.6 Resultados

Una vez que se ha construido el disco en equilibrio hidrostático (ver sección 2.2), perturbamos al sistema con la velocidad dada en la ec.(2.43) y lo dejamos evolucionar para estudiar el desarrollo de la inestabilidad.

El campo magnético está amarrado al gas, el que a su vez está confinado al sistema por el campo gravitacional. Cualquier perturbación en el gas se transmite a las líneas del campo. Perturbando al gas en dirección perpendicular a las líneas del campo magnético, éstas tendrán un movimiento oscilatorio transversal, semejante al de una cuerda de guitarra atada a los extremos.

Si la longitud de onda de la perturbación es pequeña y el disco se mantiene estable, el gas puede oscilar sin perder su estado de equilibrio inicial y la perturbación evoluciona, ya sea con una amplitud constante o amortiguándose hasta desaparecer.

Sin embargo, para longitudes de onda mayores al valor crítico  $\lambda_c \sim 430$  pc (ver Fig.2.5;  $\nu_y^2 = 5.5$ ), la perturbación crece indefinidamente. La inestabilidad reordena la distribución del gas e induce la formación de estructuras gaseosas perpendiculares al plano del disco.

Primero se realizaron una serie de experimentos numéricos para deter-

minar numéricamente la longitud de onda mínima o crítica,  $\lambda_c$ . En estos experimentos la amplitud inicial de la perturbación se mantuvo constante a  $v_{0z} = 0.01 \text{ km s}^{-1}$  y se fue variando la longitud de onda  $\lambda_{per}$ , encontrando los siguientes resultados:

1. El disco es estable para valores de  $\lambda_{per} < 430 \text{ pc}$ . A estas longitudes de onda el disco únicamente oscila, pero la perturbación no crece.
2. Para longitudes de onda  $\lambda_{per} \geq 430 \text{ pc}$ , como lo indica el análisis lineal, el sistema se vuelve inestable y se forman estructuras de gas perpendiculares al plano del disco, que terminan colapsándose hacia el plano del disco. Aquí nos referiremos a esas estructuras simplemente como "láminas" de gas.
3. Los valores de la longitud de onda y de la tasa de crecimiento del modo de oscilación que crece más rápido,  $700 \text{ pc}$  y  $8.1 \times 10^7$  años, respectivamente, coinciden satisfactoriamente con los obtenidos en el análisis lineal (ver Fig. 2.7).

### 2.6.1 Caso A1 ( $\lambda_{per} = 700 \text{ pc}$ )

Como un ejemplo representativo de nuestras simulaciones, describimos la evolución lineal y no-lineal del modo de oscilación más inestable, que se obtiene a partir del análisis lineal en el disco delgado cuando introducimos una perturbación del tipo de la ec.(2.43). La tasa máxima de crecimiento y longitud de onda asociada a este modo son respectivamente,  $\Omega = 0.87$  (es decir, el tiempo de crecimiento es de  $2.9 \times 10^7$  años) y  $\lambda = 700 \text{ pc}$ .

Para comparar nuestros cálculos numéricos con los obtenidos en el análisis lineal graficamos la variación del logaritmo natural de la velocidad cuadrática media  $v_{rms}$  contra el tiempo (los valores temporales están normalizadas al cociente, escala de altura entre la velocidad de sonido,  $H_g/a$ ). La Fig. 2.7 muestra las componentes de la velocidad  $v_{rms,x}$  y  $v_{rms,z}$  (líneas continua y punteada, respectivamente) y el caso lineal (línea quebrada; la pendiente de la recta representa la tasa de crecimiento  $\Omega = \frac{\omega H_g}{a}$ ). Durante los primeros  $7.5 \times 10^7$  años ( $t = 3 H_g/a$ ) el sistema oscila manteniendo aproximadamente la magnitud de la amplitud inicial de la perturbación ( $\delta v_z \sim 10^{-2} \text{ km s}^{-1}$ ); inmediatamente después comienza a aumentar el valor de la velocidad debido al desarrollo de la inestabilidad de Parker.

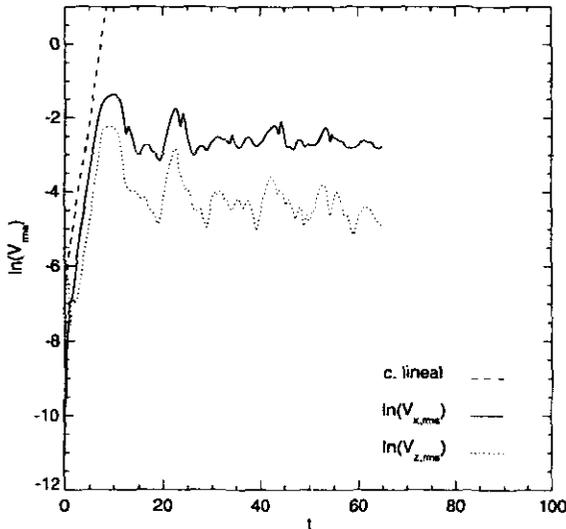


Figura 2.7: Evolución temporal de la velocidad cuadrática media de las componentes horizontal  $v_{x,rms}$  y vertical  $v_{z,rms}$ , en una simulación 2-D de las inestabilidad de Parker en un disco delgado. Las unidades del tiempo están normalizadas al valor de  $H_g/a$  (escala del altura entre velocidad del sonido del medio)

En la Fig. 2.7 se pueden distinguir tres fases de la evolución temporal de la inestabilidad en el disco delgado. En la **fase lineal**, que termina aproximadamente a los  $2.0 \times 10^8$  años ( $t=8 H_g/a$ ), podemos observar que las tasas de crecimiento (las pendientes de las rectas asociadas a las componentes  $v_{rms,x}$  y  $v_{rms,z}$ ) concuerdan con la tasa de crecimiento obtenida en el análisis lineal (línea punteada). Después la inestabilidad pasa a la **fase no-lineal** que termina aproximadamente a los  $3.8 \times 10^8$  años ( $t=15 H_g/a$ ) y donde podemos observar el crecimiento máximo de la perturbación. Finalmente, el sistema se estabiliza en una **fase de relajamiento** donde encontrará un nuevo estado de equilibrio, con oscilaciones que se van amortiguando debido a la

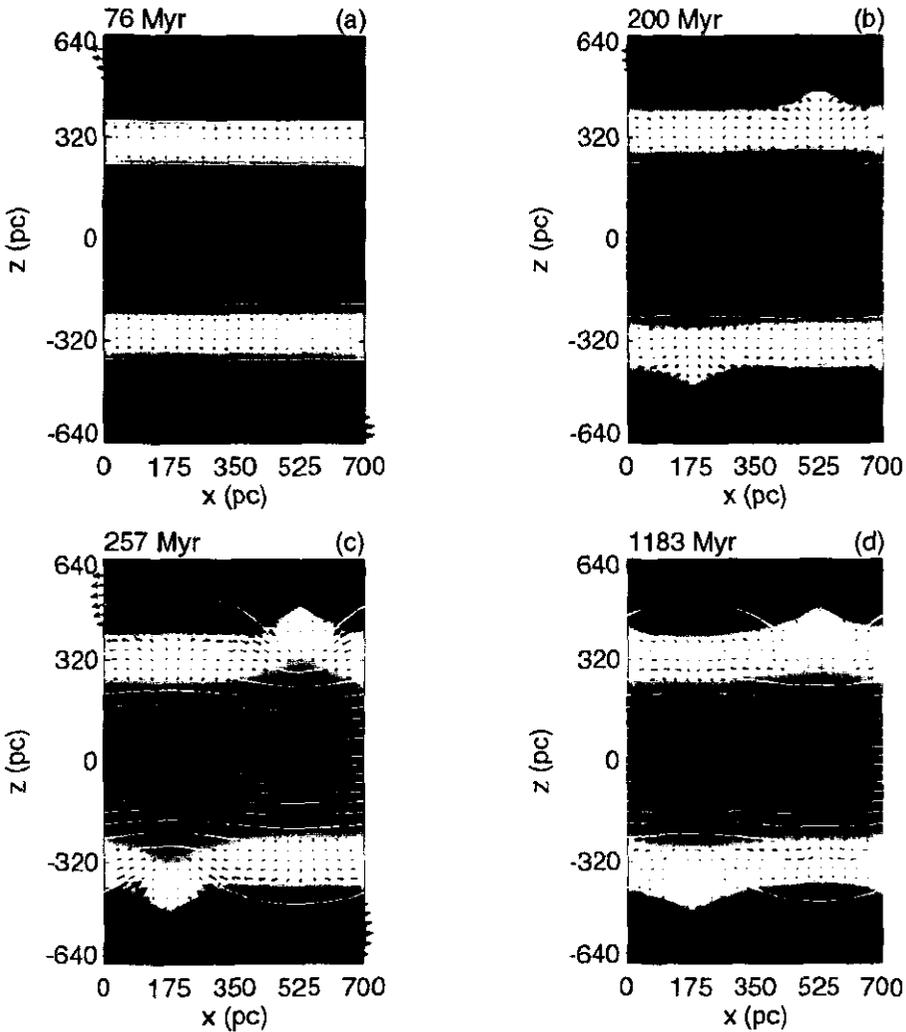


Figura 2.8: Evolución no lineal de la inestabilidad de Parker para  $\lambda_{per} = 700$  pc. Las graficas muestran isocontornos del logaritmo de la densidad (escala de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado con líneas continuas). Las velocidades máximas en cada panel son: 0.2, 15, 14 y 3  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

difusividad numérica.

La figura 2.8 ilustra la evolución no-lineal de la inestabilidad de Parker en un disco gaseoso delgado cuando introducimos una perturbación con una longitud de onda  $\lambda_{per} = 700$  pc. Las gráficas presentan isocontornos del logaritmo de la densidad (escala de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado con líneas continuas). El tiempo de evolución en unidades de mega-años (Myr) se localiza en la parte superior izquierda de cada gráfica. La figura 2.6 muestra la condición inicial.

Cuando han transcurrido  $\sim 7.5 \times 10^7$  años, es decir, cuando empieza la fase lineal de la inestabilidad de acuerdo al análisis lineal, comienzan a ondularse las líneas de campo en las partes altas del disco (zonas comprendidas entre  $-600 < z < -400$  pc y entre  $400 < z < 600$  pc de la Fig. 2.8a) (ver también Basu et al. 1997, Kim et al. 1998). El gas que se encuentra en esas zonas empieza a moverse hacia el plano del disco, resbalando sobre las líneas deformadas (a una velocidad de  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ ) debido a que lejos del disco el material está sostenido prácticamente por presión magnética y cualquier deformación de las líneas del campo magnético lo hace resbalar a lo largo de éstas. La evolución de la inestabilidad continúa y la cantidad de gas acumulado en los valles magnéticos es tal que su peso evita que las líneas del campo magnético recuperen su forma inicial (paralela al eje horizontal), induciendo que más material siga moviéndose hacia el plano del disco.

Al tiempo  $\sim 2.0 \times 10^8$  años, las líneas del campo magnético onduladas comienzan a formar una serie de "arcos magnéticos", con un tamaño aproximado de  $\lambda_{per}/2$ , aumentando su separación en la dirección vertical, entre arco y arco, conforme nos alejamos del plano del disco (zonas  $z \sim -350$  pc y  $z \sim 350$  pc de la Fig. 2.8b). Los "valles magnéticos" corresponden a los lugares donde el gas se acumula y, conforme transcurre el tiempo, el peso del gas comprime aún más a las líneas de campo aumentando la presión magnética en zonas cercanas al plano del disco, y evitando que el material acumulado llegue a la posición  $z = 0$  (Fig. 2.8c).

El gas que cae llega a tener velocidades supersónicas  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ , produciendo choques que dan origen a una serie de láminas de gas comprimido, orientadas de manera perpendicular al plano del disco. Estas láminas se encuentran espaciadas por distancias  $\sim \lambda_{per}/2$  (zonas  $-600 < z < -320$  pc y  $320 < z < 600$  pc de la Fig. 2.8c). El proceso de formación de las estructuras de gas perpendiculares al plano del disco ocurre en el intervalo de tiempo  $2.0 \times 10^8 < t < 2.6 \times 10^8$  años.

Finalmente, para tiempos mayores a  $3.8 \times 10^8$  años, las láminas de gas

forman una serie de “nubes” (máximos de densidad) con una altura media de  $\sim 100$  pc sobre el plano del disco, sostenidas por la presión y la tensión magnéticas. En las zonas donde se forman las nubes de gas, las líneas del campo magnético están completamente deformadas, rodeando a las estructuras gaseosas recién formadas y cercanas a reconectarse (Figs. 2.8d).

Es importante mencionar que la antisimetría en la posición de las láminas respecto al plano del disco gaseoso es debida al tipo de perturbación inicial que introducimos en el sistema en equilibrio. La Fig. 2.2 ilustra esto: las dos líneas del campo magnético onduladas por una perturbación sinusoidal forman su valles de forma antisimétrica a cada lado del plano medio del disco. En la figura observamos que el gas de la zona superior se acumula en el lado derecho, pero el gas de la zona inferior se acumula del lado izquierdo, dando origen a una serie de estructuras gaseosas localizadas de forma antisimétrica respecto al plano del disco gaseoso.

### 2.6.2 Formación de láminas de gas

La Fig. 2.9, que es una ampliación de la figura 2.8, muestra el momento en que la lámina de gas empieza a ser formada por el material que se mueve a lo largo de las líneas del campo deformadas, a una altura  $\sim 500$  pc sobre el plano del disco. Este material tiene una velocidad supersónica (de  $\sim 15$  km s<sup>-1</sup>). En las velocidades de las Figs. 2.9b y 2.9c podemos ver que los lugares donde se producen los choques (zonas  $350 < z < 550$  pc) corresponden a los bordes de la lámina de gas. También vemos que el campo magnético desarrolla una componente vertical con una intensidad  $\sim 1\mu G$  en esas mismas zonas. Por su lado, el campo magnético en el plano sigue manteniendo la topología inicial.

La Fig. 2.9c muestra la evolución cuando han transcurrido  $2.6 \times 10^8$  años. El gas sigue concentrándose en el valle magnético transmitiendo la deformación de las líneas del campo magnético a zonas cada vez más cercanas al plano. La tensión magnética aumenta, para sostener el peso del gas que se encuentra en los valles magnéticos y las líneas de campo empiezan a cerrarse detrás del gas que cae al centro de la lámina (Fig.2.9d). A este tiempo podemos ver el fenómeno, muy interesante, de la reconexión magnética donde la líneas del campo magnético se cierran por completo. Lamentablemente el código ZEUS no puede tratar este problema, ya que sólo resuelve el problema MHD ideal (sin resistividad) y no podemos continuar la simulación más allá de los momentos en que se inicia la reconexión.

Finalmente, nuestra simulación termina a  $\sim 3 \times 10^8$  años con la lámina

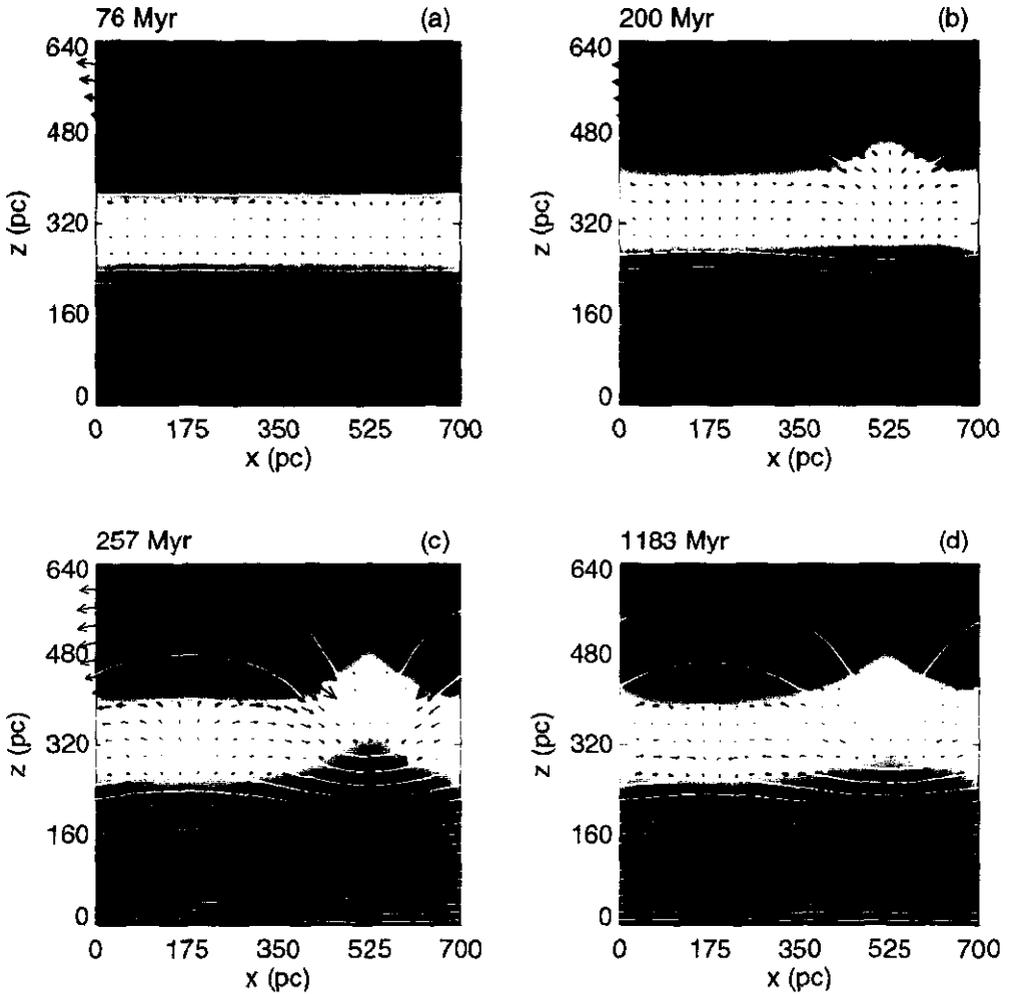


Figura 2.9: Formación de una lámina de gas en un disco delgado. Las gráficas muestran isocontornos del logaritmo de la densidad (escala de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado con líneas continuas). Las velocidades máximas en cada panel son: 0.2, 15, 14 y 3  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

de gas centrada a una altura  $\sim 320$  pc, produciendo una nueva configuración del campo magnético con componentes en todas direcciones. La componente vertical del campo magnético tiene una intensidad de  $\sim 3\mu\text{G}$ , como la que se observa en el medio interestelar (Heiles 1996a y b).

### 2.6.3 Conclusiones

En este capítulo se utilizó el código MHD ZEUS en 2D para estudiar la estabilidad del disco galáctico. Para verificar el comportamiento del código utilizamos un disco delgado representado por un sistema plano-paralelo que contiene una sola componente del medio interestelar, un campo magnético paralelo al plano del disco y un campo gravitacional que varía linealmente con la coordenada vertical  $z$ .

La verificación de que los cálculos numéricos son manejados de forma correcta se hizo comparando los resultados del código, con diferentes perturbaciones y diferentes resoluciones, con los obtenidos en el tratamiento lineal de la inestabilidad de Parker (Kim *et al.* 1997). La evolución de los modelos numéricos en el régimen lineal reproducen los valores de la longitud de onda y la tasa de crecimiento del modo de oscilación más inestable,  $\Omega = 0.87$  y  $\lambda = 700$  pc, respectivamente, independientemente del tipo de la perturbación inicial; aleatoria o con una función sinusoidal. También, nuestros cálculos coinciden con la longitud de onda crítica,  $\lambda_c = 430$  pc obtenida en el análisis lineal. Estos resultados nos dan confiabilidad en el uso del código en este problema.

Durante el desarrollo de la inestabilidad de Parker se pueden distinguir tres fases (Fig.2.7); una lineal, otra no-lineal y finalmente, una de relajamiento, que están relacionadas con la formación de láminas de gas perpendiculares al plano del disco delgado. Cuando la perturbación inicial es aleatoria, el tiempo invertido para la fase lineal de la inestabilidad es ligeramente mayor que el que invierte cuando la perturbación es sinusoidal. Esto se debe a que el sistema tiene componentes de la velocidad  $v_x$  y  $v_z$  en todas direcciones, por lo tanto, el sistema selecciona y oscila en el modo más inestable.

Finalmente, también encontramos las láminas densas de gas perpendiculares al plano galáctico que son generadas por la inestabilidad (Lerche 1967). Estas láminas de gas, están soportadas verticalmente por la tensión magnética debida a la deformación de las líneas del campo magnético, como resultado de la acumulación de material en el valle de la ondulación. El peso del gas evita que las líneas de campo recuperen su forma inicial y el sistema

se estabiliza con las estructuras ilustradas en el Caso A1.

# Capítulo 3

## Disco Gaseoso Grueso

En este capítulo analizamos el caso de un disco gaseoso grueso (Kim *et al.* 1999; Santillán 1999b), representado por dos componentes (o capas): una *zona de nubes*, con una escala de altura  $H_n \sim 100$  pc, y de una *zona extranube* con una escala de altura  $H_{ex} \sim 900$  pc (Cox 1988; Martos 1993; Boulares & Cox 1990; Martos & Cox 1994). A su vez, cada una de estas componentes está formada por varias subcomponentes.

La zona de las nubes, que sería equivalente al disco delgado del capítulo anterior, está compuesta de nubes oscuras, de nubes difusas y de un medio internube (en forma ionizada y neutra) con una serie de burbujas calientes generadas por vientos estelares y supernovas. También está permeada por los rayos cósmicos y por el campo magnético galáctico, de varios microgauss, con una morfología promedio aproximadamente paralela al plano galáctico. Las densidades de las nubes varían entre  $10\text{--}10^3$   $\text{cm}^{-3}$ , sus temperaturas están entre  $10\text{--}10^3$  K y su presión térmica tiene valores de  $\sim 10^{-12}$  dinas  $\text{cm}^{-2}$  (Cox 1989).

En la capa extranube las propiedades de las componentes (en este caso los rayos cósmicos, los campos magnéticos, la materia extranube y las nubes de alta velocidad), decrecen suavemente con la altura  $z$ . Las distribuciones de los rayos cósmicos y los campos magnéticos para  $z$ 's grandes se obtienen a partir de mediciones de la emisión sincrotrónica galáctica (Rockstroh & Webber 1978) y de la contribución galáctica a la rotación de Faraday hacia fuentes extragalácticas (Simard-Normandin & Kromberg 1980). Por otro lado, se ha detectado material neutro y de baja ionización a  $z \geq 1$  kpc a partir de estudios de la línea de 21 cm (Lockman, Hobbs & Shull, 1986) y de las absorciones de líneas de TiII (Edgar & Savage, 1989). La distribución de

electrones, por su lado, se ha obtenido de la distribución de las medidas de dispersión de los pulsares (Reynolds, 1989).

La componente neutra del medio internube tiene una densidad promedio en el plano galáctico de  $\sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ , con una escala de altura de  $\sim 400\text{--}500$  pc. La componente ionizada tiene una densidad promedio de  $\sim 0.025 \text{ cm}^{-3}$  y una escala de altura de  $\sim 900$  pc.

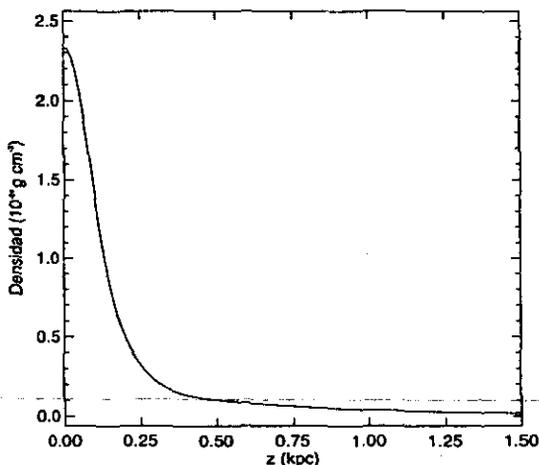


Figura 3.1: Distribución de la densidad como función de  $z$  de un disco gaseoso grueso.

Nuestro modelo de disco grueso considera todas estas subcomponentes y ha sido tomado de Martos & Cox (1994). La estructura inicial está determinada por la ecuación de equilibrio hidrostático, dada en la ec.(2.2), pero ahora la distribución del gas esta dada por la contribución de todas las diferentes componentes

$$\rho(z) = \rho_0 \left[ 0.6e^{-\frac{z^2}{2(70\text{pc})^2}} + 0.3e^{-\frac{z^2}{2(135\text{pc})^2}} + 0.07e^{-\frac{z^2}{2(135\text{pc})^2}} \right] \quad (3.1)$$

$$+0.1e^{-\frac{|z|}{400\text{pc}}} + 0.03e^{-\frac{|z|}{900\text{pc}}}] \text{ cm}^{-3},$$

donde  $\rho_0 = 2.24 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$  es la densidad en  $z=0$ . La distribución se muestra en la Fig.3.1. Los diferentes términos de la ec.(3.2) corresponden a las distribuciones promedio observadas del hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ), del hidrógeno atómico (HI) frío, del HI tibio en nubes, del HI en el medio internube tibio, y del hidrógeno atómico ionizado (HII) del material difuso tibio, con las escalas de altura determinadas en la vecindad solar (Boulares & Cox 1990).

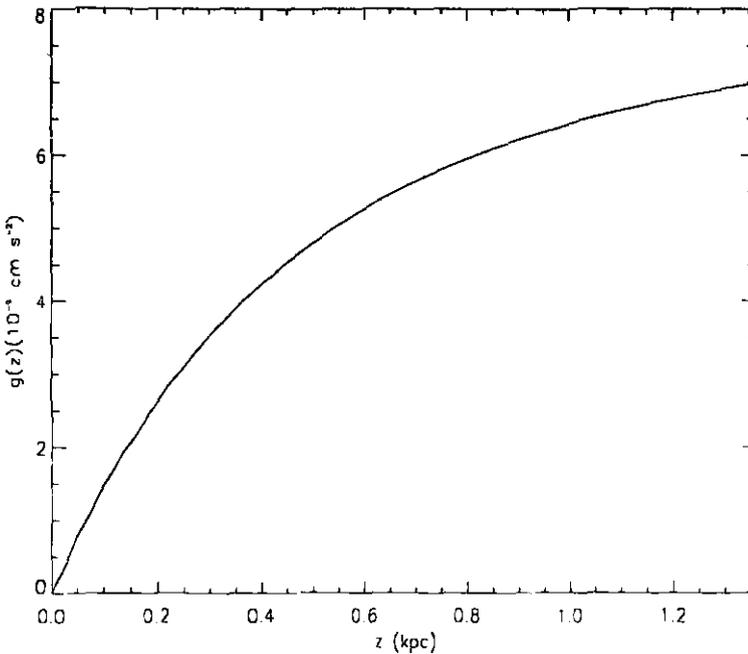


Figura 3.2: Campo gravitacional producido por estrellas como función de  $z$ .

Debido a que estamos incluyendo en nuestro modelo diferentes componentes extendidas del medio interestelar, con diferentes escalas de altura, la escala de altura efectiva del disco está definida por la densidad columnar total de gas

$$H_{\text{ef}} = \frac{1}{\rho_0} \int_0^{\infty} \rho(z) dz \simeq 166 \text{ pc.} \quad (3.2)$$

El campo gravitacional usado es similar al observado en la vecindad solar y ya no es simplemente lineal, como en el caso del disco gaseoso delgado. En el caso presente, varía con la altura  $z$  de la forma (Fig.3.2),

$$g(z) = 8 \times 10^{-9} \left( 1 - .52e^{-\frac{|z|}{325\text{pc}}} - .48e^{-\frac{|z|}{900\text{pc}}} \right) \text{ cm s}^{-2}, \quad (3.3)$$

Esta función (Martos 1993) representa un buen ajuste al campo gravitacional obtenido observacionalmente por Bienaymé, Robin & Crézé (1987).

La presión térmica  $P_{\text{term}}(z)$  está dada, al igual que en el disco delgado, incluyendo la energía cinética del gas. Ahora usamos  $P_{\text{term}}(z) = n(z)kT$ , donde  $n(z)$  es la densidad numérica,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura efectiva del gas (que corresponde a la dispersión de velocidades del medio difuso). La presión magnética,  $P_{\text{mag}}(z)$  está nuevamente dada por la ec.(2.4), con una escala de altura para el campo magnético de  $\sim 1$  kpc. La variación de las tres presiones respecto a la coordenada  $z$  se muestra en la Fig.3.3. Nótese que la presión magnética no es monotónica. Esto es debido a que el valor de  $B_x$  es obtenido a partir del equilibrio hidrostático.

Para la condición inicial, al tiempo  $t=0$ , los valores en el plano medio del disco son tomados de Boulares & Cox (1990): el campo magnético sólo tiene una componente que es paralela al eje de las  $x$ , con una magnitud  $B_x(0) = 5 \mu\text{G}$  y decrece como función de la altura  $z$ , y la presión total es  $P_{\text{tot}}(0) = 2.7 \times 10^{-12} \text{ dinas cm}^{-2}$  (es decir, 20 % más grande que el valor encontrado por Berghöfer *et al.* 1998 para la presión térmica en la vecindad solar).

La temperatura efectiva asignada al disco grueso la calculamos a partir de los valores, en el plano galáctico, de la presión total del gas  $P_{\text{tot}}(z=0)$ , de la presión magnética  $P_{\text{mag}}(z=0)$  y de la densidad  $\rho(z=0)$ ,

$$T = \frac{P_{\text{term}}(0) - P_{\text{mag}}(0)}{n(0)k}. \quad (3.4)$$

Para los valores asignados al plano en la vecindad solar, encontramos que la temperatura efectiva del disco tiene un valor igual a 10,900 K. De manera, que el modelo de disco que estamos utilizando, puede ser llamado modelo de disco magnético "tibio" y tiene una velocidad del sonido implícita de  $\sim 8 \text{ km s}^{-1}$ , similar a la dispersión de velocidades observada en la componente principal de las nubes de HI. El valor de la intensidad del campo magnético en  $z=0$ ,  $5 \mu\text{G}$ , toma en cuenta las contribuciones de los valores de las componentes, ordenada (con una intensidad de  $\sim 1.6 \mu\text{G}$ ) y aleatoria (de  $\sim 3 \mu\text{G}$ ; ver Heiles

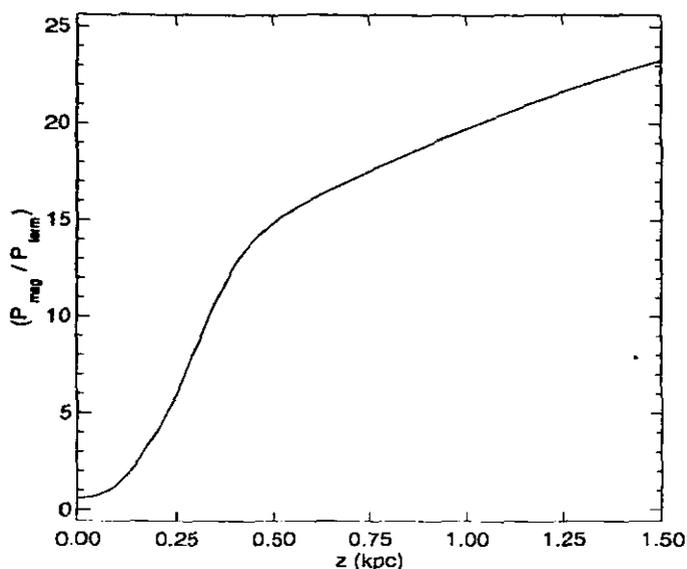


Figura 3.3: Variación de las presiones, térmica, magnética y total, como función de  $z$ .

1996a, b). Estos valores de la intensidad del campo son moderados, ya que se han detectado valores promedio de la intensidad del campo de  $19 \mu\text{G}$  en el disco de NGC 2276 (Hummel & Beck 1995). Finalmente, las variaciones de las velocidades de Alfvén y magnetosónica ( $v_{\text{Mag}}^2 = a^2 + v_{\text{Alf}}^2$ ) se muestran en la Fig.3.4; en la gráfica podemos observar que las velocidades se incrementan rápidamente hasta una altura de  $\sim 500$  pc. y después el aumento se vuelve suave en el intervalo de 500 a 1500 pc.

A diferencia del disco delgado utilizado en el capítulo anterior, donde el cociente de presiones ( $\alpha = P_{\text{mag}}/P_{\text{term}}$ ) es constante, en el disco grueso isotérmico el cociente  $\alpha$  aumenta con la altura  $z$ , como se muestra la Fig.3.5.

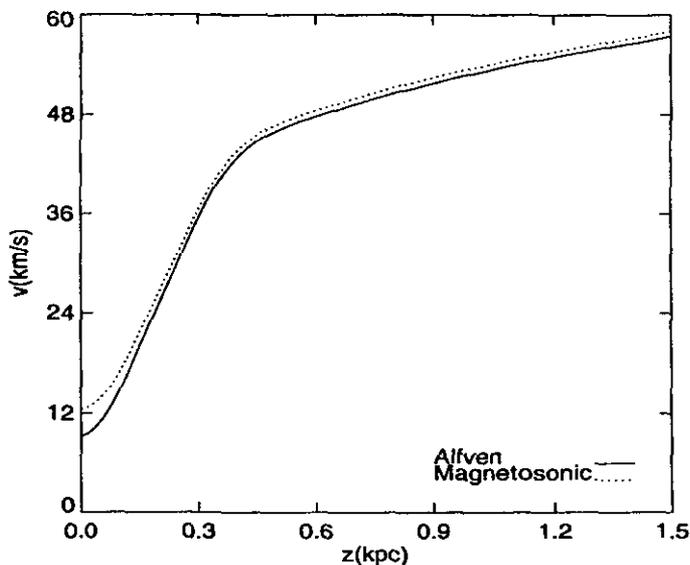


Figura 3.4: Distribución en  $z$  de las velocidades de Alfvén y Magnetosónica del disco grueso

En la figura podemos observar que este tipo de disco está prácticamente sostenido por la presión magnética. Esto implica que el disco es muy inestable en las zonas altas y que la inestabilidad de Parker debe de presentarse primero en esas regiones.

Para estudiar numéricamente el desarrollo de la inestabilidad en el disco grueso gaseoso introducimos nuevamente una perturbación en la componente  $z$  de la velocidad (ver sección 2.2.1) y dejamos evolucionar el sistema.

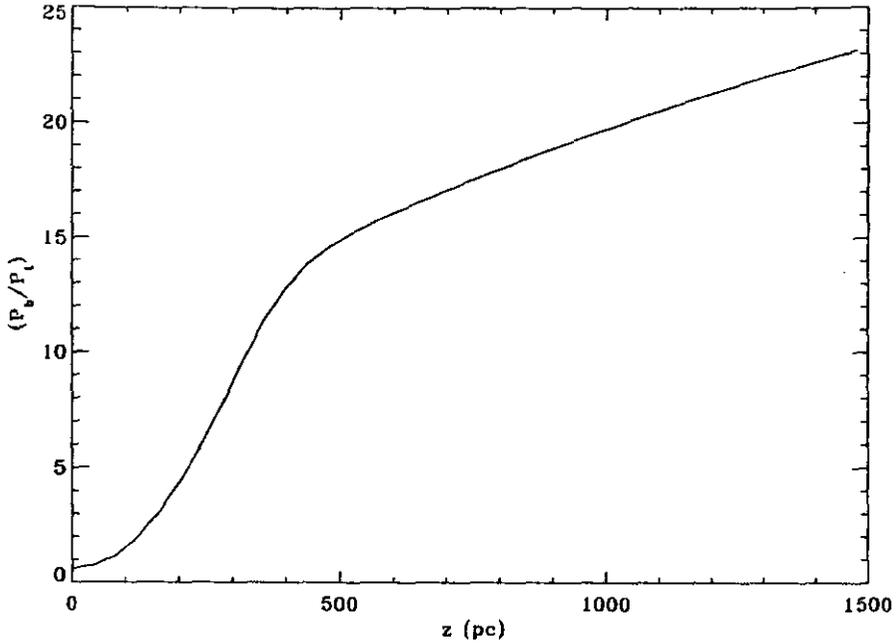


Figura 3.5: Cociente de presiones,  $P_{\text{mag}}/P_{\text{term}}$  como función de  $z$  de un disco isotérmico grueso.

### 3.1 Análisis lineal

Como en el caso del disco delgado, partimos de las mismas ecuaciones [(2.13)–(2.16)] e introducimos las perturbaciones en las variables físicas

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \delta\mathbf{v}; \quad \rho = \rho_0 + \delta\rho; \quad P_{\text{term}} = P_{\text{term}0} + \delta P_{\text{term}}; \quad \mathbf{B} = B_0(z)\hat{\mathbf{e}}_y + \delta\mathbf{B} \quad (3.5)$$

Nuevamente, tomando solamente los términos de primer orden de las variables perturbadas, y restringiendo nuestro estudio a perturbaciones que ocurren en el plano  $x$ - $z$ , obtenemos el sistema de ecuaciones linealizadas

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} + \delta v_z \frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0 \left( \frac{\partial\delta v_x}{\partial x} + \frac{\partial\delta v_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (3.6)$$

$$\rho_0 \frac{\partial\delta v_x}{\partial t} + \frac{\partial\delta P_{\text{term}}}{\partial x} - \frac{1}{4\pi} \frac{dB_0}{dz} \delta B_z = 0. \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial t} + \frac{\partial \delta P_{\text{term}}}{\partial z} + \frac{1}{4\pi} \frac{dB_0}{dz} \delta B_x + \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_x}{\partial z} \\ - \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \delta B_z}{\partial x} + g \delta \rho = 0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \delta B_z}{\partial t} - B_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial x} = 0, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \delta B_x}{\partial t} + B_0 \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} + \frac{dB_0}{dz} \delta v_z = 0, \quad (3.10)$$

Nuevamente, como los coeficientes de las ecuaciones (3.6)–(3.10) no dependen explícitamente de  $x$  y  $t$  las variables perturbadas las podemos escribir de la siguiente forma

$$\begin{bmatrix} \delta \rho(x, z; t) \\ \delta v_x(x, z; t) \\ \delta v_z(x, z; t) \\ \delta B_x(x, z; t) \\ \delta B_z(x, z; t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta \rho(z) \\ \delta v_x(z) \\ \delta v_z(z) \\ \delta B_x(z) \\ \delta B_z(z) \end{bmatrix} \exp(i\omega t - ik_x x), \quad (3.11)$$

donde  $(\omega)$  es la tasa de crecimiento y  $k_x$  el número de onda en la dirección  $x$ . Sustituyendo la ec.(3.11) en las ecs. (3.6)–(3.10), combinándolas y resolviendo para la perturbación en la velocidad  $v_z$  encontramos la siguiente ecuación diferencial (ver Kim, *et al.* 1999).

$$f \frac{d^2 \delta v_z}{dz^2} + \frac{df}{dz} \frac{d\delta v_z}{dz} + h \delta v_z = 0, \quad (3.12)$$

donde

$$f = 2(\omega^2 - k_x^2 a^2) \frac{B_0^2}{8\pi} + \omega^2 \rho_0 a^2, \quad (3.13)$$

$$h = (\omega^2 + k_x^2 a^2) \left( \omega^2 \rho_0 - 2k_x^2 \frac{B_0^2}{8\pi} \right) - \omega^2 \frac{dg}{dz} \rho_0 + k_x^2 g \frac{d}{dz} \left( \frac{B_0^2}{8\pi} \right). \quad (3.14)$$

En la ecuación (3.12) estamos considerando a la presión térmica como  $P_{\text{term}} = \rho a^2$ , donde  $a$  es la velocidad del sonido en el disco.

Definiendo  $\Psi = v_z f^{1/2}$ , la ec.(3.12) puede reducirse a una ecuación diferencial de segundo orden de la forma

$$\Psi'' + \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{f'}{f} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{f''}{f} \right) + \frac{h}{f} \right] \Psi = 0, \quad (3.15)$$

donde el símbolo  $(\prime)$  representa la derivada respecto a  $z$ . Las condiciones de frontera requeridas son:  $\Psi = 0$  en la frontera superior,  $z = z_{max}$  (modos de oscilación simétricos), y  $\Psi = 0$  o  $d\Psi/dz = 0$  (modos de oscilación antisimétricos) en el plano medio,  $z = 0$ .

Para encontrar las relaciones de dispersión, utilizamos el mismo método dado en el apéndice del artículo de Kim *et al.* (1997). Este método consiste básicamente en encontrar, para un número de onda dado, un eigenvalor ( $\omega$ ) que satisfaga las condiciones de frontera impuestas. El disco grueso será inestable para valores  $i\omega > 0$ . Las relaciones de dispersión se muestran en la Fig.3.6 para tres casos con  $z_{max} = 9 H_{ef}$ ,  $10 H_{ef}$  y  $12 H_{ef}$ . Las tasas de crecimiento, los números de onda y la  $z_{max}$  están normalizadas como

$$\Omega = i\omega \frac{H_{ef}}{a}, \quad \nu_x = k_x H_{ef}, \quad \zeta_{max} = \frac{z_{max}}{H_{ef}} \quad (3.16)$$

Para el caso  $\zeta_{max} = 12$  ( $z_{max} = 2.0$  kpc) el tiempo de crecimiento y la longitud de onda del modo más inestable son respectivamente,  $4.6 \times 10^7$  años y 3.09 kpc. Si  $\zeta_{max} = 9$  ( $z_{max} = 1.5$  kpc), los valores correspondientes son  $6.2 \times 10^7$  años y 3.13 kpc, respectivamente. De la misma forma la longitud de onda crítica para que ocurra la inestabilidad dependerá de la  $\zeta_{max}$  que consideremos. Para modelos con valores entre 9 y 12 los valores correspondientes están en  $1.6 < \lambda_c < 1.8$  kpc.

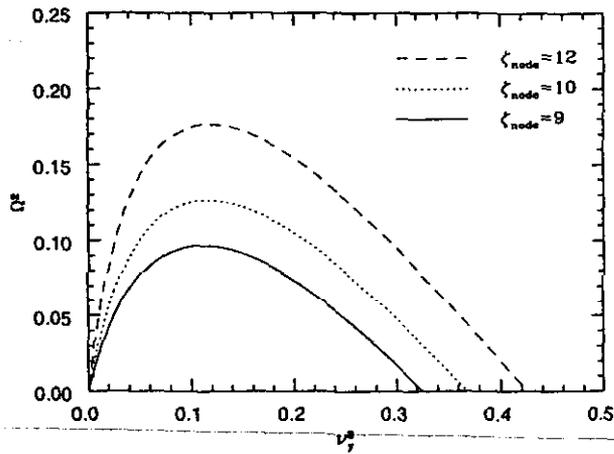


Figura 3.6: Relaciones de dispersión para un disco gaseoso grueso. La figura muestra tres curvas que están asociadas a 3 diferentes valores de  $\zeta_{max}$ : 9, 10 y 12, correspondientes a 1.5, 1.7 y 2.0 kpc. El eje vertical representa el cuadrado de la tasa de crecimiento normalizada, y el eje horizontal el cuadrado del número de onda normalizado.

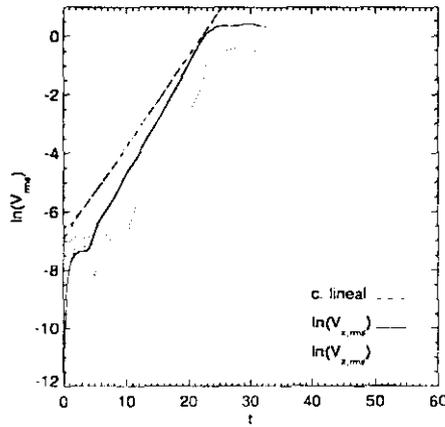
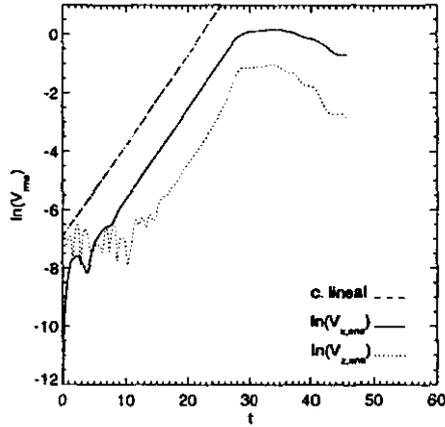


Figura 3.7: Evolución temporal de la velocidad cuadrática media de las componentes horizontal  $v_{x,rms}$  y vertical  $v_{z,rms}$ , en una simulación 2-D de las inestabilidad de Parker en un disco grueso. La perturbación inicial tiene  $\lambda_{pert}=3$  kpc con una amplitud de  $0.01 \text{ km s}^{-1}$ . Las condiciones de frontera en la dirección  $-z$  son *reflejantes* (gráfica superior) y *abiertas* (gráfica inferior).

Tabla 3.1 Parámetros de simulaciones para el Disco Grueso

Caso	$\Delta x$ (kpc)	$\Delta z$ (kpc)	Perturbación (kpc)	Condición en la frontera-z	Resolución (zonas)
B1	1.0	1.5	1.0	reflejantes	256×256
B2	1.0	1.5	1.0	abiertas	256×256
B3	2.0	1.5	2.0	reflejantes	256×256
B4	2.0	1.5	2.0	abiertas	256×256
B5	3.0	1.5	3.0	reflejantes	256×256
B6	3.0	1.5	3.0	abiertas	256×256
B7	3.0	1.5	aleatoria	reflejantes	256×256
B8	3.0	1.5	aleatoria	abiertas	256×256
B9	3.0	2.0	3.0	reflejantes	256×256
B10	3.0	2.0	3.0	abiertas	256×256
B12	4.0	2.0	4.0	reflejantes	256×256
B13	4.0	2.0	4.0	abiertas	256×256
B14	5.0	1.5	5.0	reflejantes	256×256
B15	5.0	1.5	5.0	abiertas	256×256
B16	6.0	1.5	6.0	reflejantes	128×64
B17	6.0	1.5	6.0	abiertas	128×64
B18	6.0	1.5	6.0	reflejantes	256×128
B19	6.0	1.5	6.0	abiertas	256×128
B20	9.0	1.5	aleatoria	reflejantes	768×256
B21	9.0	1.5	aleatoria	abiertas	768×256

## 3.2 Resultados Numéricos

La tabla 3.1 muestra las condiciones de las simulaciones numéricas que se utilizaron para determinar la longitud de onda mínima, o crítica, para la cual el disco grueso se vuelve inestable, y la longitud de onda del modo de oscilación que crece más rápido. Además analizamos el efecto que tienen las condiciones de frontera en las simulaciones por medio de experimentos numéricos con dos tipos de condiciones de frontera en la dirección-z; *abiertas* y *reflejantes*, en tanto que en la dirección-x siempre son *periódicas*. Igual que en el caso del disco delgado, la amplitud de la perturbación se mantuvo constante ( $0.01 \text{ km s}^{-1}$ ) y se asignaron diferentes valores a la longitud de onda de la perturbación  $\lambda_{per}$ . El intervalo de longitudes de onda que se estudió fué desde  $\lambda_{per}=1 \text{ kpc}$  hasta  $\lambda_{per}=12 \text{ kpc}$ , encontrando los siguientes

resultados:

1. Para valores de  $\lambda_{per}$  menores de 1.8 kpc el sistema se mantiene estable.
2. Para el intervalo  $3 \leq \lambda_{per} \leq 12$  kpc con condiciones a la frontera en la dirección  $z$  *abiertas*, se forman láminas de gas perpendiculares al plano del disco. Éstas son sostenidas por las líneas del campo magnético que han sido deformadas durante el crecimiento de la inestabilidad. El sistema tiende a un estado de cuasi-equilibrio y, en el caso particular de  $\lambda_{per} = 3$  kpc, el modo de oscilación más inestable, nuestros resultados concuerdan de manera satisfactoria con los obtenidos en el análisis lineal.
3. Para  $\lambda_{per} > 6$  kpc, los resultados son muy sensibles a las condiciones de frontera. En el caso de fronteras *abiertas* en la dirección  $z$ , aparecen estructuras de gas en forma de láminas dobles oblicuas, o "cuernos", que terminan su evolución colapsando y formando grandes estructuras de gas en el plano del disco. Por otro lado, cuando introducimos condiciones de frontera *reflejantes* sólo aparecen un par de láminas de gas, como las que se obtuvieron en los casos del capítulo anterior.

En esta sección discutimos en detalle 4 casos representativos:

- Casos B5 y B6. Formación de láminas de gas, perpendiculares al plano del disco gaseoso grueso que permanecen estables ( $\lambda_{per}=3$  kpc).
- Caso B16 y B17. Formación de láminas de gas, que dan origen a grandes complejos de nubes cerca del plano del disco gaseoso grueso ( $\lambda_{per}=6$  kpc).

### 3.2.1 Caso B5: Formación de láminas simples ( $\lambda_{per}=3$ kpc).

Como en el caso del disco delgado, primero verificamos los resultados numéricos de la evolución de la inestabilidad con los del análisis lineal. Para esto nuevamente graficamos la evolución temporal del logaritmo de la velocidad cuadrática media del gas. Los paneles de la Fig. 3.7 muestran las componentes de las velocidades, horizontal y vertical, calculadas con el código ZEUS-3D (líneas continua y punteada, respectivamente) y la obtenida en el análisis lineal (línea segmentada). Las unidades del eje horizontal están

normalizadas al cociente  $H_{ef}/a$  (escala de altura efectiva entre la velocidad del sonido del gas). La pendiente de la recta representa la tasa de crecimiento máxima del modo ondular y tiene un valor igual a 0.3112. Inicialmente, el sistema oscila durante un intervalo de tiempo de  $t \sim 15 H_{ef}/a$ , y después comienza a desarrollarse la inestabilidad a la tasa obtenida en el análisis lineal. La fase lineal se satura a un tiempo  $t \sim 30 H_{ef}/a$  y comienza la fase no-lineal hasta el tiempo  $t \sim 47 H_{ef}/a$ .

Las Figs. 3.8 y 3.9 muestran las fases lineal y no-lineal de la inestabilidad de Parker en el disco grueso, con fronteras *reflejantes* y *abiertas* en la dirección  $z$ , respectivamente, cuando se introduce una perturbación con una longitud de onda  $\lambda_{per} = 3$  kpc.

Una vez que introducimos la perturbación como en el caso del disco delgado, el sistema empieza a oscilar manteniéndose en ese estado aproximadamente  $3 \times 10^8$  años (Fig.3.8a). Después de este tiempo comienza a crecer la perturbación (regimen lineal) deformando las líneas del campo magnético principalmente en las zonas altas del disco, debido a que en esas zonas el gas está soportado principalmente por la presión magnética. Entonces el gas, bajo la acción del campo gravitacional, comienza a deslizarse a lo largo de las líneas del campo a una velocidad de unos cuantos  $\text{km s}^{-1}$  iniciando el proceso de formación de las láminas de gas (Fig.3.8a).

Al tiempo  $t = 6 \times 10^8$  años (finalización de la fase lineal), el gas que se mueve en las líneas de campo onduladas aumenta su velocidad a  $\sim 27 \text{ km s}^{-1}$  y comienza a formarse un arreglo de láminas densas de gas perpendiculares al plano del disco (ver Fig. 3.8b). Como en el caso del disco delgado, debido al peso del material que se acumula en el valle de la deformación, las líneas del campo magnético no pueden recuperar su configuración inicial (Fig.3.8c). El proceso continúa hasta que el aumento en la tensión magnética puede sostener el peso de la nueva estructura gaseosa. De manera que las láminas de gas llegan a un estado de equilibrio, cuando el peso de la masa que se acumula en los valles de la ondulación son sostenidas por la tensión del campo deformado (ver Fig.3.8d).

La configuración final se muestra en la Fig.(3.8d), donde el valor máximo de la velocidad es de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , en tanto que la configuración del campo magnético muestra una componente vertical de  $\sim 2.5 \mu\text{G}$  a una altura de  $\sim 1$  kpc. Esto quiere decir que la inestabilidad de Parker genera una componente vertical del campo magnético de intensidad similar a la componente paralela del disco. También es importante mencionar que en este modelo no se acumula suficiente material en los valles magnéticos para que la deformación

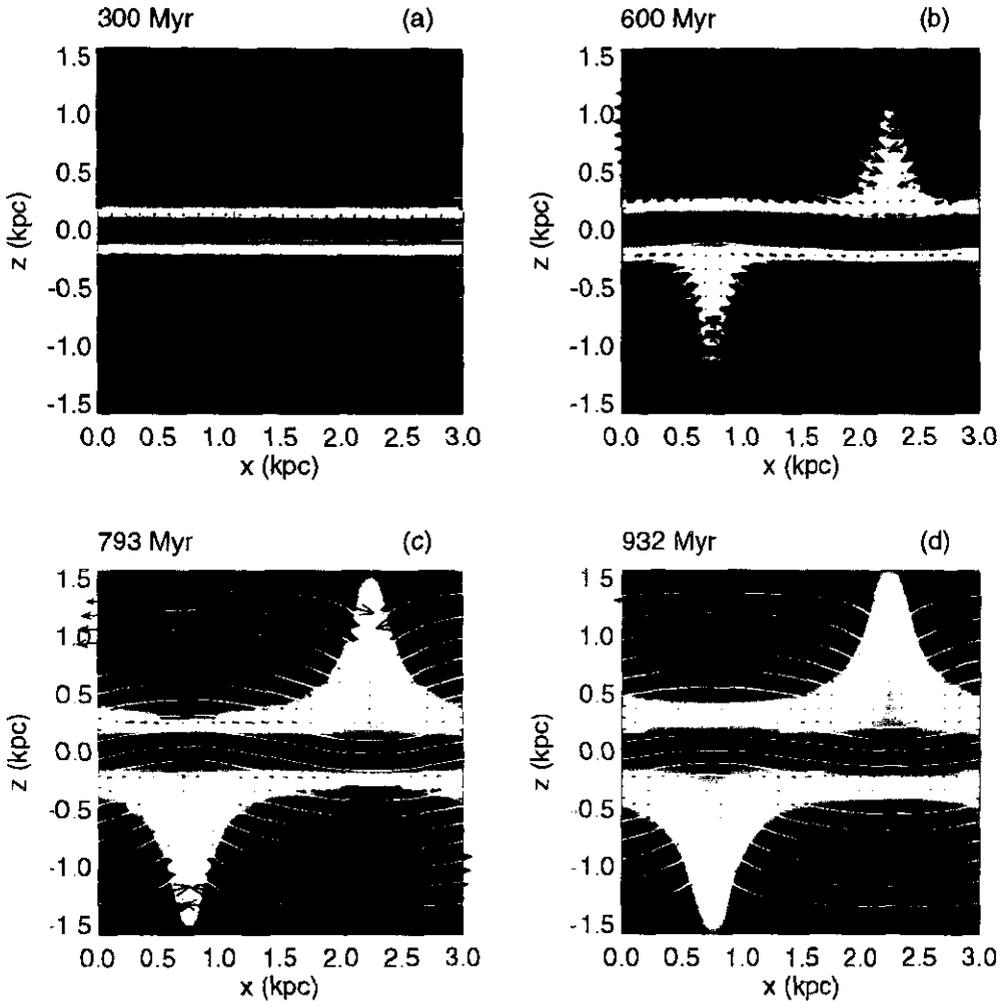


Figura 3.8: Formación de láminas de gas con  $\lambda_{per} = 3$  kpc (fronteras *reflejantes* en  $z$ ). La secuencia de gráficas muestra la densidad (en una escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado por líneas continuas). Las velocidades máximas son: 0.3, 27, 22 y 10  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

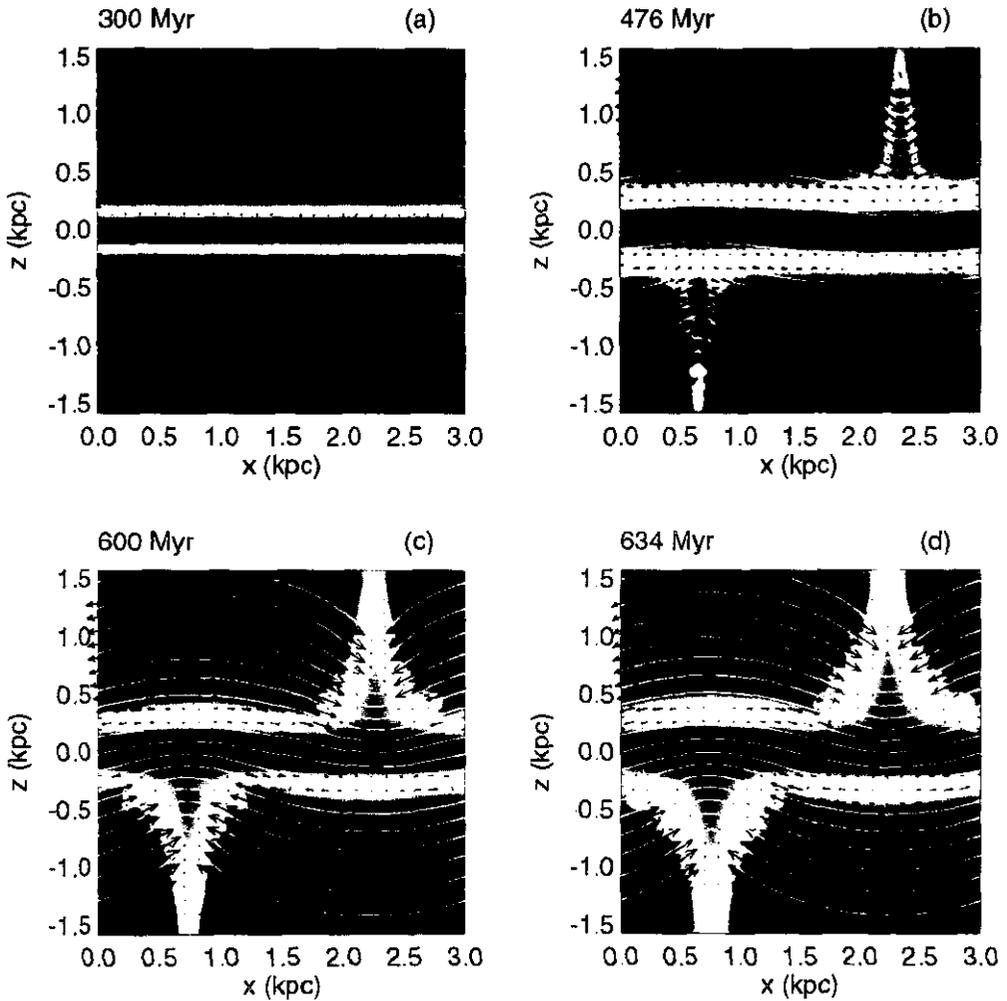


Figura 3.9: Formación de láminas de gas con  $\lambda_{per} = 3$  kpc (fronteras *abiertas* en  $z$ ). La secuencia de gráficas muestra la densidad (en una escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado por líneas continuas). Las velocidades máximas son: 1, 35, 36 y 84  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

llegue a inducir la reconexión magnética, como en los casos A1 y B5.

Si observamos las láminas densas de gas a diferentes tiempos, vemos que inicialmente son estructuras delgadas, con un ancho en su base de  $\sim 500$  pc (ver Fig.3.8b), en tanto que la configuración final tiene un ancho de  $\sim 1000$  pc (ver Fig.3.8d). Esto se debe a que nuestros cálculos son isotérmicos y, por lo tanto, la compresión del gas depende de la presión dinámica del flujo de gas que se mueve hacia el plano con el tiempo. Cuando el flujo disminuye, la presión dinámica disminuye y las láminas densas de gas se ensanchan.

Finalmente, en la Fig.3.9 se muestra el mismo cálculo que acabamos de describir, pero ahora con condiciones de frontera *abiertas*. En general, la evolución de la inestabilidad es muy similar al caso anterior, con la diferencia de que ahora el sistema puede perder masa y los arcos magnéticos que se producen son más grandes debido a que no existe ninguna "pared" que los pueda contener, y por lo tanto, la pendiente de las líneas deformadas será más pronunciada que la mostrada en el caso B5, produciendo un flujo de gas que viaja a una velocidad de  $\sim 36$  km s $^{-1}$  (Fig.3.9c) 9 km s $^{-1}$  más grande que el mostrado en la Fig.3.8b.

### 3.2.2 Caso B16: Formación de láminas simples

( $\lambda=6$  kpc y fronteras *reflejantes* en la dirección- $z$ )

Como hemos visto en las secciones anteriores la formación de láminas simples en un disco grueso vía la inestabilidad de Parker cuando es perturbado por una perturbación con una  $\lambda_{per} < 5$  kpc es independiente de las condiciones a la frontera que utilicemos. Sin embargo, esto no es cierto para  $\lambda_{per} \geq 5$  kpc y como un ejemplo analizamos el modo de oscilación con  $\lambda_{per} = 6$  kpc con condiciones a la frontera *abiertas* y *reflejantes* en la dirección- $z$ .

La secuencia que se muestra en la Fig.(3.10) representa la formación de láminas simples vía la inestabilidad de Parker cuando consideramos un sistema donde el gas no puede escapar por las fronteras inferior y superior. Como se esperaba el proceso de formación de estructuras de gas perpendiculares al plano del disco galáctico es muy similar al descrito en el caso B5. Cuando introducimos una perturbación el sistema comienza a oscilar deformando las líneas de campo inicialmente en las partes inferior y superior del disco (Fig.3.10a). El gas comienza a resbalar a lo largo de las líneas de campo magnético comenzando el proceso de la formación las láminas de gas

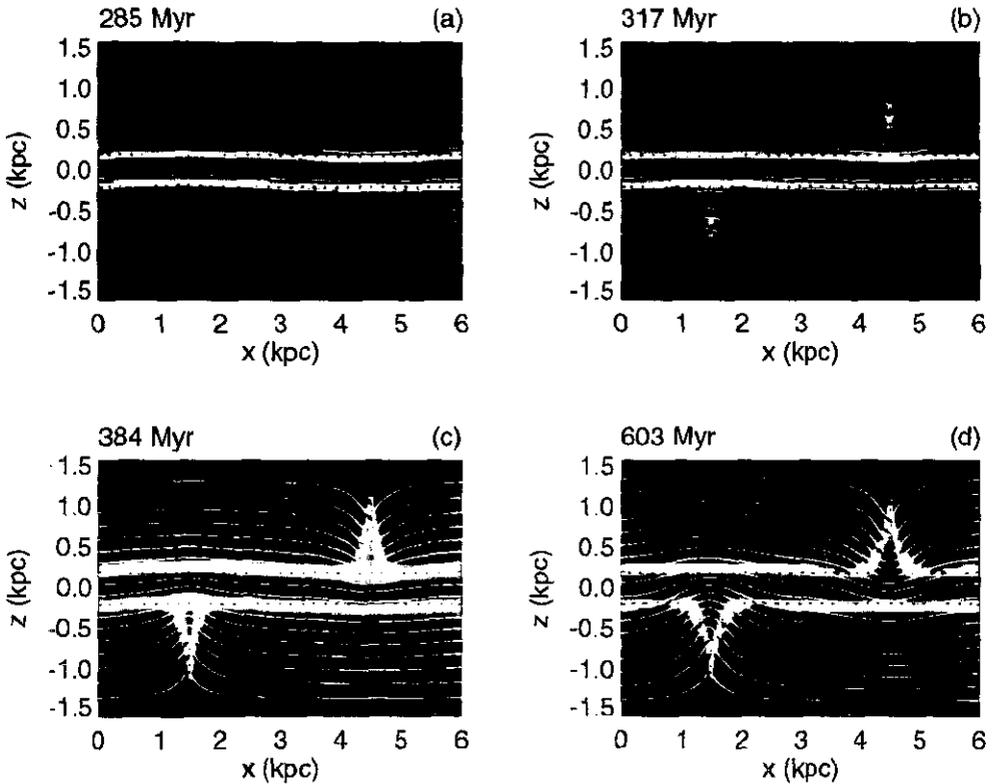


Figura 3.10: Formación de láminas de gas perpendiculares al plano del disco ( $\lambda_{per} = 6$  kpc y condiciones a la frontera en la dirección  $z$  cerradas). La secuencia de paneles muestran la densidad (en una escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado por líneas continuas). Las velocidades máximas son: 10, 20, 31 y 37  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente

(Figs. 3.10b y 3.10c). El material se va acumulando en los valles magnéticos aumentando la tensión magnética hasta llegar a un punto donde el peso del gas evitará que las líneas de gas recuperen su forma original (Figs.3.10d).

### 3.2.3 Caso B17: Formación de láminas dobles ( $\lambda=6$ kpc y fronteras *abiertas* en la dirección- $z$ )

Para longitudes de onda con  $\lambda_{per} \geq 5$  kpc y condiciones de frontera *abiertas*, encontramos la formación de una estructura de láminas dobles que adquieren una forma de *cuernos* (ver Figs. 3.11c y 3.11d), diferente a la que se obtiene cuando los valores de la longitud de onda de la perturbación es menor a los 3 kpc (Caso 3a).

A diferencia del modelo anterior, en el que se forman las acostumbradas láminas simples, en este modelo aparecen dos láminas densas de gas, aproximadamente normales al flujo del material (ver Figs. 3.11c y 3.11d). El flujo de gas que se mueve hacia el plano del disco a lo largo de las líneas del campo magnético, llega a alcanzar velocidades de  $\sim 45 \text{ km s}^{-1}$ , en las orillas de la zona de alta densidad; produciéndose un par de choques, antes de que los flujos de ambos lados se junten uno con el otro (Fig.3.10a). Esos dos choques finalmente se juntan y forman una estructura masiva que se colapsa hacia el plano medio del disco. Entonces, la nueva lámina es muy pesada y no puede ser detenida por la tensión magnética y se mueve hacia el centro del disco (Fig.3.10b). Al tiempo  $\sim 3.8 \times 10^8$  años, la distorsión de las líneas del campo magnético en la parte superior de la lámina de gas (Fig.3.10 c) es tal que se vuelve discontinuo dentro de la resolución de la malla, es decir, nuevamente (como el final del caso A1) observamos el principio de la reconexión magnética y se produce un flujo de alta velocidad ( $\sim 234 \text{ km s}^{-1}$ ) alejándose del plano del disco gaseoso. Como dijimos antes, ZEUS no puede manejar la reconexión magnética y el flujo es debido a problemas numéricos en las zonas de reconexión. Finalmente, se forma un par de estructuras gigantes de gas cerca del plano del disco ( $z \sim 200 \text{ pc}$ ) que mantienen deformadas las líneas de campo magnético, tal como se muestra en la Fig.3.10d.

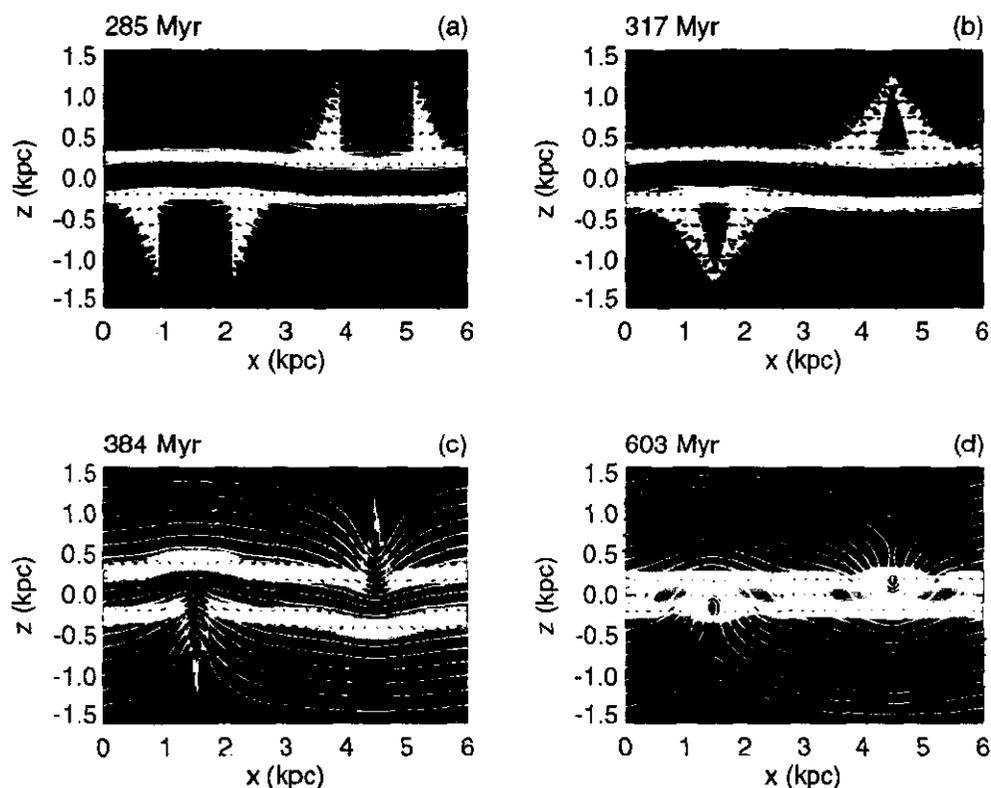


Figura 3.11: Formación de láminas de gas perpendiculares al plano del disco ( $\lambda_{per} = 6$  kpc y condiciones a la frontera en la dirección  $-z$  abiertas). La secuencia de paneles muestran la densidad (en una escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas) y el campo magnético (indicado por líneas continuas). Las velocidades máximas son: 38, 46, 49 y 44  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

### 3.2.4 Conclusiones

En este capítulo hemos presentado la inestabilidad de Parker en un disco grueso, isotérmico y magnetizado. A diferencia del disco delgado presentado en el capítulo anterior, la nueva distribución de densidad incluye las diferentes componentes extendidas del medio interestelar, que llegan a tener escalas de altura de hasta  $\sim 900$  pc. Asimismo, el campo magnético ahora tiene una escala de altura de  $\sim 1$  kpc y su intensidad en el plano del disco es de  $5 \mu\text{G}$ . Nuevamente, usamos dos tipos de perturbaciones en la velocidad del gas; una sinusoidal con una amplitud de  $0.01 \text{ km s}^{-1}$ , y otra aleatoria. En primer lugar, se realizó un análisis lineal de la inestabilidad de Parker encontrando que el modo de crecimiento más rápido es el correspondiente a  $\lambda \simeq 3$  kpc, con una tasa de crecimiento entre  $3.4$  y  $6.2 \times 10^7$  años (dependiendo de la altura a la que se ponga el punto del nodal, entre  $1.5$  y  $5$  kpc arriba del plano). Éste valor de  $\lambda$  es ligeramente mayor que la distancia entre máximos de densidad de la estructura vertical que se observa en el brazo espiral de Carina, que es de  $2.4$  kpc (Alfaro, Cabrera-Caño & Delgado 1992). Por lo tanto, pareciera que el mecanismo de formación de esta estructura podría estar asociado a la inestabilidad de Parker.

Las simulaciones numéricas realizadas con el código ZEUS-3D se verificaron con los resultados que se obtuvieron del análisis lineal, usando la evolución temporal de la velocidad cuadrática media. Encontramos que en el intervalo de tiempo  $300 \times 10^6 < t < 600 \times 10^6$  años ( $15 < t < 30 H_{\text{ef}}/a$ ), el crecimiento de la inestabilidad de Parker se comporta como lo predice el análisis lineal. Inmediatamente después, comienza la fase no-lineal, con un tiempo de duración de  $\sim 3.4 \times 10^8$  años. Dado que el análisis lineal se realizó suponiendo conservación de masa, los resultados numéricos fueron obtenidos con condiciones a la frontera reflejantes en el eje- $z$  (Modelos B5 y B16). El modo de crecimiento más rápido, como lo predicen las relaciones de dispersión en el caso lineal, tiene una longitud de onda  $\sim 3$  kpc y una tasa de crecimiento de  $\sim 60$  millones de años para un punto nodal de  $1.5$  kpc. Estos valores son mucho mayores a los obtenidos con discos delgados (capítulo anterior), sugiriendo debe estudiarse con más cuidado el papel que juega la inestabilidad en diferentes procesos, tales como la formación de nubes moleculares gigantes (Mouschovias *et al.* 1974), o la permanencia de los rayos cósmicos en nuestra Galaxia (Parker 1966).

Para incluir casos más realistas, donde el gas no sea forzado a rebotar en los puntos nodales y pueda pasar a través de las fronteras superiores e

inferiores de la malla computacional, también se modelaron casos con las fronteras *abiertas* en el eje- $z$  (Modelo B17). Los resultados son similares para perturbaciones con longitudes de onda menores a 5 kpc. Sin embargo, para  $\lambda_{per} \geq 5$  kpc aparecen nuevos choques en el flujo del gas que resbala en las líneas deformadas. Esto se debe a que el campo magnético se puede deformar más en el caso de las fronteras *abiertas*: el gas que sale por las fronteras abiertas arrastra consigo al campo magnético, generando una fuerte deformación que crece con el tiempo. Esto genera flujos con velocidades mayores, lo cual a su vez genera choques. Como se aprecia en la Fig.3.10, las velocidades del gas en las simulaciones con fronteras *abiertas* son mayores.

# Capítulo 4

## Interacciones con el Disco Grueso

### 4.1 Introducción

Nuestra Galaxia es un sistema abierto y puede “tragarse” a galaxias pequeñas y a nubes intergalácticas o “robarle” gas a galaxias cercanas. Tal interacción podría producir colisiones de nubes de alta velocidad con el disco grueso.

El medio interestelar de nuestra galaxia, también esta siendo constantemente perturbado por diferentes eventos energéticos provenientes de estrellas: vientos estelares (VS), explosiones de estrellas masivas (supernovas, SN), superburbujas (SB) que se forman en el plano de la galaxia, etcétera.

Estas perturbaciones, tanto internas como externas, son capaces de inducir la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en el disco galáctico. Dependiendo de las características de estas ondas podrán, o no, desestabilizar el medio donde evolucionan.

En este capítulo utilizamos dos tipos de eventos energéticos: nubes de alta velocidad (NAV) y superburbujas (SB), como fuentes perturbadoras del disco gaseoso grueso para estudiar la interacción del disco con el halo galáctico vía la inestabilidad de Parker.

## 4.2 Colisiones de NAV con el Disco Grueso Magnetizado

Primero presentamos las simulaciones de la interacción de una Nube de Alta Velocidad (NAV) con el disco gaseoso grueso magnetizado descrito en la sección anterior. Inicialmente, como en los capítulos anteriores, el campo magnético tiene una orientación paralela al plano del disco (plano- $xz$ ). En este trabajo consideraremos dos tipos diferentes de topologías del campo magnético; paralela, y perpendicular, al plano de movimiento de las nubes (este es con, y sin, efectos de tensión magnética). Las nubes que chocan con el disco, tienen inicialmente trayectorias oblicuas y se dirigen hacia el plano medio con diferentes velocidades. Aquí estudiamos el efecto del campo magnético en su evolución y la capacidad de las NAVs para disparar la inestabilidad de Parker.

### 4.2.1 Nubes de Alta Velocidad (NAV)

Las Nubes de Alta Velocidad son complejos de nubes compuestas principalmente de hidrógeno atómico H I, se localizan a altas latitudes galácticas, y se mueven a grandes velocidades ( $|V_{LSR}| \geq 90$  km/s, medidas respecto al *Sistema Local en Reposo*) que no corresponden a un modelo simple de rotación circular de nuestra Galaxia (Bajaja *et al.* 1985, y Wakker & van Woerden 1997). Sus distancias y movimientos tangenciales son desconocidos, lo cual complica la interpretación de su origen y evolución. En algunas nubes particulares, se les asignan límites en su localización mostrando alturas de unos cuantos kiloparsecs, fijando un intervalo posible de masas de  $10^5$ - $10^6 M_{\odot}$  para algunos de esos complejos. Por lo tanto, si una NAV se mueve a una velocidad de 100 km/s, la energía cinética asociada a esta velocidad será de  $10^{52-53}$  erg. Este intervalo de valores indica que el grueso de la interacción del sistema NAV con el disco galáctico puede representar una rica fuente de energía y momento del medio interestelar (equivalente a la de una colección de asociaciones OB en el disco). De hecho, existen evidencias de colisiones de NAVs con discos gaseosos tanto en nuestra galaxia como en galaxias externas. Los ejemplos de colisión mejor conocidos son los de los complejos AC y H, ambos localizados cerca de la región del anticentro (Mirabel 1981b; Mirabel & Morras 1990; Tamanaha 1997; Morras *et al.* 1998), en la dirección de la nebulosa de Draco (Kalberla *et al.* 1984; Hirth *et al.* 1985; Herbst-

meier *et al.* 1996), en M101 (van der Hulst & Sancisi 1988), y en NGC 4631 (Rand & Stone 1996). Estas observaciones respaldan la idea de que las colisiones de NAVs con la galaxia pueden tener gran influencia en la estructura del medio interestelar (MI). En investigaciones previas de este proceso, se realizaron simulaciones numéricas en 2-D y 3-D con discos delgados, sin campo magnético, o ligeramente magnetizados, (*e.g.* Tenorio-Tagle *et al.* 1986, 1987; Franco *et al.* 1988; Comerón & Torra 1992; Lepine & Duvert 1994; Rand & Stone 1996), indicando que las estructuras del MI resultantes, tienen tamaños de varios cientos de parsecs, semejantes a los asociados a remanentes producidos por explosiones de varias supernovas, o superburbujas, provenientes de asociaciones OB. En esos modelos no-magnéticos las NAVs que chocan pueden barrer grandes cantidades de masa del disco; y la capa chocada resultante colecta tanto masa del disco como masa de la nube, induciendo la formación de estructuras masivas de gas lejos del plano medio del disco (Franco 1986; Alfaro *et al.* 1991; Cabrera-Caño *et al.* 1995). Aún más, las nubes que se mueven más rápido pueden producir “hoyos” en todo el disco gaseoso, mandando gas al otro lado del disco. Por lo tanto, cuando se trabaja con discos delgados, puede existir un eficiente intercambio de masa a partir de la interacción del sistema NAV con el disco.

Sin embargo, éstas interacciones pueden producir un resultado completamente diferente en un disco más grueso y más magnetizado (*i.e.* más realista) que el que se utilizaba en los trabajos anteriores (ver Cox 1990 y Franco *et al.* 1995). A continuación presentaremos simulaciones 2-D de NAVs que colisionan con un disco grueso, y analizaremos tanto regímenes hidrodinámicos como magnetohidrodinámicos. Los modelos magnetizados están constituidos de una distribución de gas isotérmico, donde el soporte magnético a grandes  $z$ 's es crucial para el estado inicial de equilibrio, ya que, a esas alturas el gas esta soportado principalmente por la presión magnética. Los modelos presentan líneas de campo magnético paralelas al disco galáctico, considerando dos diferentes orientaciones: líneas de campo situadas en el plano de movimiento de la NAV, y líneas de campo perpendiculares a este plano. Los resultados con estas orientaciones, junto con los casos que son puramente hidrodinámicos, nos permiten aislar los efectos de la tensión del campo: para el caso donde las líneas descansan sobre el plano de movimiento, la tensión magnética se opone a la dirección del movimiento del material de la nube produciendo un flujo de gas que se aleja del plano del disco, a tiempos posteriores. Para el caso donde las líneas de campo son perpendiculares al plano de movimiento, y por ende no contribuyen con efectos de tensión, la presión

magnética impide que el material de la nube alcance a penetrar dentro del disco. Entonces, y en cualquier caso, el campo magnético no permite el intercambio de masa con el halo. En contraste, los casos no-magnéticos (los cuales demandan un halo caliente para tener un equilibrio inicial) evolucionan sin resistencia y permiten el mezclado de masa.

### 4.2.2 Simulaciones Numéricas

Al igual que en los capítulos anteriores, escogemos un sistema de referencia donde el gas galáctico está en reposo, y el origen de la malla computacional se encuentra en la vecindad solar. Una vez más, las coordenadas  $(x, z)$  representan la distancia, a lo largo y perpendicular, al plano medio, respectivamente. El eje  $x$  está anclado a un radio galactocéntrico fijo, y el movimiento de la nube siempre lo consideraremos en el plano  $(x, z)$ .

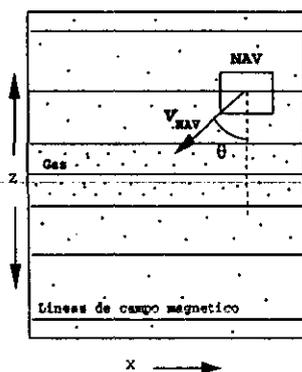


Figura 4.1: La figura muestra la condición inicial del modelo utilizado en las simulaciones numéricas.

Para un uso eficiente de los recursos computacionales, trabajaremos esencialmente con una resolución moderada de  $200 \times 200$  zonas, sin embargo, verificamos que los resultados no fueran diferentes de los obtenidos en simulaciones con una resolución de  $400 \times 400$  zonas. Realizamos corridas con una variedad de tamaños diferentes. Por simplicidad, los intervalos físicos de la simulaciones presentadas en esta sección son de  $3 \text{ kpc} \times 3 \text{ kpc}$  (el eje- $z$  está

acotado entre  $-1.5$  kpc a  $1.5$  kpc). Así una celda de la malla tendrá un tamaño de  $15$  pc por lado. Las condiciones de frontera son cíclicas (periódicas) en  $x$ , el gas puede salir de la malla en la dirección  $z$ . La evolución es calculada en los regímenes isotérmico ( $\gamma = 1.01$ ) y adiabático ( $\gamma = 1.67$ ).

Por simplicidad, todas las NAVs tienen las mismas dimensiones,  $210 \times 105$  pc, y el campo magnético que las penetra tiene una intensidad que corresponde al valor en la distribución de equilibrio inicial. Realizamos algunas corridas con nubes de diferentes tamaños, y los resultados que obtuvimos son similares a los que presentamos en este trabajo. La densidad numérica de las nubes es de  $1 \text{ cm}^{-3}$ , las densidades de masa y energía que utilizamos son, de  $10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$  y  $2.5 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-3}$  (esto corresponde a la masa y energía cinética de una nube de  $3.5 \times 10^5 M_{\odot}$  y  $3.5 \times 10^{52} v_{100}^2 \text{ erg}$ , respectivamente, donde  $v_{100}$  es la velocidad de la nube en unidades de  $100 \text{ km s}^{-1}$ ).

El centro de las nubes los colocamos a diferentes alturas, de  $350$  a  $4050$  pc, y realizamos una serie de experimentos numéricos con diferentes velocidades iniciales, y ángulos incidentes ( $\theta$ ). El intervalo de velocidades que consideramos va de  $0$  a  $200 \text{ km s}^{-1}$  (*i.e.* de caída libre a aproximadamente la velocidad más grande observada), y los ángulos se variaron de  $0^\circ$  a  $60^\circ$  medidos respecto al eje vertical  $z$ .

Sin importar la posición inicial de la nube, ésta es completamente chocada en un tiempo menor a los  $3 \times 10^6$  años. La evolución de la interacción es rápida y toma lugar en una región relativamente pequeña (*i.e.* con dimensiones de varias docenas de celdas). Así los detalles de la estructura temprana del choque (la cual depende de las condiciones iniciales de la NAV) no son resueltas en nuestras simulaciones (si se está interesado en el tema una discusión detallada de simulaciones numéricas de alta resolución para colisiones de nubes se presenta en Klein & McKee 1994 y MacLow *et al.* 1994) y, por lo tanto, nos enfocaremos únicamente al resultado, a gran escala, del impacto (*i.e.* en estructuras con tamaños del orden de cientos de parsecs o más grandes). Un resumen de los experimentos numéricos que presentamos en esta sección se muestran en la Tabla 4.1.

Tabla 1. Parámetros de simulaciones en 2-D y 2.5-D

Caso	Evolución	$\vec{B}$ Dirección	$v_{\text{NAV}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\theta$ (grados)	$h_{\text{NAV}}$ (pc)
nav1	Isotérmico	-	200	0	1200
nav2	Isotérmico	-	200	30	1200
nav3	Isotérmico	x	200	0	1200
nav4	Adiabático	x	200	0	1200
nav5	Isotérmico	x	200	30	1200
nav6	Isotérmico	y	200	0	1200
nav7	Isotérmico	y	200	30	1200
nav8	Isotérmico	x	200	10	1200
nav9	Isotérmico	x	200	20	1200
nav10	Isotérmico	x	200	40	1200
nav11	Isotérmico	x	200	50	1200
nav12	Isotérmico	x	200	60	1200
nav13	Isotérmico	x	200	30	4050
nav14	Isotérmico	x	200	30	3200
nav15	Isotérmico	x	200	30	2200
nav16	Isotérmico	x	200	30	1000
nav17	Isotérmico	x	200	30	800
nav18	Isotérmico	x	200	30	600
nav19	Isotérmico	x	200	30	400
nav20	Isotérmico	x	200	30	350

### 4.2.3 Resultados

#### Disco Grueso sin Campo Magnético

Como se mencionó anteriormente, los trabajos realizados por otros autores estudiaban los impactos de NAVs con un disco galáctico delgado, y donde la mayoría de las colisiones eran perpendiculares ( $\theta = 0^\circ$ ) en un régimen puramente hidrodinámico.

Comencemos por comparar esos resultados con los que obtenemos en nuestras simulaciones si utilizamos un disco galáctico grueso sin campo magnético. Para que el sistema inicial esté en equilibrio hidrostático, el modelo requiere de un halo caliente y por lo tanto, de una velocidad del sonido térmica que se incremente rápidamente dentro del disco principal.

Básicamente, las estructuras formadas por las colisiones son similares a las descritas en modelos previos. Por ejemplo, y como se reporta en trabajos anteriores, los tamaños y las formas de las capas chocadas en el disco son parecidas a los supercascarones de H I observados por Heiles (1984) en nuestra galaxia. No obstante, existen algunas diferencias con los resultados obtenidos con anterioridad: éstas son principalmente debidas a que tenemos una distribución de gas más extendida (*i.e.* las estructuras formadas lejos del plano del disco son más densas, más largas y mejor definidas que las que se obtienen en trabajos previos). También encontramos la formación de estelas, o colas, detrás de la nube chocada, y sus morfologías y vórtices son claramente evidentes. En particular, podemos observar una estructura conspicua, la estela, que trabajos anteriores no mencionan (esto es debido al hecho de que los modelos previos introducen la NAV muy cerca del plano del disco). La importancia de esta característica es mejor apreciada en impactos oblicuos, (casos magnético y no-magnético), y puede ser una posible fuente de turbulencia de la capa de Reynolds (Benjamin 1998; Tufté *et al.* 1998).

NAV con  $V_{NAV} = 200 \text{ km s}^{-1}$  y  $\theta = 0^\circ$

El primer ejemplo que analizaremos es una simulación, puramente hidrodinámica, de una colisión perpendicular con el disco (ángulo de impacto  $\theta = 0^\circ$ ). La evolución temporal se muestra en los 4 recuadros de la Fig. 4.2. Esta simulación se realizó isotérmicamente, y la posición del centro de la NAV se localiza a 1250 pc del plano del disco, con una velocidad de 200  $\text{km s}^{-1}$ . En todos los recuadros que mostraremos en ésta, y en la siguiente sección, la densidad estará representada por una escala logarítmica de grises, y el campo de velocidades se indicará con flechas, donde el tamaño de la flecha va a ser proporcional a la máxima velocidad local.

En las Figs.4.2a y 4.2b presentamos la condiciones iniciales y la evolución del choque a los  $3.2 \times 10^6$  años, respectivamente. La colisión de la nube con el disco grueso genera un choque galáctico fuerte que se dirige hacia el plano del disco y un choque en reversa que penetra a la nube. El choque galáctico tiende a moverse radialmente, alejándose de la posición inicial del impacto; sin embargo, la conservación del momento lo mantiene principalmente en la dirección del movimiento inicial del impacto. Conforme transcurre el tiempo las componentes laterales del choque son más suaves y se convierten en una perturbación acústica en escalas de tiempo relativamente cortas. Cuando han transcurrido  $3.2 \times 10^6$  años la nube ha sido completamente chocada y los choques laterales ya han desaparecido (Fig. 4.2b). La masa de la nube está apilada en la capa chocada y, debido a que su movimiento es supersónico, se forma un vacío detrás de la capa que será llenado por el material que cae de las partes altas del disco, así como del gas que se reexpande de la capa chocada. Este proceso genera un par de vórtices, uno a cada lado de la capa, y una pluma, o cola, que se forma en la parte central de la estela posterior. Esto puede observarse claramente en la Fig. 4.2c, a los  $9.5 \times 10^6$  años. A este tiempo la capa chocada ha recolectado gas de las partes densas del disco, y el frente del choque se desacelera penetrando en el disco alcanzando el plano medio a los  $13 \times 10^6$  años. Después de cruzar el plano medio, el choque se acelera debido a que evoluciona en un medio en el cual la densidad decrece con  $z$ . En la Fig. 4.2d claramente se pueden observar los movimientos circulatorios del gas (remolinos) y una gran estela (aproximadamente 1 kpc) que se crean detrás del choque y la forma de la capa chocada que está penetrando al disco. Una gran fracción de la masa original de la nube permanece en la capa chocada, y una pequeña cantidad de ella se ha reexpandido nuevamente dentro de la estela y de la cola posterior. Al mismo tiempo, la cola se ha expandido a ambos lados produciendo un vacío en su parte central. Este mínimo en la densidad es promovido por la aceleración del frente del choque después de que cruza el plano medio del disco. Finalmente, en la Fig. 4.2d podemos observar que la región perturbada ha crecido aproximadamente 2 kpc.

$$NAV \text{ con } V_{NAV} = 200 \text{ km s}^{-1} \text{ y } \theta = 30^\circ$$

En la Fig. 4.3 mostramos la evolución hidrodinámica para una colisión oblicua con  $\theta = 30^\circ$ . Una vez más, la NAV está localizada a 1250 pc del plano medio, con  $200 \text{ km s}^{-1}$ , y los cálculos numéricos se desarrollan de manera isotérmica. En este caso el momento de la nube tiene una componente horizontal importante, la cual se conserva durante la evolución porque

## 4.2. COLISIONES DE NAV CON EL DISCO GRUESO MAGNETIZADO 75

el campo gravitacional únicamente tiene una componente, en la dirección- $z$ . Los primeros dos recuadros de la Fig. 4.3 presentan la evolución de la capa chocada a los tiempos  $3.2 \times 10^6$  y  $6.3 \times 10^6$  años, respectivamente. Como en el caso descrito anteriormente, la nube es completamente chocada en escalas de tiempo relativamente cortas, antes de la Fig. 4.3a, y el vacío que se deja por el movimiento de la NAV es llenado por el material que cae y la reexpansión de la capa chocada. Las formas de las estructuras interestelares son modificadas por la componente horizontal de la velocidad, pero las principales características de la evolución hidrodinámica son similares a las descritas en el caso de la colisión perpendicular. El movimiento de la capa chocada forma una estela (con vorticidad y movimientos circulares) y una cola que se extiende corriente abajo cerca del punto de impacto.

Ahora, la cola es densa y más conspicua que en el caso anterior, teniendo la apariencia de un dedo alargado o cola cometaria. En la Fig. 4.3b ( a los  $6.3 \times 10^6$  años) se puede observar claramente un choque cuando se está formando la parte central de la cola. Las velocidades más lentas que se mueven hacia el plano medio, y la inclinación de la estructura, permiten al gas de la cola alcanzar con el cuerpo principal a la capa chocada. Los vectores de velocidad dentro de la estructura ahora son más grandes y claramente muestran la reexpansión dentro de las regiones rarificadas. El roce (*shear*) entre este flujo rápido y el medio que lo rodea está sujeto a inestabilidades tipo Kelvin-Helmholtz (e.g. Shore 1992). Debido al tamaño de nuestras celdas computacionales no es posible resolver con detalle esta inestabilidad. El movimiento oscilatorio de la cola en forma de dedo se debe a la combinación de dos efectos, por un lado la vorticidad del flujo que se encuentra detrás de la capa chocada y por otro la inestabilidad no resuelta. La prominencia de la estructura de la cola se incrementa cuando aumentamos las velocidades de la NAV y para ángulos grandes.

El choque principal cruza el plano medio del disco cerca de los  $13 \times 10^6$  años para después acelerarse. Como en el caso anterior, se genera un mínimo de densidad detrás de la capa acelerada. Dado que la aceleración es promovida por el gradiente de densidad, esta se dirige a lo largo del eje- $z$  produciendo un alargamiento de la estructura en esta dirección. Esto puede verse claramente en la Fig. 4.3c, a los  $22.2 \times 10^6$  años. En este tiempo la cola se ha reexpandido y su vorticidad y oscilaciones han creado un campo de velocidades a lo largo de la trayectoria de interacción.

Para tiempos tardíos de la evolución el sistema presenta varias características de gran interés, ilustradas en la Fig. 4.3d que corresponde al tiem-

po de  $47.7 \times 10^6$  años. Las partes centrales del disco son distorsionadas y comprimidas, con estructuras complejas que se extienden hacia la zona del impacto. La escala de altura se ha alterado en ambos lados del plano, y la interfase entre las capas inferior y superior del disco es marcada pero ondulada, como en una interface de agua-aire. Por arriba del plano medio se observan algunas estructuras alargadas acompañadas de un par de vórtices. En el otro lado, aparece claramente una onda en expansión donde el frente ha alcanzado la orilla inferior de la malla computacional.

#### **Disco Grueso con un Campo Magnético que es paralelo al eje- $x$**

Una de las características importante al incluir el campo magnético en un disco gaseoso, delgado o grueso, es darle rigidez y elasticidad. Estas propiedades del sistema son mejor acentuadas en dos dimensiones cuando el plano de movimiento de la NAV es paralelo a las líneas de campo y el gas que colisiona distorsiona la configuración inicial del campo. En los casos que presentaremos a continuación, la tensión del campo magnético juega un papel importante porque domina la evolución de la interacción. Los resultados son completamente diferentes a los obtenidos en casos puramente hidrodinámicos. Para las siguientes figuras las densidades y velocidades se indican como en los casos anteriores y las líneas de campo estarán representadas por líneas continuas.

$$NAV \text{ con } V_{NAV} = 200 \text{ km s}^{-1} \text{ y } \theta = 0^\circ$$

La primera simulación MHD se muestra en la Fig. 4.4. Esta corresponde a una colisión perpendicular al plano del disco donde los parámetros de la nube son los mismos que se utilizaron en el primer caso descrito anteriormente (la nube esta localizada a 1250 pc, con una velocidad inicial de  $200 \text{ km s}^{-1}$  y un ángulo de impacto de  $\theta = 0^\circ$ ). En este caso, como se esperaba, el gas chocado se apila en una capa chocada delgada y densa que transporta el momento de la nube. Ahora, la compresión y distorsión de las líneas de campo es muy pronunciada en las zonas donde el momento de la capa chocada densa está concentrado.

El choque inicial es fuerte y tiene un número de Mach aproximadamente de 4, con un factor de compresión de  $\sim 3$  (un choque fuerte tiene un factor de compresión de  $\sim 4$  como en el caso no-magnético). Cuando han transcurrido unos cuantos millones de años de la evolución se presentan choques en ambos lados del frente de choque principal, que desaparecen en escalas de tiempo relativamente cortas. Sin embargo, una serie de ondas magnetohidrodinámicas comienzan a moverse en todas direcciones adelante de la capa chocada. Las perturbaciones laterales son ondas de Alfvén que via-

## 4.2. COLISIONES DE NAV CON EL DISCO GRUESO MAGNETIZADO 77

jan a lo largo de las líneas de campo, en tanto que las perturbaciones que se mueven en la dirección  $-z$  son ondas magnetosónicas que comprimen las líneas de campo. Cuando iniciamos la simulación, el frente de choque se mueve más rápido que cualquiera de estas dos ondas, produciendo la compresión y distorsión de las líneas de campo en las zonas donde se localiza la capa densa de gas chocada. La evolución temporal de la interacción de la NAV con el disco grueso se muestra en la Fig. 4.4. Cuando han transcurrido  $6.3 \times 10^6$  años, una fracción importante de la energía de la nube se ha invertido en la compresión y tensión de las líneas de campo, las cuales se deforman adquiriendo la forma de V. También se ha formado una estructura vertical densa y delgada producida por el material que resbala sobre las líneas distorsionadas (Fig. 4.4b). Las distorsiones rompen el equilibrio hidrostático local produciendo una clara caída del material en las regiones perturbadas. Esto crea una "cabeza" densa de la perturbación que se dirige hacia el plano del disco. Aproximadamente a los  $9 \times 10^6$  años, la energía almacenada en el campo magnético comienza ser liberada mientras que las líneas de campo se desplazan en la dirección opuesta a la del movimiento de la capa chocada, tratando de recuperar su configuración inicial; esto invierte la dirección del movimiento del gas y levanta la cabeza densa (que ya ha penetrado algunos cientos de parsecs dentro de las capas más bajas) hacia las partes superiores del disco generando un flujo de alta velocidad que se aleja del plano medio (ver Figs. 4.4c y 4.4d). Este es un resultado novedoso en el cual un flujo que se dirige al plano del disco es forzado por la tensión magnética a convertirse en un flujo que se mueve en dirección opuesta. A los  $13 \times 10^6$  años, y más adelante, las ondas de compresión y del Alfvén llevan la mayoría de la energía disponible. Las ondas magnetosónicas traspasan el plano medio y perturban el otro lado del halo, mientras que las ondas de Alfvén continúan induciendo la expansión de la estructura y creando una caída de material en los lugares por donde va pasando.

*NAV con  $V_{NAV} = 200 \text{ km s}^{-1}$  y  $\theta = 30^\circ$*

La Fig. 4.5 presenta el caso magnético de una colisión isotérmica con  $\theta = 30^\circ$  y  $200 \text{ km s}^{-1}$ , como en la La Fig. 4.3. El choque galáctico tiene una componente lateral importante, produciendo una fuerte compresión en la dirección  $x$ , como se muestra en las Figs. 4.5a y 4.5b. Una vez más, las líneas de campo rebotan, pero recuperan su configuración inicial en escalas de tiempo más cortas respecto a las encontradas en el caso de la colisión perpendicular. El movimiento de la capa chocada se invierte cuando las líneas de campo rebotan (Fig. 4.5c) y aparece una serie de prominentes oscilaciones

del disco y ondas MHD durante la mayor parte de la evolución. La componente horizontal del flujo se mantiene por un tiempo largo (por ejemplo, tiene una velocidad de  $47 \text{ km s}^{-1}$  a los  $20 \times 10^6$  años) y los patrones de los campos de velocidad y magnético son completamente diferentes a los de los casos perpendiculares.

Como en el caso anterior, las ondas de Alfvén se separan de la capa chocada y crean una región donde el gas está cayendo en los alrededores de la estructura chocada. Las ondas magnetosónicas también atraviesan el disco (produciendo un choque MHD débil) y perturba el otro lado del halo. Nuevamente la cola se forma detrás de la capa chocada, pero ahora el campo magnético inhibe la vorticidad, manteniendo la cabeza densa moviéndose paralelamente al plano después del rebote. Esto crea un flujo magnético cortante; sin embargo la tensión magnética de las líneas evita que aparezca la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (Frank *et al.* 1996; Malagoli, Bodo & Rosner 1996; Jones *et al.* 1997).

Las asimetrías en las líneas distorsionadas producen dos importantes efectos en la cola. Primero, la distorsión del campo (derecha) en el sentido de la corriente tiene una gran extensión y una pendiente más suave comparada con la que se crea contra corriente (izquierda). Entonces, la contribución de masa a la cola es mayor del lado en el que va la corriente porque hay más masa resbalando sobre las líneas de campo. Este proceso le da un momento adicional a la cola, creando una gran región rarificada detrás de esta, la cual se mantiene por un largo tiempo (hasta el final de la corrida,  $\sim 5 \times 10^7$  años). Segundo, el gas que resbala hacia abajo del lado de la contra corriente proporciona una fuerza que se opone al movimiento de la cola. Esta es una situación Rayleigh-Taylor inestable (Shore 1992), y como en el caso de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz no la podemos resolver. La forma odular de la cola está presente cuando en la evolución han transcurrido aproximadamente  $42 \times 10^6$  años (Fig. 4.5d). En resumen, se ha creado un sistema complejo de características asimétricas, con una estructura distorsionada que se mueve siempre paralela a las líneas de campo.

## 4.2. COLISIONES DE NAV CON EL DISCO GRUESO MAGNETIZADO 79

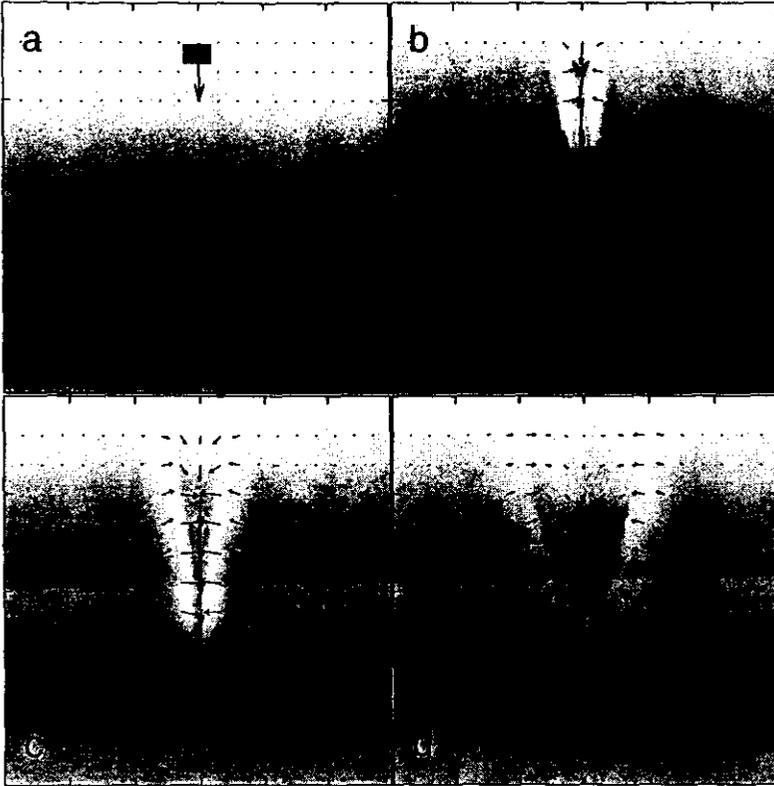


Figura 4.2: Colisión perpendicular (disco no-magnético y evolución temporal). La secuencia muestra la densidad (escala logarítmica de grises), y campo de velocidades (indicado por flechas), a cuatro diferentes tiempos (0, 3.2, 9.5 y 19 millones de años). Los valores de la velocidad máxima son 200, 166, 77 y 47  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc. La distancia entre marcas en los recuadros es de 500 pc.

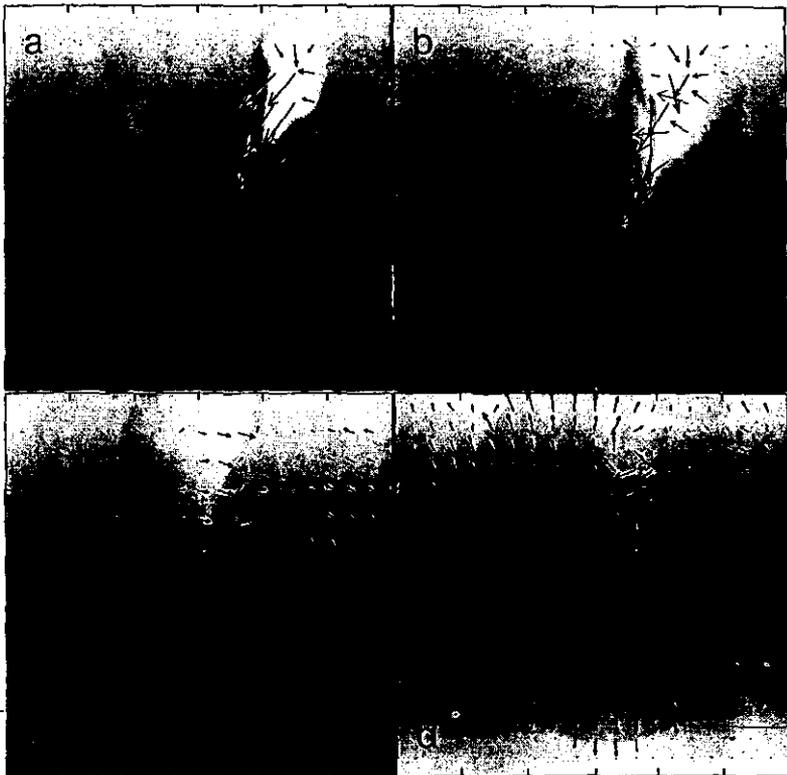


Figura 4.3: Colisión oblicua (disco no-magnético y evolución temporal). La secuencia muestra la densidad (escala logarítmica de grises), y campo de velocidades (indicado por flechas), a cuatro diferentes tiempos (3.2, 6.3, 22.2 y 47.7 millones de años). Los valores de la velocidad máxima son 176, 113, 32 y 26  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc. La distancia entre marcas en los recuadros es de 500 pc.

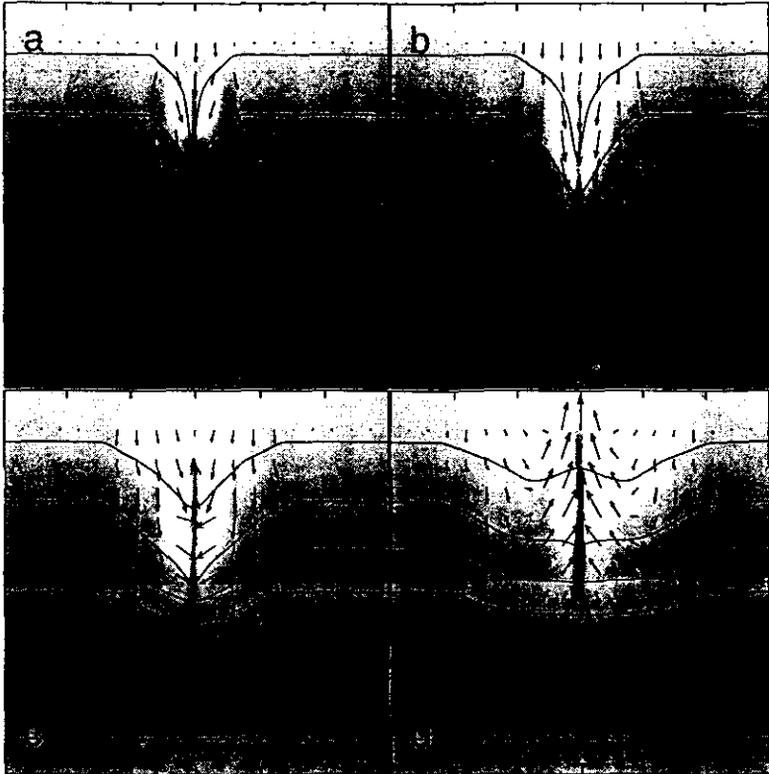


Figura 4.4: Colisión perpendicular (disco magnético.  $B$  paralelo al eje- $x$  y evolución isotérmica). La secuencia muestra la densidad (escala logarítmica de grises), y campo de velocidades (indicado por flechas), a cuatro diferentes tiempos (3.2, 6.3, 9.5 y 15.9 millones de años). Los valores de la velocidad máxima son 137, 72, 95 y 50  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc. La distancia entre marcas en los recuadros es de 500 pc.

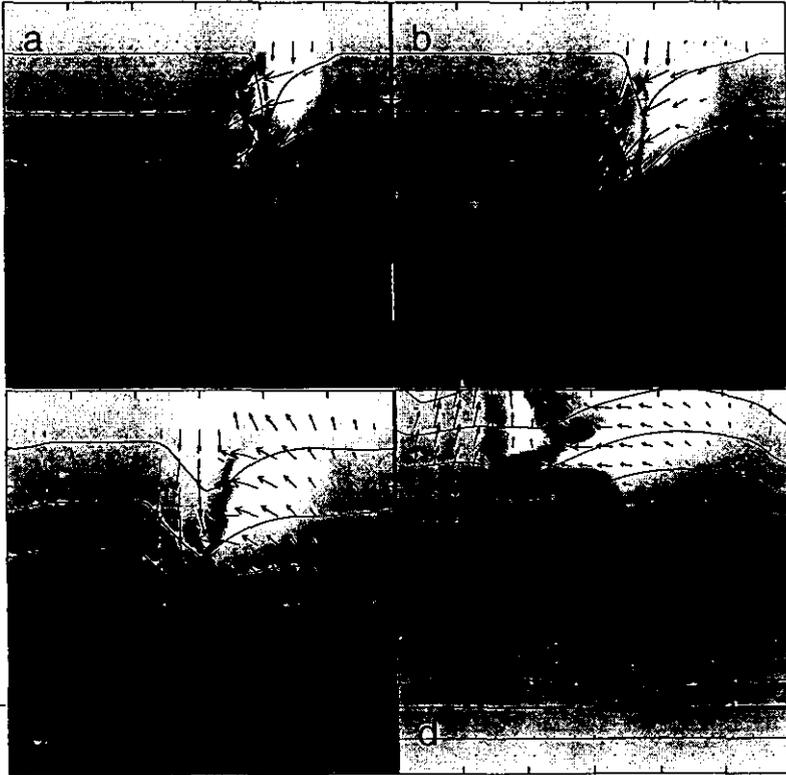


Figura 4.5: Colisión oblicua (disco magnético,  $B$  paralelo al eje- $x$  y evolución isotérmica). La secuencia muestra la densidad (escala logarítmica de grises), y campo de velocidades (indicado por flechas), a cuatro diferentes tiempos (3.2, 6.3, 22.2 y 41.2 millones de años). Los valores de la velocidad máxima son 149, 82, 49 y 48  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc. La distancia entre marcas en los recuadros es de 500 pc.

#### 4.2.4 NAV y la Inestabilidad de Parker

Una vez que hemos descrito las interacciones de las NAV's con diferentes discos gaseosos (sin, y con, campo magnético) deseamos saber si este tipo de perturbaciones son capaces de disparar la inestabilidad de Parker. Para esto utilizaremos el caso donde el campo magnético tiene solamente una componente que va a lo largo del eje- $x$  ( $\mathbf{B} = B_x \hat{x}$ ).

Cuando la nube choca con el disco se excitan modos de oscilación con diferentes longitudes de onda que se propagan en todas direcciones. Dentro del espectro de las  $\lambda$ 's de los modos de oscilación habrá algunas que no produzcan otro efecto al disco que el de ponerlo a oscilar, y otras que podrán crecer indefinidamente hasta disparar la inestabilidad de Parker.

En la fig.4.6 presentamos una NAV que interacciona con un disco grueso magnetizado. La malla computacional tiene una resolución de  $256 \times 128$  zonas y un dominio físico de 6 kpc en la dirección- $x$  y de 3 kpc en la dirección- $z$ . Para seguir la evolución de la inestabilidad utilizamos condiciones de frontera de *entrada* y de *salida* en el eje- $x$  en nuestros cálculos numéricos. Las condiciones iniciales de la NAV son las mismas que se presentan en las secciones anteriores (colisión normal al plano del disco). El resultado de esta interacción, cuando han transcurrido  $6.3 \times 10^7$  años (fig.4.6a), es producir una dinámica del gas bastante compleja, con una superposición de diferentes modos de oscilación. A este tiempo las ondas de Alfvén han viajado una distancia de  $\sim 3$  kpc deformando las líneas de campo y rompiendo el equilibrio magnetohidrostático inicial. Esto produce una caída del material en las zonas por donde pasan las ondas. Al unísono, las ondas magnetosónicas ya han atravesado el disco y están perturbando las partes bajas del mismo. Inicia el proceso de la inestabilidad en las partes altas del disco, tal y como lo describimos en el capítulo 3: el gas comienza a caer y a deslizarse sobre las líneas de campo, acumulándose el material en los valles magnéticos y formando láminas densas de gas. Las láminas son perpendiculares al plano del disco después de  $\sim 444$  millones de años de iniciada la interacción entre la nube y el disco. En la fig.4.6b se observa que las estructuras de gas son similares a las estudiadas en el capítulo 3: por lo tanto, las NAV son candidatos adecuados para disparar la inestabilidad de Parker.

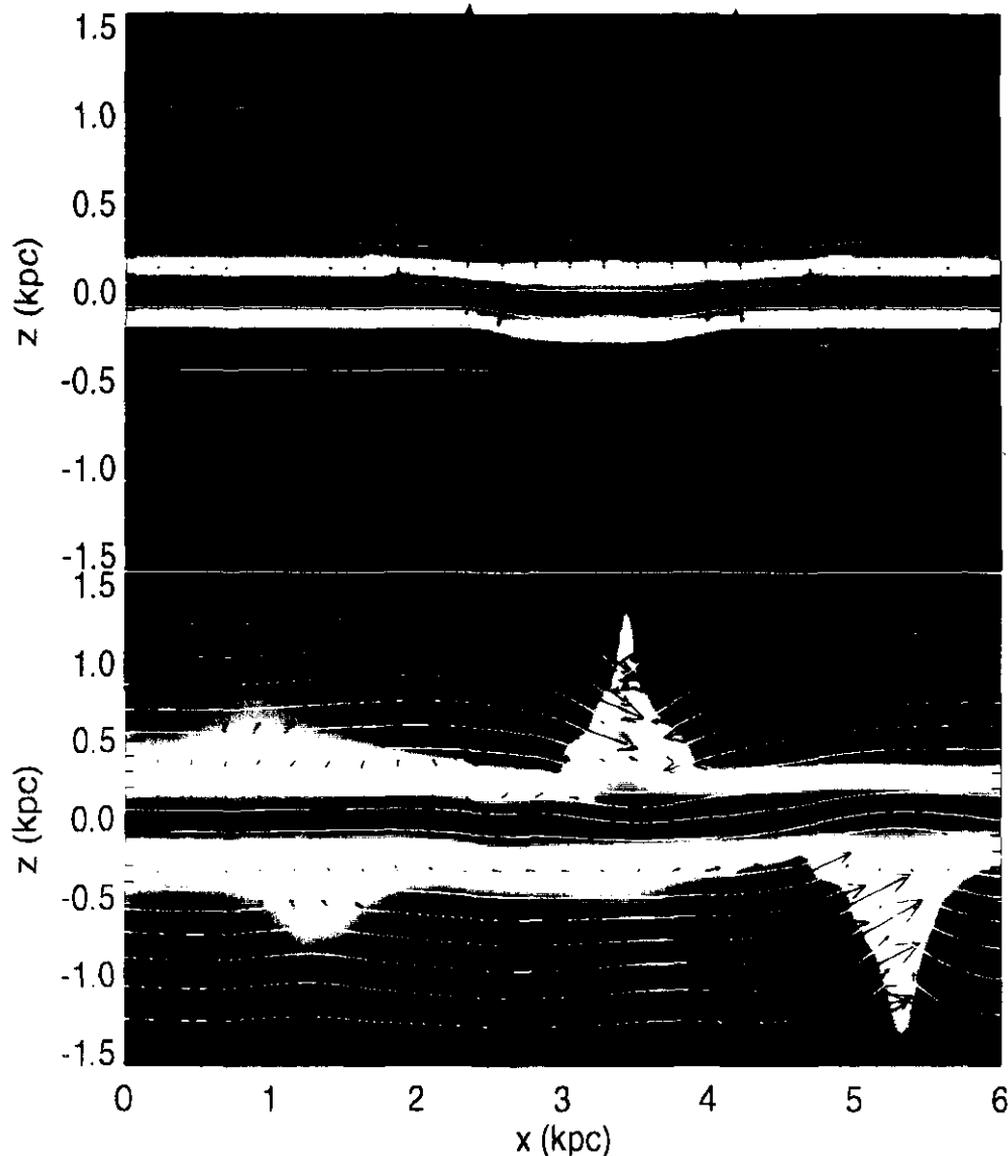


Figura 4.6: Inestabilidad de Parker vía una colisión de una NAV con un disco grueso que tiene un campo magnético que es paralelo al eje  $x$ . La secuencia de imágenes muestra la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas), y el campo magnético (representado por líneas continuas), a cuatro diferentes tiempos. Los valores de la velocidad máxima son 28 y 37  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc.

### 4.3 SB: evolución en un disco grueso magnetizado

La combinación de la energía asociada a los fotones ionizantes, los vientos estelares y las explosiones sucesivas de supernovas (SN) de estrellas OB traen como resultado la formación de gigantescas cavidades de gas caliente ( $T \sim 10^6$  K) en el medio interestelar. Estas estructuras tienen radios mayores a 100 pc y están rodeadas por un cascarón en expansión, denso y frío. Estas cavidades son conocidas como **superburbujas** y son una fuente muy rica de energía para el medio donde evolucionan (Diaz-Miller *et al.* 1998; McCray & Kafatos 1987; Tenorio-Tagle & Bodenheimer 1988).

La radiación ionizante que destruye a las nubes moleculares en tiempos relativamente cortos (Franco, Shore & Tenorio-Tagle 1994) es proporcionada principalmente por las estrellas O, cuyas masas son mayores que  $\sim 30 M_{\odot}$  y presentan tiempos de vida menores que  $\sim 10^7$  años. Por otro lado, las estrellas cuya masa es  $\geq 30-40 M_{\odot}$  permanecen en la secuencia principal, o en una fase subsecuente de Wolf-Rayet, un tiempo menor a  $\sim 5 \times 10^6$  años, perdiendo una fracción considerable de su masa por medio de un viento estelar fuerte con una velocidad terminal de  $\sim 2500$  km s $^{-1}$  inyectando, al medio circunestelar, una cantidad de energía mecánica de  $\sim 10^{51}$  ergs (Abbott 1982). Las estrellas con una masa inicial menor también tienen vientos estelares, pero de mucho menor energía mecánica, así que sólo contribuyen de manera significativa las que explotan como supernova. La masa mínima que requiere una estrella para que evolucione como una SN de tipo II es de  $\sim 7 M_{\odot}$  (Trimple 1982). Ésta corresponde a una estrella de la secuencia principal (SP) de tipo espectral B3.

Una vez que es conocida la contribución energética de una estrella O o B se puede estimar la luminosidad mecánica promedio de un grupo de estrellas recién formadas. Para comenzar, supongamos que las estrellas OB nacen en cúmulos o grupos de estrellas, conocidos como asociaciones OB. Estas asociaciones están compuestas típicamente por 20-40 estrellas de tipo espectral más temprano que B3 y están distribuidas en regiones con dimensiones de  $\sim 100$  pc (Heiles 1987); no obstante, pueden existir asociaciones OB que contengan decenas de estrellas O y cientos de estrellas B0-B3. Como ejemplo, consideraremos la energía depositada al medio interestelar por una asociación OB "típica" compuesta por 20 estrellas de tipo B0-B3 y 3 estrellas O. Al momento de nacer estas estrellas la potencia emitida está dominada

por la radiación ionizante y los vientos estelares de las estrellas más masivas, por ejemplo una estrella de  $35 M_{\odot}$  y tipo espectral O7V que produce una tasa de  $S_i \sim 7 \times 10^{48}$  fotones por segundo y una potencia, asociada al viento estelar, de  $L_v = \dot{M}_v V_v^2 / 2 \sim 6 \times 10^{35}$  ergs  $s^{-1}$ ; por lo tanto, la energía total que depositará en el medio circundante durante su permanencia en la secuencia principal ( $t \sim 5 \times 10^6$  años) es de  $E_v = 10^{50}$  ergs. Después, en su fase de WR podrá liberar otros tantos  $10^{50}$  ergs en un viento fuerte antes de explotar como una SN. La potencia relacionada a la radiación ionizante y al viento estelar de la asociación OB decrecerá rápidamente, desapareciendo en un período de aproximadamente  $5 \times 10^6$  años, equivalente al tiempo de la última estrella O. Sin embargo, a este tiempo pocas explosiones de SN's han ocurrido; éstas podrán continuar hasta  $t \sim 5 \times 10^7$  años, que es el tiempo de vida de la estrella menos masiva de la asociación OB que puede explotar. Si la tasa de explosiones de supernovas permanece constante, y cada explosión deposita una energía de  $E_{SN} = 10^{51} E_{51}$  ergs, podemos escribir una expresión para la potencia media liberada debida a explosiones de supernovas de una asociación OB

$$P_{SN} \approx 6.3 \times 10^{35} \text{ ergs } s^{-1} (N_* E_{51}) \quad (4.1)$$

donde  $N_*$  es el número de estrellas de la asociación con masas mayores a  $7 M_{\odot}$ .

### 4.3.1 Simulaciones Numéricas

Como en el caso de la sección 4.2.2, nuestras simulaciones se desarrollan en coordenadas cartesianas ( $x, z$ ), en un sistema de referencia donde el gas del disco grueso se encuentra en reposo. Para estas simulaciones utilizamos una malla computacional con una resolución de  $256 \times 256$  zonas y un dominio físico de  $3 \text{ kpc} \times 3 \text{ kpc}$  (el eje- $z$  está acotado entre  $-1.5 \text{ kpc}$  a  $+1.5 \text{ kpc}$ ); por lo tanto el tamaño de una celda de la malla es de  $11.72 \text{ pc}$  por lado. Las condiciones de frontera son *periódicas* en  $x$  y *abiertas* en la dirección  $z$ . La evolución se calcula en los regímenes, isotérmico ( $\gamma = 1.01$ ) y adiabático ( $\gamma = 5/3$ ).

Para realizar un estudio completo sobre la evolución de SB en el medio interestelar realizamos cálculos numéricos con superburbujas de diferentes tamaños, energías y masas iniciales, obteniendo resultados que son similares a los que presentamos en esta sección. La inyección de energía estará dominada por explosiones sucesivas de supernovas, que en nuestro modelo será simula-

da como un viento continuo que tiene una luminosidad mecánica,  $L_{SN}$  (Mac Low, McCray & Norman 1989). Por lo tanto, y como un ejemplo representativo de nuestras simulaciones, mostraremos la evolución de una superburbuja con un radio inicial de  $\sim 12$  pc, una luminosidad mecánica de  $3 \times 10^{37}$  ergs  $s^{-1}$  y una inyección de masa por unidad de tiempo de  $3 \times 10^{21}$  g  $s^{-1}$  (Tomisaka 1992) durante un período de  $10^7$  años (bajo estas condiciones se deposita una energía total de aproximadamente  $10^{52}$  ergs y una masa total igual a  $45 M_{\odot}$ ). La posición inicial del centro de la superburbuja está ubicado en el plano del disco. Como en el caso de las NAV's, la evolución de la SB toma lugar en una región pequeña de la malla computacional y los detalles de la estructura temprana no están resueltos. Nuevamente, estamos interesados **únicamente** en el resultado a escalas de distancias grandes, mayores a  $\sim 100$  pc.

### 4.3.2 Resultados

En esta sección mostramos la evolución adiabática de una SB en un disco gaseoso sin campo magnético y compararemos nuestros resultados con los obtenidos cuando tomamos en cuenta el campo **B**. Por otro lado, nuevamente se ilustra el papel que juega la tensión magnética como inhibidor del crecimiento de la SB en la dirección perpendicular al plano del disco, produciendo una estructura alargada de varios cientos de parsecs contenida por las líneas de campo en la dirección  $-z$ , y generando una *pared* de gas en el plano del disco.

#### Disco Grueso sin campo Magnético

En la fig.(4.7) mostramos la evolución temporal de una SB en un disco no-magnético. Al igual que en las simulaciones presentadas anteriormente, la densidad está representada por una escala logarítmica de colores y el campo de velocidades está indicado con flechas. Como mencionamos en la sección 4.3.1, la inyección de energía al medio interestelar ocurre en el plano del disco. Cuando han transcurrido  $3.2 \times 10^6$  años, se ha formado una cavidad de aproximadamente 200 pc de diámetro, que barre el material del disco que se encuentra alrededor de la asociación OB formando un cascarón denso que se expande a  $\sim 40$  km  $s^{-1}$  (fig. 4.7a). Debido a la distribución del gas en el disco y a la localización inicial de la asociación OB, la formación de la SB, para este caso, es simétrica respecto al eje horizontal. El resultado es una estructura alargada con una altura de  $\sim 400$  pc (medida desde el plano del disco) con un ancho de  $\sim 400$  pc cuando la evolución a llegado a los  $\sim 10^7$  años (fig.4.7b). En este tiempo se ha formado un cascarón denso que

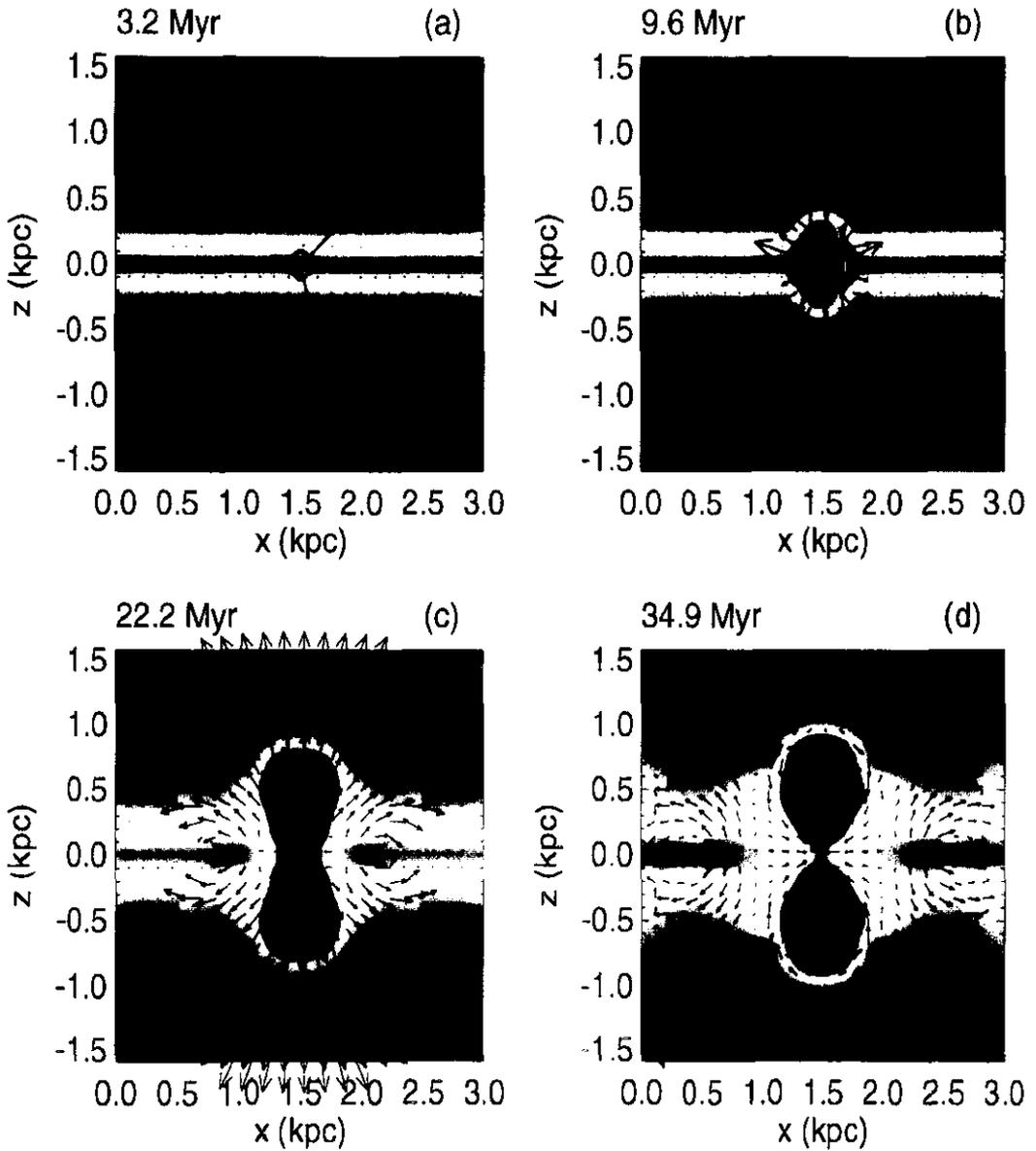


Figura 4.7: Evolución de una superburbuja en un disco no magnético. La secuencia de imágenes muestra la densidad (escala logarítmica de colores), y el campo de velocidades (indicado por flechas), a cuatro diferentes tiempos. Los valores de la velocidad máxima son 150, 580, 54 y 30  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc.

se expande a una velocidad de  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  (es importante aclarar que la flecha más grande que se muestra la fig.4.7b está relacionado con material que fue inyectado por la asociación OB una vez formado el cascarón, aproximadamente a los 9 millones de años). La velocidad de expansión disminuye conforme el cascarón va barriendo material del disco y termina la inyección de energía de la asociación OB. En la fig.(4.7c), podemos ver claramente como el plano del disco comienza a comprimir a la SB por el ecuador, mientras que se va inflando en regiones lejos del plano donde la densidad es mucho menor (como en Mac Low & McCray 1988). También vemos que dos ondas sónicas se han separado por completo del cascarón y han alcanzado la frontera de nuestro sistema. Finalmente, la presión en el plano del disco termina partiendo en dos a la SB, produciendo un par de estructuras, en ambos lados del plano, con un ancho de 600 pc y una altura de 800 pc (fig.4.7d). El proceso es similar aún cuando la posición inicial de la asociación OB sea diferente. La única diferencia es que la estructura final será diferente a alturas diferentes, debido al gradiente de presión.

#### Disco Grueso con campo Magnético paralelo al eje- $x$

Ahora consideramos un disco con un campo  $\mathbf{B}$  que es paralelo al eje horizontal y cuya intensidad disminuye con la altura  $z$  como fue indicado anteriormente. Para incluir el efecto del campo magnético en la evolución de una SB utilizamos exactamente las mismas condiciones iniciales (radio, luminosidad mecánica y tasa de inyección de masa de la asociación OB) descritas en la sección previa.

La secuencia de imágenes presentadas en la fig.(4.8) representan la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado con flechas) y las líneas del campo magnético (mostradas con líneas continuas). Cuando comienza la inyección de energía en el disco grueso la SB empieza desarrollándose de la misma forma que en el caso puramente hidrodinámico, pero como ahora tiene que enfrentarse al campo magnético que es comprimido por el cascarón de la SB, se produce una "pared magnética" en la dirección- $z$  que impide el crecimiento de la estructura de la SB en esta dirección. Durante las primeras etapas de la evolución ( $3.2 \times 10^6$  años; fig.4.8a) la estructura de la SB es muy similar a la del caso con  $B=0$  (fig.4.7a); sin embargo, conforme transcurre el tiempo, la compresión y distorsión de las líneas de campo aumentan la tensión magnética. Esto inhibe el crecimiento de la SB en la dirección vertical. Cuando transcurrieron  $\sim 10^7$  años comienza una aceleración del material (*blowout*) que se encuentra en el borde del cascarón denso, separándose una onda magnetosónica a una velocidad de

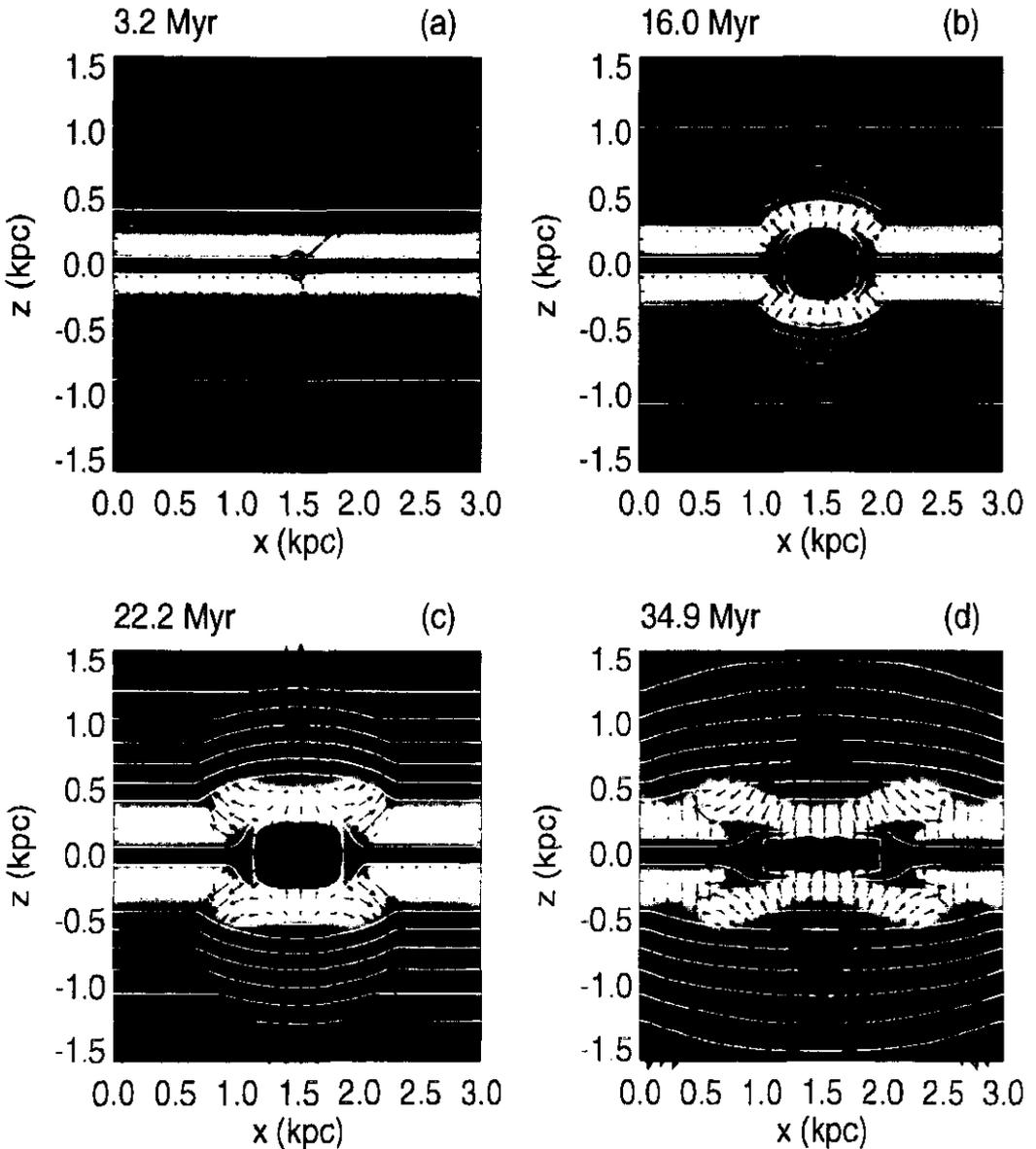


Figura 4.8: Evolución de una superburbuja en un disco con un campo magnético que es paralelo al eje- $x$ . La secuencia de imágenes muestra la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas), y el campo magnético (representado por líneas continuas), a cuatro diferentes tiempos. Los valores de la velocidad máxima son 129, 31, 28 y 33  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente. El plano medio se localiza en  $z=0$  kpc.

$\sim 62 \text{ km s}^{-1}$  hacia el halo. La compresión máxima de las líneas de campo ocurre a  $t \sim 1.6 \times 10^7$  años, y por lo tanto, la presión térmica es igual a la presión magnética en el borde del cascarón. Bajo estas condiciones y basado en el estudio de la evolución de una burbuja con simetría esférica en un medio con densidad uniforme (Weaver *et al.* 1976), Tomisaka (1990) encuentra la siguiente relación para calcular el radio de una superburbuja que evoluciona en un disco magnetizado

$$R_{SB} = 230 \left( \frac{L_{SN}}{1.68 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\rho_0}{1.8 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{B}{6 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{3}{2}} \text{ pc.}$$

Sustituyendo los valores de las variables físicas que utilizamos en esta simulación ( $L_{SN} = 3 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 2.33 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $B = 5 \mu\text{G}$ ) encontramos que el radio es de 428 pc, y el obtenido de la fig.(4.7b) de  $\sim 424 \text{ pc}$  (recordemos que en nuestros cálculos aproximamos el radio de la SB como  $R^2 = x^2 + z^2$ ). Esto sugiere que, cuando se cumple la condición de presiones iguales la evolución de una SB encontrada numéricamente es similar al obtenido con la expresión anterior. Después de esta etapa, las líneas de campo comienzan a regresar a su topología inicial (paralela al eje- $x$ ), debido a que la presión interna del cascarón no es suficiente para mantener esa configuración. Entonces, la SB comienza a ser “aplastada” como se muestra en la fig.(4.8c). En ese instante, 22 millones de años, la geometría de la SB es parecida a la de un esferoide prolato con dimensiones de 800 pc de largo por 400 pc de ancho, completamente diferente a la que mostramos en la fig.(4.7d) correspondiente al caso no-magnético. Al mismo tiempo que el campo magnético inhibe el crecimiento de la SB, un par de ondas magnetosónicas se alejan del plano del disco a una velocidad de  $\sim 28 \text{ km s}^{-1}$ .

A diferencia del caso anterior, sin campo magnético, la presión que ejerce el plano del disco no puede “partir” a la SB debido a que se encuentra rodeada por un campo magnético capaz de contener esta presión. Finalmente, tendremos una estructura completamente alargada y delgada, con un par de pequeñas estructuras en los extremos de la SB que son oblicuas al plano del disco (fig.4.8d; la apariencia rectangular de la SB es debida a la resolución numérica de la malla computacional que estamos utilizando). Estas láminas de gas son similares a la estructura filamentaria, conocida como “gusanos”, observada por Heiles (1984).

### 4.3.3 SB y la Inestabilidad de Parker

Finalmente, realizamos simulaciones numéricas similares a las descritas en la sección 4.2.4, con la diferencia de que el agente perturbador es una superburbuja. Para estos cálculos utilizamos una malla computacional de  $256 \times 128$  zonas, que representa un sistema físico de  $(x, z) = (6 \text{ kpc}, 3 \text{ kpc})$ . Las condiciones a la frontera son de *entrada y salida* en el eje  $-x$ , y *cerradas* en la dirección  $-z$ . Inicialmente, el centro de la SB se encuentra a una altura de 75 pc respecto al plano del disco, y las tasas de inyección de masa y energía son las mismas que utilizamos en la sección 4.3.1.

En la Fig.4.9 presentamos dos diferentes momentos, a  $1.6 \times 10^7$  y  $4.4 \times 10^8$  años, de la evolución de la inestabilidad de Parker que fue iniciada por la formación de la SB. En las etapas tempranas de la evolución de la SB, el crecimiento es similar al caso puramente hidrodinámico, hasta que la tensión magnética, producida por la deformación y compresión de las líneas de campo, es lo suficientemente grande para detener el desarrollo del cascarón en la dirección  $-z$ , produciendo una estructura alargada (Fig.4.9a). Mientras esto ocurre, las ondas MHD, viajan en todas direcciones propagándose tanto a lo largo, como en dirección perpendicular a las líneas de campo, perturbando zonas que se encuentran lejos de la SB.

Una vez más, el crecimiento de la inestabilidad de Parker comienza a darse a una distancia  $\sim 3 \text{ kpc}$  del lugar donde ocurrió el evento perturbador. El proceso de formación de las láminas densas de gas se muestra claramente en la Fig.4.9b; las líneas de campo son deformadas y no pueden recuperar su configuración inicial debido al peso del gas, que resbala a una velocidad de  $41 \text{ km s}^{-1}$  a lo largo de las líneas y que se va almacenado en los valles magnéticos. Este arreglo de láminas de gas perpendiculares al plano del disco es similar al encontrado en el capítulo 3. Por lo tanto, el crecimiento de SB's en un disco gaseoso magnetizado es capaz de disparar la inestabilidad de Parker.

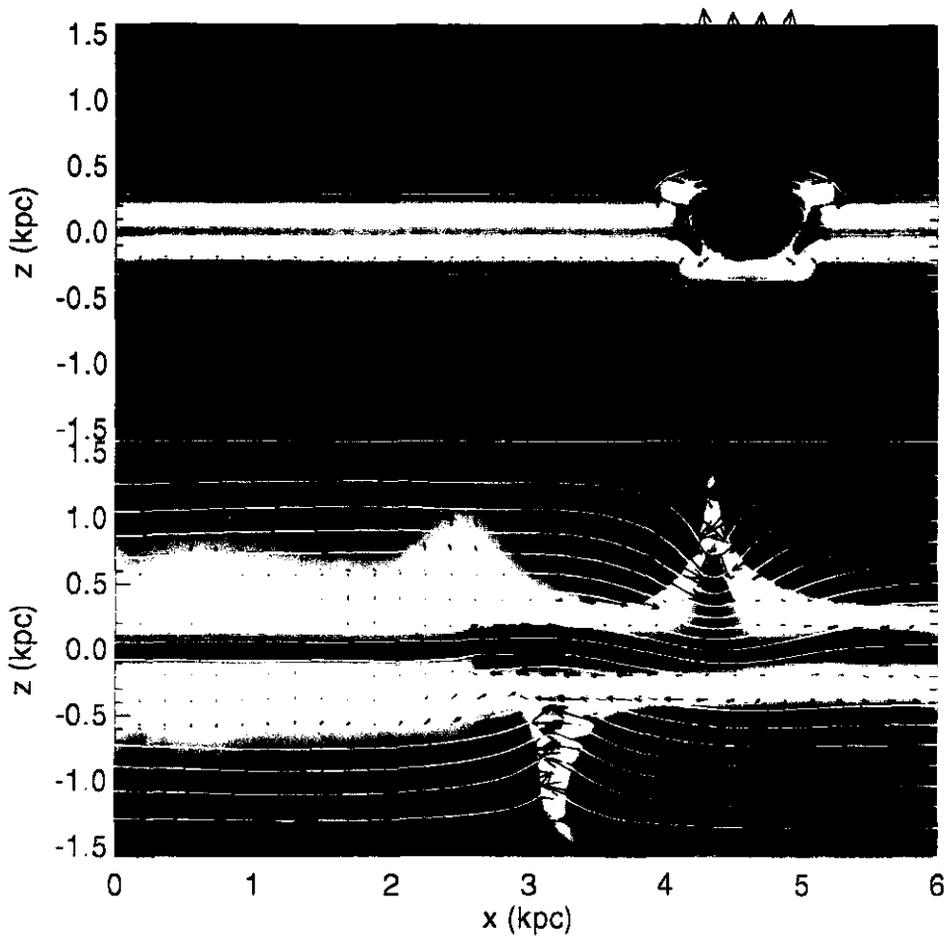


Figura 4.9: Evolución de la inestabilidad de Parker en un disco gaseoso grueso magnetizado que es perturbado por una SB. La secuencia de imágenes muestra la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas), y el campo magnético (representado por líneas continuas), a dos diferentes tiempos: 16 y 444 millones de años. Los valores de la velocidad máxima son 32 y 41  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente.

## 4.4 Colisiones de NAV más formación de SB

Por completez, finalmente incluimos ambos tipos de eventos, superburbujas y colisiones de nubes de alta velocidad, cuando el disco es perturbado por colisiones de nubes de alta velocidad y por el crecimiento de superburbujas.

Las perturbaciones son modeladas de la forma descrita anteriormente, pero con variaciones en algunos valores. Para el caso de las NAV's tomamos una región de la malla computacional de  $5 \times 3$  zonas ( $200 \text{ pc} \times 120 \text{ pc}$ ) y les asociamos una velocidad con magnitud  $v$  (100, 150 y  $200 \text{ km s}^{-1}$ ) y una dirección con un ángulo  $\theta$  ( $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ) medido respecto al eje vertical. En cuanto a las superburbujas realizamos lo siguiente: en cada paso de tiempo del código depositamos en una celda de la malla (correspondiente a una esfera de radio  $R = 20 \text{ pc}$ ) una luminosidad mecánica asociada a las explosiones sucesivas de supernovas de  $3 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$ , y una tasa de inyección de masa de  $3 \times 10^{37} \text{ g s}^{-1}$ , durante un tiempo aproximado de  $10^7$  años. Las posiciones iniciales de las NAV's y SB's van variando y pueden localizarse en ambos lados del plano del disco.

Cada perturbación la introducimos individualmente, en intervalos regulares de tiempo de  $32 \times 10^6$  años, y en diferentes posiciones en el disco. En estos cálculos estamos utilizando una malla computacional con una resolución de  $400 \times 100$  zonas y dimensiones físicas de 16 kpc y 4 kpc en las direcciones  $x$  y  $z$ , respectivamente. Las condiciones de frontera en la parte superior e inferior del sistemas son *abiertas*, en tanto que las fronteras izquierda y derecha son *periódicas*.

## 4.5 Resultados

En la fig.(4.10) se muestran la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado con flechas) y el campo magnético (representado por líneas continuas) de la evolución de la inestabilidad de Parker en un disco grueso con campo magnético que es perturbado por diferentes eventos energéticos: NAV's y SB.

El disco comienza a ser perturbado cuando  $t = 3.2 \times 10^7$  años; entonces cuando  $t \sim 2 \times 10^8$  años. en el disco han ocurrido 5 eventos: la formación de 2 superburbujas y la colisión de 3 NAV's con el disco. Todas las perturbaciones distorsionan y comprimen las líneas de campo. incrementando la tensión magnética en los lugares donde ocurrieron los eventos, produciendo

una serie de ondas magnetohidrodinámicas que se propagan en todas direcciones. En la fig.(4.10a) podemos ver claramente que el plano del disco ha sido completamente deformado por estas perturbaciones, y comienza el proceso de formación de láminas de gas. En la región perturbada, el campo magnético ha sido completamente deformado, presentando un campo de velocidades muy complejo. El material del disco empieza a deslizarse a lo largo de las líneas de campo acumulándose en los valles magnéticos, y el peso del material en esas zonas evita que las líneas recuperen su geometría inicial.

Como se mencionó en la sección anterior, las superburbujas se expanden principalmente en la dirección  $-x$  debido a la configuración inicial de las líneas de campo, paralelas al eje  $-x$ . La energía inyectada por la asociación OB es distribuida a lo largo del disco por las ondas MHD, mientras que su masa se mantendrá en el disco, contenida en un volumen pequeño y bien definido. Con respecto a las colisiones disco-NAV, el campo magnético, al momento de ser comprimido, evita que el material de la nube penetre en el plano del disco. Por lo tanto, el campo magnético proporciona un adecuado acoplamiento entre el intercambio de energía y momento entre el disco y el halo, y a la vez representa un escudo que evita un flujo de gas directo del disco hacia el halo, o viceversa. Obviamente, lo descrito anteriormente está restringido a la configuración inicial del campo. Sin embargo, dicho flujo de gas puede ocurrir vía la inestabilidad de Parker fig.(4.10b), y el intercambio de masa entre el disco y el halo probablemente ocurre como un proceso más complejo, quizá en dos pasos: (a) una perturbación (NAV o SB) en un disco magnetizado. distorsiona y comprime las líneas de campo sin existir un intercambio de masa entre el disco y el halo. Después, (b) estas perturbaciones excitarán diferentes modos de oscilación, capaces de producir la inestabilidad de Parker, formando láminas de gas que terminarán colapsándose hacia el plano del disco, produciéndose así la interacción halo-disco.

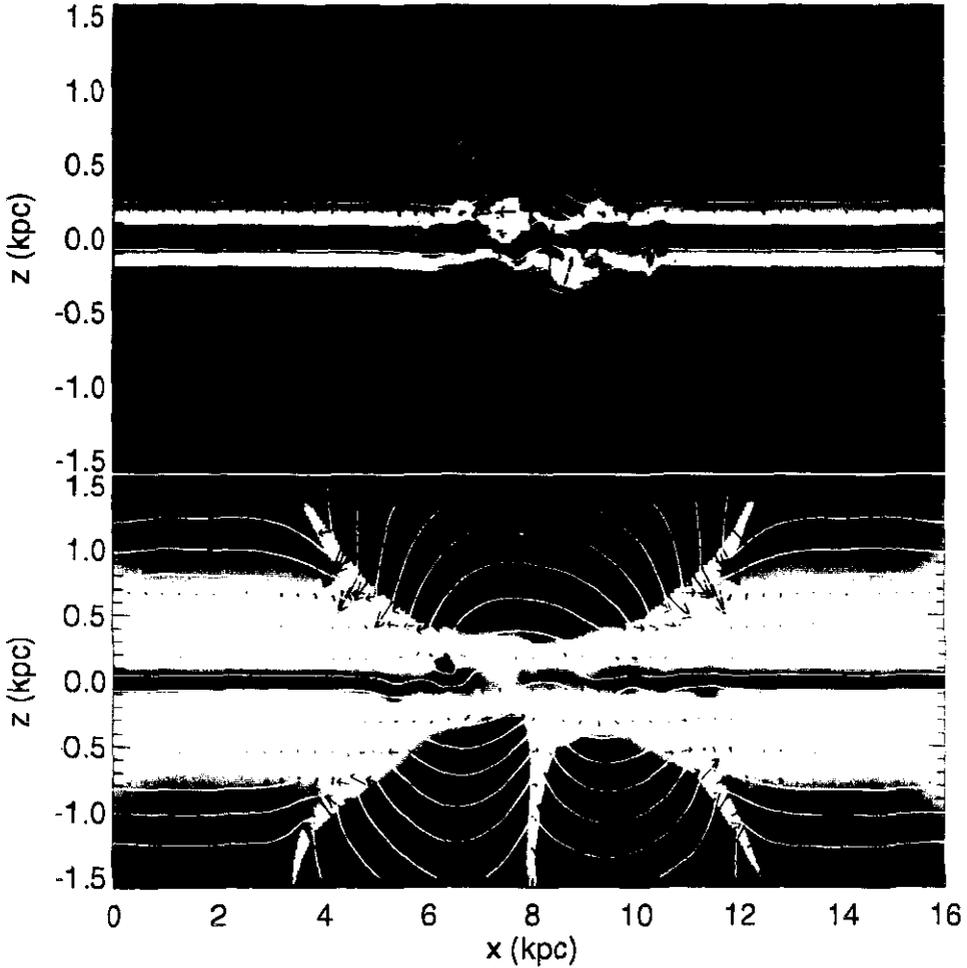


Figura 4.10: Evolución de la inestabilidad de Parker en un disco gaseoso grueso magnetizado que es perturbado por NAV y SB. La secuencia de imágenes muestra la densidad (escala logarítmica de colores), el campo de velocidades (indicado por flechas), y el campo magnético (representado por líneas continuas), a dos diferentes tiempos. 193 y 268 millones de años. Los valores de la velocidad máxima son 33 y 70  $\text{km s}^{-1}$ , respectivamente

## 4.6 Conclusiones

En este capítulo hemos presentado simulaciones numéricas de la evolución no-lineal de la inestabilidad de Parker en un disco que es perturbado por colisiones de nubes de alta velocidad y por el crecimiento de superburbujas.

En las primeras secciones del capítulo estudiamos la interacción de NAV con el disco grueso sin, y con, campo magnético (Santillán *et al.* 1999a) encontrando lo siguiente: las estructuras encontradas en el caso puramente hidrodinámico son similares a las reportadas por otros autores, pero con algunas novedades: el movimiento de las capas chocadas producen un par de vórtices, y una pluma, o cola, muy pronunciada. Si la colisión es oblicua, la cola es más pronunciada adquiriendo un movimiento oscilatorio que produce un campo de velocidades muy caótico y turbulento a lo largo de la trayectoria de interacción. En contraste con los resultados que se obtienen cuando se utiliza un disco delgado, las dimensiones de las estructuras que obtenemos son más grandes y mejor delineadas. Por otro lado, cuando utilizamos un disco grueso magnetizado encontramos nuevos aspectos de la interacción. Ahora la NAV encuentra una resistencia substancial a través de su evolución debido a la presencia del campo magnético y el volumen perturbado es mucho mayor que en el caso no magnético. En el momento de la interacción, ondas MHD se propagan en todas direcciones, pero cualquier flujo de gas que se dirija hacia el plano del disco será drásticamente extinguido. La tensión magnética juega un papel importante ya que detiene al gas chocado y produce un flujo en reversa, evitando cualquier penetración de la masa original de la nube en el disco. Si el disco es Parker inestable, como es nuestro caso, las colisiones son eventos energéticos capaces de excitar diferentes modos de oscilación en el disco y en el halo que pueden disparar la inestabilidad de Parker.

Respecto al crecimiento de superburbujas el caso sin campo magnético reproduce de manera satisfactoria los resultados de estudios previos. Aquí mostramos la forma simétrica de una SB en un disco gaseoso grueso no-magnetizado. En esta situación la presión que ejerce el plano del disco juega un papel importante en la evolución de estas estructuras ya que es capaz de constreñir, y en algunas ocasiones partir, a una SB dependiendo de su posición inicial respecto al plano del disco. Cuando incluimos un campo magnético paralelo al eje- $x$  el desarrollo de la SB es completamente diferente. Ahora el crecimiento del cascarón será similar al del caso puramente hidrodinámico hasta que la presión térmica sea igual a la presión magnética en las fronteras del cascarón, ya que la tensión magnética comenzará a "aplas-

tar" la SB terminando con una estructura alargada. En este caso la presión que ejerce el plano se encontrará con una "pared magnética" que rodea al cascarón sin poderlo deformar.

Finalmente, incluimos ambas perturbaciones en el disco grueso magnetizado encontrando que el campo magnético proporciona un adecuado acoplamiento, para tener un intercambio de energía y momento, entre el disco y el halo para evitar el intercambio de masa. Estos eventos energéticos son capaces de producir fuertes perturbaciones MHD que pueden disparar la inestabilidad de Parker, produciéndose un intercambio de masa entre el halo y el disco.

# Capítulo 5

## Conclusiones finales

Hasta la fecha, la detección de la intensidad y dirección del campo magnético de nuestra Galaxia es un problema que no ha sido resuelto completamente. Los diferentes trazadores observacionales (la radiación de sincrotrón, la polarización de la luz de las estrellas, la rotación de Faraday y el efecto Zeeman que se utilizan para detectar la intensidad y dirección de  $\mathbf{B}$ ) nos proporcionan información de la componente proyectada en el plano del cielo o de la componente paralela a la visual. Utilizando los datos que se obtienen de estos diferentes métodos uno encuentra que en la posición del Sol, 8.5 kpc del centro de la Galaxia, la intensidad del campo magnético total es  $B_t = 4.2 \mu\text{G}$ , y la de las componentes uniforme y aleatoria  $B_u = 2.0 \mu\text{G}$  y  $B_r = 3.7 \mu\text{G}$ , respectivamente (Heiles 1996b). Para determinar su topología, uno puede utilizar los datos de la polarización de la luz de las estrellas, encontrando que cerca del plano del disco las líneas de campo siguen a los brazos espirales tal y como se observa en galaxias espirales externas. Estas líneas de campo presentan tres cambios de dirección, o inversiones, en radios galactocéntricos de 5.5, 8.1 y 9.4 kpc (Rand & Lyne 1994), revelados por las medidas de rotación a los pulsares.

### 5.1 Resultados

#### 5.1.1 Disco Delgado

Definimos a un disco delgado como un sistema plano paralelo que contiene una sola componente del gas interestelar con un campo magnético paralelo

al plano del disco, inmerso en un campo gravitacional  $g$ . Dependiendo de cuál es la dependencia de  $g$  con la altura  $z$ , se obtienen distribuciones de masa, exponencial y gaussiana, para aceleraciones de la gravedad constante y lineal, respectivamente. Al tiempo  $t = 0$  el disco está en equilibrio magnetohidrodinámico, es decir, el gradiente de las presiones térmica + magnética, equilibran el peso del gas. La estabilidad de este tipo de sistema fue estudiada inicialmente por Parker (1966) y posteriormente por una gran cantidad de autores. Debido a que este problema ha sido investigado con detalle, tanto analítica como numéricamente, lo utilizamos para verificar que el código ZEUS realiza los cálculos correctamente.

En nuestro caso particular, utilizamos un disco delgado con un perfil de densidad gaussiano ( $g \sim z$ ) y con un cociente de presiones magnética a térmica, constante ( $\alpha = 1$ ). Comparando nuestros resultados con los obtenidos por Kim *et al.* (1997) encontrando lo siguiente:

- Nuestros cálculos coinciden con la longitud de onda crítica para el desarrollo de la inestabilidad,  $\lambda_c = 430$  pc, obtenida en el análisis lineal.
- La evolución de nuestras simulaciones en el régimen lineal reproducen los valores de la longitud de onda y la tasa de crecimiento del modo de oscilación más inestable,  $\Omega = 0.87$  (es decir, le corresponde un tiempo de crecimiento de  $2.9 \times 10^7$  años) y  $\lambda = 700$  pc, respectivamente.
- Durante el desarrollo de la inestabilidad de Parker se pueden distinguir tres fases (ver Fig.2.7); una lineal, otra no-lineal y finalmente, una de relajamiento, que están relacionadas con la formación de láminas de gas perpendiculares al plano del disco delgado.
- Si el tiempo de vida de una nube molecular gigante es de  $3 \times 10^7$  años (Blitz & Shu 1980), similar al tiempo de crecimiento del modo más inestable en un disco gaussiano, la inestabilidad de Parker no puede ser un mecanismo efectivo para formar estas nubes gigantes en este tipo de discos.

### 5.1.2 Disco Grueso

En esta parte del trabajo se realizó el estudio lineal y no-lineal de la inestabilidad de Parker en un disco gaseoso grueso magnetizado. A diferencia del

disco delgado, este es un sistema con una distribución de densidad que incluye las diferentes componentes extendidas del medio interestelar, que llegan a tener escalas de altura de hasta  $\sim 900$  pc y que describe adecuadamente la estructura vertical del gas en la vecindad solar (Boulares & Cox 1990). También se incluye un campo magnético que tiene una escala de altura de  $\sim 1$  kpc con una intensidad en el plano del disco de  $5 \mu\text{G}$ .

El estudio de la estabilidad del disco grueso magnetizado, inicialmente fue realizado por Martos (1993) y es continuado en esta tesis. La aportación de este trabajo a la investigación consistió en realizar simulaciones numéricas en dos dimensiones, con diferentes perturbaciones, resoluciones y condiciones a la frontera, del modo ondular de la inestabilidad de Parker con el código numérico MHD-ZEUS (Santillán *et al.* 1999b). Tanto en el análisis lineal como en los cálculos numéricos no incluimos la autogravedad del gas ni la rotación diferencial de nuestra Galaxia. La autogravedad no es importante en etapas tempranas de la inestabilidad, pero en la fase no-lineal podrá producir condensaciones de gas más densas y compactas. Por otro lado, la rotación diferencial tendrá una influencia en varias etapas de la inestabilidad; por ejemplo, si la fuerza diferencial radial es grande aparecerá una inestabilidad de "corte" (*shearing*) que, combinada con la de Parker, podrán transportar momento angular en el disco (Foglizzo & Tagger 1994). También es importante señalar que utilizar un disco isotérmico representa una descripción aproximada de lo que es el disco actual de nuestra Galaxia. En nuestro modelo no diferenciamos entre las presiones cinética y térmica, y ambas están contenidas en un sólo término térmico con una velocidad del sonido similar a la dispersión de velocidades,  $\sim 8.4 \text{ km s}^{-1}$ , de las principales componentes extendidas.

Comenzamos nuestro estudio realizando un análisis lineal (Kim *et al.* 1999) para obtener las relaciones de dispersión del modo ondular. Dado que las ecuaciones no pueden ser resueltas analíticamente, las relaciones de dispersión se obtienen numéricamente para diferentes valores de los parámetros involucrados. Los resultados encontrados son los siguientes:

- Los valores de la longitud de onda y la tasa de crecimiento del modo ondular más inestable, son de  $\sim 3$  kpc y  $5 \times 10^7$  años, respectivamente.
- El valor de la longitud de onda es  $\sim 4$  veces más grande que el obtenido en el disco delgado, mientras que el tiempo de crecimiento solamente aumentó un factor de 1.5. Estas diferencias muestran que un disco

grueso juega un papel importante en la estabilidad y evolución del medio interestelar.

- La inestabilidad de Parker en el disco grueso podría ser un posible mecanismo para explicar la formación de la estructura vertical observada en el brazo espiral de Carina, ya que la  $\lambda$  del modo más inestable es aproximadamente igual a la distancia entre los máximos de densidad observados (Alfaro, Cabrera-Caño y Delgado 1992).

Después procedimos a realizar los experimentos numéricos con el código ZEUS. Utilizamos dos tipos de perturbaciones: una aleatoria y otra sinusoidal, con una amplitud de  $0.01 \text{ km s}^{-1}$ . Los resultados que obtenemos son:

- Los resultados del análisis lineal se verificaron de manera satisfactoria, y la inestabilidad nuevamente evoluciona en las fases lineal, no-lineal y de relajamiento.
- El modo de crecimiento más rápido, como lo predicen las relaciones de dispersión en el caso lineal, tiene una longitud de onda  $\sim 3 \text{ kpc}$  y una tasa de crecimiento de  $\sim 60$  millones de años para un punto nodal de  $1.5 \text{ kpc}$ .
- Las condiciones a la frontera de la malla computacional juegan un papel importante en la evolución de la inestabilidad. Cuando se utilizan condiciones *cerradas* o *reflejantes*, la masa del sistema se conserva y los resultados obtenidos en los cálculos numéricos corresponden de forma satisfactoria con los predichos por el análisis lineal. Sin embargo, cuando utilizamos fronteras *abiertas* las líneas de campo no pueden ser contenidas por las "paredes" de la malla y la inclinación de su deformación aumenta produciendo flujos de gas de alta velocidad que generan choques y estructuras como las que se muestran en la Fig.(3.10).
- Finalmente, comparamos nuestras simulaciones con los cálculos obtenidos con otro código numérico, MHD-TVD (Total Variation Diminishing), corroborando la efectividad del código ZEUS para tratar este problema.

### 5.1.3 Perturbaciones realistas en el disco grueso

Nuestra Galaxia es constantemente perturbada por diferentes eventos energéticos provenientes de estrellas (vientos estelares, explosiones de supernovas, superburbujas) o gas que se localiza a altas latitudes y que viaja a grandes velocidades interaccionando con el medio interestelar. Estas perturbaciones son capaces de inducir la propagación de ondas MHD en el disco galáctico. Dependiendo de las características de estas ondas podrán, o no, desestabilizar el medio donde evolucionan.

Primero presentamos las simulaciones de la interacción de una Nube de Alta Velocidad (NAV) con el disco gaseoso multicomponente magnetizado. Para redondear el trabajo también realizamos experimentos numéricos puramente hidrodinámicos (HD) y comparamos los resultados. En los dos casos, HD y MHD, variamos la posición inicial, el ángulo de incidencia y la velocidad de la nube (Santillán *et al.* 1999a).

- En términos generales, las estructuras formadas en el caso HD son similares a las que han obtenido otros autores. Sin embargo, reportamos cosas nuevas que no han sido publicadas; el movimiento de las capas chocadas producen un par de vórtices, y una pluma, o cola, muy pronunciada. Si la colisión es oblicua, la cola es más pronunciada adquiriendo un movimiento oscilatorio que produce un campo de velocidades muy caótico y turbulento a lo largo de la trayectoria de interacción. Las dimensiones de las estructuras que obtenemos son más grandes y mejor delineadas que las encontradas cuando se utiliza un disco delgado.
- Cuando incluimos el campo  $\mathbf{B}$  en el disco grueso encontramos nuevos aspectos de la interacción. Ahora la tensión magnética juega un papel importantísimo: inhibe cualquier penetración de la masa original de la nube en el disco, ya que detiene al gas chocado y produce un flujo en reversa.
- Continuando con la evolución encontramos que a una distancia de  $\sim 3$  kpc del lugar de la colisión se empiezan a formar láminas de gas perpendiculares al plano del disco. Es decir, la colisión excita modos de oscilación capaces de disparar la inestabilidad de Parker.

Para completar nuestras simulaciones realizamos los mismos cálculos que en el caso de la nubes pero ahora con una SB. La forma de modelar las

SB's es inyectando en la malla computacional cantidades constantes de masa y energía en cada paso de tiempo, durante los primeros  $10^7$  años. Estos cálculos se hicieron para SB's de diferentes tamaños, energías y masas iniciales, colocando su centro a diferentes alturas, obteniendo lo siguiente:

- El crecimiento de la SB's en el caso HD es similar al presentado en estudios previos por otros autores. Cuando la SB se localiza en el plano del disco, o muy cerca de él, la presión del disco es capaz de constreñir, la expansión.
- Cuando los cálculos incluyen el campo magnético  $\mathbf{B}$  la estructura final es completamente diferente al caso sin  $\mathbf{B}$ . El crecimiento de la SB en la dirección- $z$  se verá afectado por las líneas de campo que evitan que se expanda en esa dirección, dando como resultado una estructura alargada en la dirección- $x$ .
- Por completez, también incluimos modelos combinados con NAV y SB. Las perturbaciones van apareciendo individualmente en intervalos de tiempo regulares, y en diferentes posiciones del disco. En este caso, encontramos que el campo  $\mathbf{B}$  proporciona un acoplamiento adecuado entre el disco y el halo para el intercambio de energía y momento, sin permitir el intercambio de masa.

## 5.2 Trabajo a futuro

El trabajo que acabamos de presentar está restringido a:

1. Una topología inicial del campo magnético que es paralela al plano del disco.
2. Las simulaciones numéricas son en 2-D.
3. Los procesos son isotérmicos o adiabáticos, no se incluye ningún efecto calentamiento o enfriamiento del gas.

Por lo tanto, como trabajo futuro queda realizar simulaciones numéricas con campos magnéticos que incluyan la componente aleatoria que se observa en nuestra Galaxia. Estos cálculos nos permitirán investigar si el modo ondular de la inestabilidad de Parker es capaz de sobrevivir bajo esta topología. El incluir esta componente en el disco grueso afectará la evolución

de las nubes de alta velocidad y el desarrollo de las SB's. Posiblemente las nubes puedan viajar a lo largo de las líneas de campo deformadas presencia del campo **B** sin presentar resistencia y penetrar el plano del disco.

Por otro lado, es necesario realizar todo los cálculos que se muestran en esta tesis en tres dimensiones para estudiar de manera más realista el efecto del campo magnético galáctico en: la inestabilidad de Parker, la evolución de NAV y SB. Estas simulaciones estarán restringidas a la infraestructura computacional que se tenga a la mano ya que requieren de mucho tiempo de procesador y mucha memoria para hacer los cálculos.

# Apéndice A

## Emisión Sincrotrón

La información del campo magnético de todos los sistemas cósmicos se obtiene a través de la radiación que emiten las partículas cargadas (electrones libres, iones atómicos y moleculares, o todo un plasma en su conjunto), cuando interactúan con un campo magnético.

El ejemplo más simple de dicha interacción es la aceleración de una partícula cargada en un campo electromagnético. Comencemos con las ecuaciones de movimiento relativistas para un electrón, de masa  $m_e$  y carga  $e$ , cuando interactúa con un campo magnético uniforme  $\mathbf{B}$  (Rybicki & Lightman 1979):

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e \mathbf{v}) = \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad \frac{d}{dt}(\gamma m_e c^2) = e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (\text{A.1})$$

donde  $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\mathbf{v}$  la velocidad del electrón y  $\mathbf{E}$  el vector de campo eléctrico (que suponemos nulo). De la segunda ecuación podemos ver que  $\gamma$  es constante, por lo que  $|\mathbf{v}|$  es constante y la primera ecuación de la ec.(A.1) se puede escribir como:

$$\gamma m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (\text{A.2})$$

Descomponiendo el vector velocidad en dos componentes; una a lo largo del campo magnético,  $\mathbf{v}_{\parallel}$ , y la otra sobre un plano perpendicular al campo,  $\mathbf{v}_{\perp}$ . Entonces,

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{e}{\gamma m_e c} \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}. \quad (\text{A.3})$$

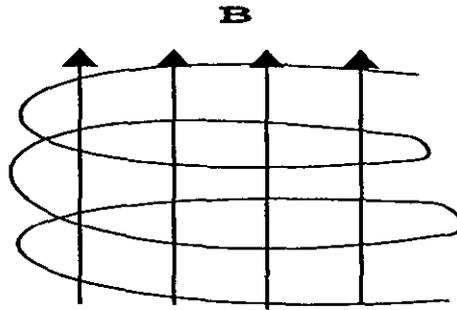


Figura A.1: Movimiento helicoidal de un electrón en un campo magnético uniforme

De la ec.(A.3) encontramos que  $v_{\parallel}$  es constante y también sabemos que la magnitud de  $v$  es constante, por lo tanto,  $|v_{\perp}|$  permanecerá constante. La solución de esta ecuación es claramente un movimiento circular uniforme en el plano perpendicular al campo magnético (ya que la aceleración en este plano es normal a la velocidad) y manteniendo su magnitud constante. La combinación de este movimiento circular y el movimiento uniforme a lo largo del campo magnético da como resultado una trayectoria helicoidal para el electrón (Fig.A.1), donde la frecuencia de rotación del movimiento está dada por:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c} \quad (\text{A.4})$$

Para el caso no-relativista  $\gamma \sim 1$  ( $v \ll c$ ) y por lo tanto,

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \quad (\text{A.5})$$

En las ecuaciones anteriores no se ha considerado la radiación, pero las partículas cargadas aceleradas radían. La potencia total emitida por una partícula cargada que está acelerada es (Rybicki & Lightman 1979):

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2) = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{e^2 B^2}{\gamma^2 m_e^2 c^2} v_{\perp}^2, \quad (\text{A.6})$$

donde  $a_{\perp}$  es la aceleración centrípeta y tiene una magnitud igual a  $\omega_B v_{\perp}$  y  $a_{\parallel}$  es igual a cero porque el movimiento en esa dirección es uniforme.

Esta radiación es conocida como **bremstrahlung magnético** ó, en el caso relativista, **radiación de sincrotón**, y es típica en muchos objetos astrofísicos (como por ejemplo en los pulsares y jets de los centros de las galaxias). La radiación no-térmica ocurre predominante en radio, en el rango de longitudes de onda de centímetros a metros, y puede estar polarizada linealmente hasta en un 75%, en regiones que emiten homogéneamente, permitiendo determinar la existencia de una componente del campo magnético que es perpendicular a la visual. Desafortunadamente, no se puede determinar directamente la intensidad del campo magnético a partir de la intensidad de la radiación de sincrotón porque comúnmente la energía del electrón es desconocida. Sin embargo, la intensidad del campo puede obtenerse estudiando propiedades más específicas de la radiación, cómo son el espectro y la polarización.

# Apéndice B

## Efecto Zeeman

### B.1 Efecto Zeeman normal

En este apéndice se describen el efecto *efecto Zeeman normal y el anómalo* (de la Peña 1980). En el caso del efecto Zeeman normal no se toman en cuenta los efectos debidos al espín electrónico y por lo tanto los resultados son aplicables sólo a átomos cuyo espín electrónico total es nulo (esto excluye automáticamente al átomo de H). Cuando el átomo posee espín electrónico diferente de cero, las líneas espectrales se descomponen en forma muy complicada, dando lugar al *efecto Zeeman anómalo*; que será descrito después del efecto Zeeman normal.

Para describir éste efecto se parte de la ecuación de Schrödinger para un átomo inmerso en un campo magnético. En general, un cuerpo con propiedades electromagnéticas puede poseer, además de carga eléctrica, toda una serie de momentos eléctricos y magnéticos, propios o inducidos por los campos externos. Al interactuar con los campos, las cargas se acoplan a los potenciales  $\Phi$  y  $\mathbf{A}$  del campo electromagnético, mientras que los momentos superiores se acoplan al campo a través de las derivadas de los potenciales. Por ejemplo, la energía de interacción entre una carga  $e$  y el potencial escalar  $\Phi$  del campo electromagnético es  $e\Phi$ , mientras que la energía de interacción entre un momento magnético  $\mu$  con el campo  $\mathbf{A}$  es  $-\mu \cdot \nabla \times \mathbf{B} = -\mu \cdot \mathbf{B}$ , etc.

Cuando el acoplamiento entre la partícula y el campo se realiza sólo a través de los potenciales, se dice que el acoplamiento es *mínimo o minimal*. Es un hecho empírico, que las partículas elementales (en particular el

electrón) se acoplan minimalmente al campo magnético.

Utilizando este principio para generalizar la ecuación de Schrödinger al caso electromagnético. En presencia de la interacción con el campo  $\mathbf{A}$ , el momento de la partícula es

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} + \frac{e}{c}\mathbf{A}; \quad (\text{B.1})$$

al eliminar la velocidad  $\mathbf{v}$  de la expresión para el hamiltoniano, éste queda expresado en términos del momento canónico  $\mathbf{P}$  definido como

$$\mathbf{P} = \mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}. \quad (\text{B.2})$$

El hamiltoniano, tomando en cuenta también el potencial escalar, es

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + e\Phi = \frac{1}{2m} \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 + e\Phi; \quad (\text{B.3})$$

con este hamiltoniano la ecuación estacionaria de Schrödinger es

$$E\psi = \frac{1}{2m} \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 \psi + e\Phi\psi \quad (\text{B.4})$$

El principio de acoplamiento minimal permite postular esta expresión como la ecuación de Schrödinger para el caso que existe un campo electromagnético externo.

Desarrollando el paréntesis de la ec.(B.4) encontramos

$$\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}\psi = \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}}\psi - i\hbar(\nabla \cdot \mathbf{A})\psi, \quad (\text{B.5})$$

por otro lado, si se trabaja en la norma de Coulomb

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (\text{B.6})$$

los operadores  $\hat{\mathbf{p}}$  y  $\hat{\mathbf{A}}$  conmutan y la ec.(B.4) se puede escribir entonces como

$$E\psi = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m}\psi + e\Phi\psi - \frac{e}{mc}\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}}\psi + \frac{e^2}{2mc^2}\mathbf{A}^2\psi. \quad (\text{B.7})$$

Si  $\hat{H}_0$  representa el hamiltoniano del problema en ausencia de campo magnético, es decir,  $\mathbf{A}=0$ ,

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + e\Phi, \quad (\text{B.8})$$

tendremos finalmente que

$$E\psi = \hat{H}_0\psi + \left[ -\frac{e}{mc}\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \frac{e^2}{2mc^2}\mathbf{A}^2 \right] \psi. \quad (\text{B.9})$$

En esta ecuación se puede ver que el campo magnético puede producir efectos lineales (proporcionales a  $\mathbf{A}$ ) y efectos no-lineales (producidos por el término en  $\mathbf{A}^2$  en el hamiltoniano).

Si en la ec.(B.9) hacemos la sustitución  $e\Phi \rightarrow i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$  para pasar al caso dependiente del tiempo se obtiene la densidad de corriente  $\mathbf{j}$

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi) - \frac{e}{mc}\psi^*\mathbf{A}\psi, \quad (\text{B.10})$$

o bien, en una forma que exhibe el principio minimal ec.(B.2)

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2m} \left[ \psi^* \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) \psi - \psi \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) \psi^* \right]. \quad (\text{B.11})$$

Con los resultados anteriores se esta en condiciones de pasar al estudio del efecto Zeeman. Salvo para el caso en que el campo externo es extraordinariamente intenso, el efecto Zeeman cuadrático es muy debil comparado con el lineal, por lo que en lo sucesivo el estudio de este efecto se limitará al estudio de los efectos lineales.

Si el campo magnético, de intensidad  $B$ , es constante y homogéneo

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r}, \quad (\text{B.12})$$

y por lo tanto,

$$\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}} = \frac{1}{2}(\mathbf{B} \times \mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{p}} = \frac{1}{2}\mathbf{B} \cdot (\mathbf{r} \times \hat{\mathbf{p}}) = \frac{1}{2}\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{L}}, \quad (\text{B.13})$$

donde  $\hat{\mathbf{L}}$  es el operador de momento orbital, y la ecuación de Schrödinger la escribimos como

$$E\psi = \hat{H}_0\psi - \frac{e}{2mc}\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{L}}\psi. \quad (\text{B.14})$$

El último término en esta ecuación lo podemos interpretar como debido a un momento magnético orbital  $\mu$  asociado al momento orbital  $\mathbf{L}$ , que al acoplarse al campo magnético  $\mathbf{B}$  produce la energía

$$V_{mag} = -\mu \cdot \mathbf{B}; \quad (\text{B.15})$$

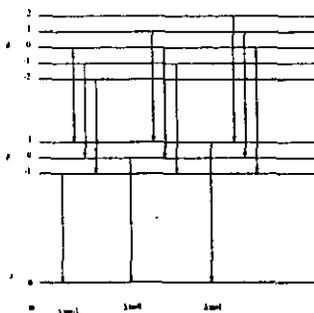


Figura B.1: Transiciones permitidas por la regla de selección  $\Delta m = 0, \pm 1$  entre estados  $s, p$  y  $d$ . Debido a la equidistancia entre los niveles con valores sucesivos de  $m$ , las tres transiciones entre los estados  $p$  y  $d$  con valor fijo de  $\Delta m$  generan la misma línea espectral, por lo que el espectro consiste en series de tripletes.

comparando esta expresión con la ec.(B.14), se observa que el operador de momento magnético orbital es

$$\hat{\mu} = \frac{e\hbar}{2mc} \hat{\mathbf{L}}. \quad (\text{B.16})$$

La componente  $z$  de este momento magnético tiene los eigenvalores

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{2m_e c} m, \quad (\text{B.17})$$

en donde  $m$  es la proyección del momento *orbital* sobre el eje  $z$ . Este resultado, entre otros, justifica el nombre de número cuántico magnético dado a  $m$ .

Para simplificar la escritura, se usa el magnetón de Bohr  $\mu_0$ , definido como

$$\mu_0 = \frac{e_0\hbar}{2m_e c} = 9.27 \times 10^{-21} \text{ erg gauss}^{-1} \quad (\text{B.18})$$

en donde  $e_0$  es el valor absoluto de la carga del electrón. Se tiene entonces que

$$\mu_z = -\mu_0 m \quad (\text{B.19})$$

y la ecuación de Schrödinger queda

$$E\psi = \hat{H}_0\psi + \frac{\mu_0}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{L}}\psi. \quad (\text{B.20})$$

La forma más simple de resolver esta ecuación se obtiene al elegir el eje  $z$  en la dirección del vector magnético  $\mathbf{B}$  con lo que la ec.(B.20) se transforma en

$$E\psi = \hat{H}_0\psi + \frac{\mu_0}{\hbar}B\hat{L}_z\psi = \hat{H}\psi. \quad (\text{B.21})$$

Cuando  $\hat{H}_0$  corresponde a un potencial central (que no necesariamente se reduce al del átomo hidrogenoide), las funciones de onda  $\psi$  pueden tomarse como eigenestados de  $\hat{L}_z$  con eigenvalor  $\hbar m$  (recuérdese que  $[\hat{L}_z, H]=0$ ). En esta base la ecuación anterior se reduce a

$$E\psi = \hat{H}_0\psi + \mu_0 B m \psi, \quad (\text{B.22})$$

de donde sigue que las eigenfunciones  $\hat{H}$  y  $\hat{H}_0$  coinciden, pero no sus eigenvalores, que están relacionados mediante la ecuación

$$E = E_0 + \mu_0 B m, \quad (\text{B.23})$$

en donde  $E_0$  es el eigenvalor de  $\hat{H}_0$ . A partir de esta expresión podemos derivar las frecuencias de las líneas emitidas por transiciones espontáneas en presencia del campo magnético  $\mathbf{B}$ . Tendremos para transiciones entre dos niveles que llamamos 1 y 2:

$$\omega = \frac{E_1 - E_2}{\hbar} = \frac{E_{01} - E_{02}}{\hbar} + \frac{\mu_0 B}{\hbar}(m_1 - m_2); \quad (\text{B.24})$$

si llamamos  $\omega_0$  a la frecuencia de la línea espectral correspondiente en ausencia del campo  $\mathbf{B}$ , que finalmente que

$$\omega = \omega_0 + \frac{\mu_0 B}{\hbar} \Delta m. \quad (\text{B.25})$$

De las reglas de selección para el problema central se sabe que  $\Delta m = 0, \pm 1$ ; por lo tanto, el campo transforma cada línea del espectro inicial en un triplete con frecuencias  $\omega_0, \omega_0 \pm \frac{\mu_0 B}{\hbar}$ , es decir, la frecuencia original más una pareja de líneas simétricamente desplazadas respecto a la primera por la cantidad  $\frac{\mu_0 B}{\hbar}$ . Es precisamente la regla de selección de  $m$  la que asegura que, aunque cada nivel se descompone en  $2l+1$  líneas, en el espectro final aparecen sólo tripletes como se puede ver en la Fig.B.1.

## B.2 Efecto Zeeman anómalo

Los átomos cuyo espín electrónico total es cero tienen momento angular  $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}}$  y podemos aplicarles el formalismo descrito en la sección anterior. Sin embargo, si un átomo posee un espín electrónico diferente de cero, éste se acoplará también al campo magnético externo y contribuirá al efecto Zeeman, haciendo que las líneas espectrales se descompongan ya no en tripletes, sino en multipletes de estructura más complicada: éste caso denominado **efecto Zeeman anómalo**.

Supongamos un átomo, cuyo hamiltoniano es  $\hat{H}_0$ , en un campo magnético uniforme y débil; la ecuación estacionaria de Schrödinger se puede escribir llamando  $z$  a la dirección del campo,

$$E\psi = \hat{H}_0\psi + \frac{\mu_0 B}{\hbar}(\hat{J}_z + \hat{S}_z)\psi \quad (\text{B.26})$$

Esta ecuación es muy complicada, pues aquí  $\hat{S}_z$  representa el operador de espín electrónico total, que puede ser 0, 1/2, 1, 3/2, ...; la función de onda  $\psi$  deberá tener el número correspondiente  $(2S + 1)$  de componentes. Si  $B$  no es excesivamente grande, podemos tratar el término magnético como una perturbación. Y por lo tanto, se obtiene la corrección a la energía debida al efecto Zeeman:

$$\delta E = \mu_0 B g m_j, \quad (\text{B.27})$$

en donde el factor  $g$  de Landé está dado por

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (\text{B.28})$$

(Los detalles de la solución de la ec.B.26 pueden consultarse en De la Peña 1979).

Como para los diferentes estados atómicos (eigenestados de  $(\hat{\mathbf{J}}^2, \hat{\mathbf{L}}^2$  y  $\hat{\mathbf{S}}^2)$ ,  $g$  toma valores diferentes, el corrimiento de los niveles varía de estado a estado, por lo que cada línea espectral puede descomponerse en multipletes muy complicados.

Como ejemplo, veamos el caso más simple, que corresponde a  $s = 1/2$ . En este caso, podemos tener dos estados diferentes de  $\hat{\mathbf{L}}^2$  para  $j$  y  $s$  dadas, que corresponden a  $j = l + 1/2$  y  $j = l - 1/2$ ; sustituyendo estos valores de  $l$  y  $s = 1/2$  en la ec.(B.28) obtenemos que ambos conducen a la misma

expresión final para el factor de Landé, que es

$$g = \frac{j + 1/2}{l + 1/2}. \quad (\text{B.29})$$

Este es el caso del átomo hidrogenoide; si denotamos como  $g_0$  el factor de Landé del estado inicial y  $g$  el del estado final, las frecuencias de la radiación emitida resultan

$$\omega = \omega_0 + (g_0 m_j^0 - g m_j) \omega_L \quad (\text{B.30})$$

en donde  $\omega_0$  es la frecuencia de emisión en ausencia del campo magnético,  $\omega_L = \mu_0 B / h$  es la frecuencia de Larmor y los números cuánticos  $m_j$  y  $m_j^0$  están relacionados por las reglas de selección  $m_j - m_j^0 = 0, \pm 1$ .

En el caso en el que el espín electrónico se anula,  $\hat{\mathbf{S}}^2 = 0$ , se tiene que  $\hat{\mathbf{L}}^2 = \hat{\mathbf{J}}^2$  y el factor de Landé, ec.(B.28), se reduce a la unidad; la fórmula (B.27) se reduce a la ec.(B.23) del efecto Zeeman normal y las líneas espectrales se descomponen en los tripletes usuales.

# Apéndice C

## Rotación de Faraday

Consideremos un plasma en un medio con un campo magnético  $\mathbf{B}_0$  que no varía con el tiempo. Supongamos una onda electromagnética que se propaga en el medio y que la intensidad de  $\mathbf{B}_0$  es mucho mayor a la intensidad del campo magnético de la onda. La ecuación de movimiento para un electrón del plasma es aproximadamente

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0, \quad (\text{C.1})$$

donde  $\mathbf{E}$  es el vector eléctrico de la onda y  $\mathbf{v}$  la velocidad del electrón. Supongamos que la onda que se propaga tiene una polarización definida, aunque se puede descomponer en la superposición de dos componentes con polarizaciones circulares inversas. Entonces, su campo eléctrico se puede escribir como

$$\mathbf{E}(t) = E e^{-i\omega t} (\hat{\mathbf{x}} \mp i\hat{\mathbf{y}}), \quad (\text{C.2})$$

donde  $\hat{\mathbf{x}}$  y  $\hat{\mathbf{y}}$  son los vectores unitarios a lo largo de los ejes  $x$  y  $y$  respectivamente, el signo negativo corresponde a polarización circular derecha y el signo positivo a polarización circular izquierda. Además supongamos, por simplicidad, que las ondas se propagan a lo largo del campo  $\mathbf{B}_0$ :

$$\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{z}}, \quad (\text{C.3})$$

donde  $\hat{\mathbf{z}}$  es el vector unitario a lo largo del eje  $z$ . Sustituyendo las ecs.(C.2) y (C.3) en la ec.(C.1) encontramos:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -eE e^{-i\omega t} (\hat{\mathbf{x}} \mp i\hat{\mathbf{y}}) - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times B_0 \hat{\mathbf{z}}. \quad (\text{C.4})$$

Si  $\mathbf{v} = v_1\hat{x} + v_2i\hat{y}$  y  $\omega_B = \frac{eB_0}{m_e c}$ , la ec.(C.4) se puede escribir como un sistema de dos ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas

$$\frac{dv_1}{dt} = -\frac{e}{m_e} E e^{-i\omega t} - \omega_B v_2, \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{dv_2}{dt} = \pm \frac{ie}{m_e} E e^{-i\omega t} + \omega_B v_1, \quad (\text{C.6})$$

Derivando respecto al tiempo y sustituyendo las ecuaciones (C.5) y (C.6) obtenemos,

$$\frac{d^2 v_1}{dt^2} + \omega_B^2 v_1 = \frac{ie}{m_e} E e^{-i\omega t} (\omega \mp \omega_B) \quad (\text{C.7})$$

$$\frac{d^2 v_2}{dt^2} + \omega_B^2 v_2 = -\frac{e}{m_e} E e^{-i\omega t} (\omega_B \mp \omega) \quad (\text{C.8})$$

Resolviendo este sistema de ecuaciones diferenciales se encuentra que la velocidad de los electrones oscila como función del tiempo

$$\mathbf{v}(t) = \frac{-ie}{m(\omega \pm \omega_B)} \mathbf{E}(t), \quad (\text{C.9})$$

donde  $\omega_B$  es la frecuencia de ciclotrón.

La densidad de corriente  $\mathbf{j}$  es:

$$\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{v} = \sigma \mathbf{E}, \quad (\text{C.10})$$

donde  $n_e$  es la densidad de electrones y  $\sigma$  la conductividad. De manera que la conductividad del plasma satisfase la ecuación:

$$\sigma = \frac{ine^2}{m(\omega \pm \omega_B)}. \quad (\text{C.11})$$

La constante dieléctrica  $\epsilon$ , está definida como

$$\epsilon \equiv 1 - \frac{4\pi\sigma}{i\omega}, \quad (\text{C.12})$$

y nos queda

$$\epsilon_{D,I} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_B)}, \quad (\text{C.13})$$

donde  $D, I$  corresponden a los signos positivo y negativo, respectivamente.  $\omega_p$  está definida como la frecuencia del plasma

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_e} \quad (\text{C.14})$$

La ec.(C.13) indica que las ondas con diferente polarización viajarán con velocidades diferentes porque su índice de refracción,  $\epsilon^{1/2}$ , no es el mismo. Por lo tanto, una onda plana polarizada linealmente, que es una superposición lineal de ondas polarizadas circularmente de lado derecho y otra de lado izquierdo, no podrá conservar un plano constante de polarización, y tendrá que rotar conforme la onda se propaga en el medio. Éste efecto es conocido como **rotación de Faraday**.

El ángulo  $\phi$  que rota el vector eléctrico cuando una onda ha viajado una distancia  $d$  es simplemente,  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{d}$ . Más general, si el número de onda  $\mathbf{k}$ , no es constante a lo largo de la trayectoria, el ángulo es,

$$\phi_{D,I} = \int_0^d k_{D,I} ds, \quad (\text{C.15})$$

donde

$$k_{D,I} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{D,I}}. \quad (\text{C.16})$$

Consideremos una onda plana polarizada que rota un ángulo  $\Delta\theta$ , igual a la mitad de la diferencia entre  $\phi_D$  y  $\phi_I$ , como se muestra en la Fig.C.1. Si suponemos que  $\omega \gg \omega_p$  y  $\omega \gg \omega_B$ , el número de onda  $k_{D,I}$  es:

$$k_{D,I} \approx \frac{\omega}{c} \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left( 1 \mp \frac{\omega_p}{\omega} \right) \right] \quad (\text{C.17})$$

Entonces, el cambio en el ángulo  $\theta$  es

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \int_0^d (k_D - k_I) ds = \frac{1}{2} \int_0^d (c\omega^2)^{-1} \omega_p^2 \omega_B ds. \quad (\text{C.18})$$

Mediciones de la rotación de Faraday en señales polarizadas, por ejemplo las detectadas en pulsares de nuestra galaxia (Hamilton & Lyne 1987; Rand & Kulkarni 1989; Lyne & Smith 1989; Rand & Lyne 1994) junto con la densidad espacial media de electrones libres, permite calcular la componente del campo magnético que es paralela a la visual, entre la fuente y el

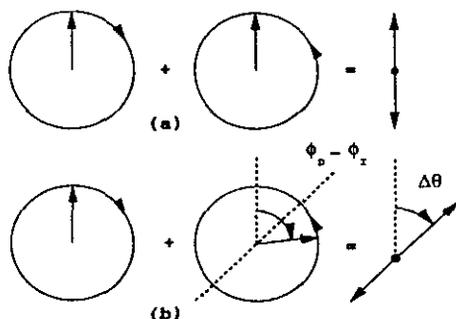


Figura C.1: Se presenta: (a) la descomposición de la polarización lineal en dos componentes con polarización circular derecha e izquierda. Y (b) la rotación de Faraday del plano de polarización

observador. Los pulsares presentan señales altamente polarizadas, generalmente a bajas latitudes, y sus distancias pueden ser calculadas. Estos objetos son muy útiles para caracterizar la estructura del campo magnético a través de la determinación de sus medidas de rotación (MR) y de sus medidas de dispersión (MD).

La MR se define como,

$$MR = 0.81 \int_0^D n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \text{ rad m}^{-2} \quad (\text{C.19})$$

donde  $D$  (pc) es la distancia al pulsar,  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) es la densidad electrónica, y  $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$  es la componente del vector campo magnético (en  $\mu\text{G}$ ) a lo largo de la visual multiplicada por un elemento de longitud de la distancia al pulsar. Junto con la MD, dada por,

$$MD = \int_0^D n_e dl \text{ pc cm}^{-3}, \quad (\text{C.20})$$

el promedio de la componente de  $\mathbf{B}$  a lo largo de la visual, pesado por la densidad electrónica, puede ser determinado utilizando la siguiente relación,

$$B_{\parallel} = 1.232 \left( \frac{MR}{MD} \right) \mu\text{G}. \quad (\text{C.21})$$

Las mediciones de  $MR$ , o de la componente  $B_{\parallel}$ , realizadas en pulsares pueden utilizarse para conocer la estructura tridimensional del campo

magnético de nuestra Galaxia.

El modelo más reciente que se ha utilizado para determinar la estructura del campo magnético galáctico, utilizando una selección completa de pulsares, fué realizado por Rand & Lyne (1994). Ellos encuentran que la intensidad de la componente uniforme del campo magnético galáctico es:  $1.4 \mu\text{G}$  cerca del Sol,  $\sim 3.4 \mu\text{G}$  en el intervalo  $5.5 \leq R_{gal} \leq 8.1$  kpc, mostrando un cambio de dirección, y finalmente,  $\sim 6.5 \mu\text{G}$  dentro de la segunda inversión del campo, en  $R_{gal} \leq 5.5$  kpc (Heiles 1996 ver fig.1).

## Apéndice D

# Polarización de la luz de las estrellas

Las observaciones de la polarización óptica de la luz de las estrellas (Hiltner 1949) permitieron inferir la existencia de un campo magnético paralelo al plano de la galaxia (Davis & Greenstein 1951).

El porcentaje de polarización óptica de la luz de las estrellas se incrementa con la distancia a través del plano galáctico y está fuertemente correlacionada con la extinción producida por el polvo interestelar (Matthewson & Ford 1970; Heiles 1976). Los granos de polvo que se encuentran entre una estrella y la Tierra pueden polarizar la luz de la estrella incidente si los granos están enlogados y alineados en grandes regiones del espacio.

El campo magnético de la Vía Láctea es el vehículo para alinear los granos de polvo. A partir del trabajo realizado por Spitzer (1968), se pueden tratar por separado dos fenómenos que contribuyen al mecanismo de alineación de los granos de polvo.

1. Supongamos que los granos de polvo elongados, como granos de arroz, se pueden representar como esferoides prolatos con ejes principales  $a_1 > a_2 = a_3$  (Fig.D.1). En equilibrio termodinámico, el vector de momento angular  $\mathbf{L}$  tiende a estar paralelo al eje menor del grano. Esto puede verse de la siguiente forma: si los momentos de inercia alrededor de los ejes son  $I_1, I_2$  y  $I_3$ , el momento de inercia alrededor del eje mayor,  $I_1$ , será menor que los momentos de inercia  $I_2$  y  $I_3$ . Sea

$$I_2 = I_3 = \gamma I_1, \quad (\text{D.1})$$

donde  $\gamma > 1$ . En equilibrio, es decir, en ausencia de cualquier torca externa,

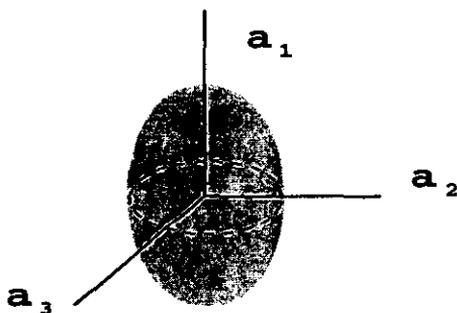


Figura D.1: Geometría de un grano de polvo enlogado (esferoide prolato).

la orientación de los granos de polvo es completamente aleatoria, y por el teorema de equipartición, la energía asociada a la rotación en torno a cada eje principal es la misma

$$\frac{1}{2}I_1\omega_1^2 = \frac{1}{2}I_2\omega_2^2 = \frac{1}{2}I_3\omega_3^2, \quad (\text{D.2})$$

A partir de las ecs.(D.1) y (D.2) se encuentra que la relación entre las velocidades angulares es

$$\omega_2 = \omega_3 = \gamma^{-1/2}\omega_1, \quad (\text{D.3})$$

por lo tanto, la magnitud del momento angular alrededor de cada uno de los ejes principales es

$$I_2\omega_2 = I_3\omega_3 = \gamma^{1/2}I_1\omega_1. \quad (\text{D.4})$$

Es decir, el vector momento angular del grano de polvo que rota, en equilibrio, es perpendicular, preferentemente, al eje mayor del grano,  $a_1$ .

2. Davis & Greenstein (1951) explican el alineamiento de los granos de polvo de la siguiente manera. Un grano de polvo elongado colisiona constantemente con partículas del gas interestelar, esta interacción lo hace girar alrededor de un eje arbitrario. Supongamos que el grano está formado de un material paramagnético. Cuando éste es introducido en un campo magnético  $\mathbf{B}_0$ , el campo ejercerá una torca sobre cada momento magnético de los átomos que componen el grano ( $\tau = \mu \times \mathbf{B}_0$ ). Estas torcas tratarán de alinear los momentos magnéticos en la dirección del campo  $\mathbf{B}_0$  induciendo un campo magnético  $\mathbf{B}_g$  paralelo al campo externo dentro del grano (Fig.D.2). Sin embargo, el campo magnético  $\mathbf{B}_g$  no puede cambiar su dirección ins-

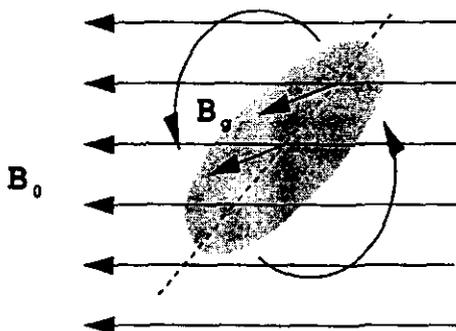


Figura D.2: Mecanismo de alineamiento de un grano de polvo elongado. Proceso de relajación paramagnética.

tantáneamente. Si el grano rota con una velocidad  $\omega$  alrededor de un eje perpendicular al campo  $B_0$ , el campo interno será forzado a cambiar su dirección relativa a un eje fijo en el grano. Ya que este ajuste de dirección no sucede instantáneamente, ocurrirá un pequeño desalineamiento en las direcciones de los campos (Fig.D.2). Entonces, la interacción del campo interno inducido, con el campo externo tratará de que los vectores sean paralelos por oposición del movimiento rotacional. Por lo tanto, el alineamiento será debido a la torca de arrastre que se opone a la rotación de un grano paramagnético alrededor de un eje perpendicular al campo magnético. Este mecanismo es conocido como *relajación paramagnética*.

La combinación de estos dos efectos es tal que granos elongados rotan con su eje menor paralelo a la dirección del campo magnético. Por lo tanto, el vector eléctrico de la radiación transmitida es paralelo a la dirección del campo magnético. Entonces, si los granos de polvo son semejantes a agujas con una temperatura interna más baja que la temperatura del gas, los vectores de polarización observados podrán estar en la misma dirección que el campo magnético proyectado en el cielo.

Matthewson & Ford (1970) estudiaron las propiedades de polarización de aproximadamente 6000 estrellas y realizaron un mapa con los vectores de polarización (Fig.D.3). En este mapa se puede observar que la dirección del campo magnético es predominantemente paralela al plano galáctico pero que tiene tendencias en todas las escalas. Recientemente, Heiles (1996) utiliza los datos de polarización de la luz de las estrellas compilados por Matthewson & Ford (1970) y encuentra que la intensidad de la componente uniforme del

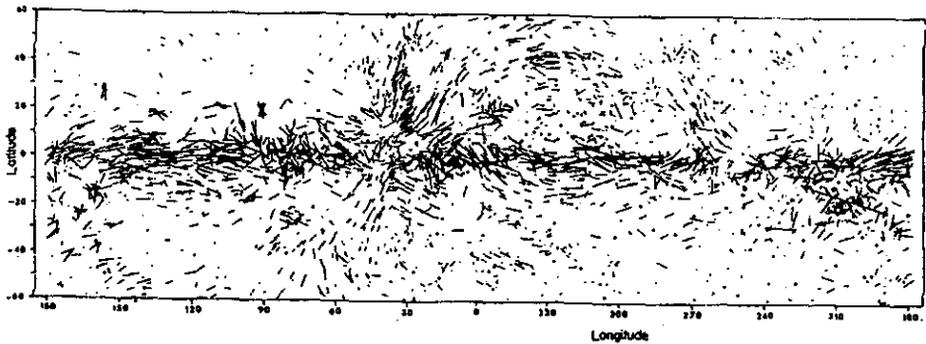


Figura D.3: Polarización de la luz de las estrellas como una función de las coordenadas galácticas dentro de una esfera de 3 kpc de radio en torno al Sol. La magnitud de los vectores indican la intensidad de la polarización y la dirección del vector proporciona el plano de polarización

campo magnético es de  $1.4 \pm 0.2 \mu\text{G}$  en la dirección  $l = 88^\circ \pm 5^\circ$ .

Para calcular la magnitud del campo magnético, utilizando únicamente polarización óptica, se requiere de una teoría detallada del mecanismo de alineamiento la cual depende de la composición química de los granos de polvo.

# Apéndice E

## El Código ZEUS-3D

El código ZEUS-3D (versión 4.2), fue desarrollado en el National Center Supercomputer Applications (NCSA) en Urbana-Champaign, Illinois, por M. Norman, J. M. Stone, y D. A. Clarke. Con él se puede describir la magnetohidrodinámica (MHD) de fluidos ideales (es decir, fluidos con conductividad infinita, esto es, el flujo magnético se conserva y por lo tanto las líneas del campo magnético no pueden reconectarse, no viscosos, no relativistas) que gobiernan la evolución de una gran cantidad de sistemas astrofísicos (los detalles numéricos pueden consultarse en los artículos Stone & Norman 1992a, 1992b).

El sistema de ecuaciones diferenciales parciales acopladas, como función del tiempo y del espacio, que resuelve ZEUS-3D es el siguiente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{E.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{S} \mathbf{v}) = -\nabla P_{\text{term}} - \rho \nabla \Phi + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (\text{E.2})$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) = -P_{\text{term}} \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{E.3})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{E.4})$$

donde  $\rho$  es la densidad de materia,  $\mathbf{v}$  la velocidad del gas,  $\mathbf{S} = (\rho \mathbf{v})$  el vector de momentum,  $P_{\text{term}}$  la presión térmica,  $\Phi$  el potencial gravitacional,  $\mathbf{J}$  la

densidad de corriente,  $\mathbf{B}$  la inducción magnética y  $e$  la energía interna por unidad de volumen.

Algunas de las principales características del código se enumeran a continuación (para una descripción en español, ver Gómez 1998):

1. Resuelve problemas en 1-D, 2-D y 3-D.
2. Los cálculos pueden realizarse con diferentes geometrías: cartesiana, cilíndrica y esférica.
3. Puede incluir autogravedad, así como campos gravitacionales externos.
4. Puede manejar diferentes tipos de condiciones de frontera:
  - Reflejantes o cerradas. Las componentes normales de la velocidad y el campo magnético son reflejadas. En tanto que, los valores de sus componentes tangenciales y de las variables físicas escalares se mantienen continuos.
  - Periódicas. Todas las variables físicas, escalares y vectoriales, en la frontera, tienen el mismo valor que las variables correspondientes que se encuentran en la frontera opuesta de la malla computacional.
  - Flujo de entrada (*inflow*). Todos los valores de las variables en la frontera donde se aplica esta condición, son iguales a un conjunto de valores predeterminados.
  - Flujo de salida o abiertas (*outflow*): Debido a la complejidad que presenta la implementación de esta condición de frontera se utiliza una aproximación simple; todos los valores de las variables físicas se mantienen exactamente igual una vez que han atravesado la frontera.
5. La evolución dinámica del fluido puede ser isotérmica o adiabática.
6. La presión térmica la considera isotrópica.
7. El algoritmo que utiliza el código para resolver el sistema de ecuaciones MHD es el de diferencias finitas explícito en el tiempo.
8. El paso de tiempo es controlado por la condición de Courant.

9. La malla computacional es euleriana ortogonal, es decir, permanece fija en el espacio.
10. Las cantidades escalares (como la densidad, energía interna, etc) se localizan en el centro de las celdas de la malla, en tanto que, las cantidades vectoriales (como la velocidad, el campo magnético, etc.) en las paredes de las celdas.
11. Para el tratamiento de ondas de choque utiliza la viscosidad artificial de Von-Newman-Richtmyer.

# Bibliografía

- [1] Abbott, D.C., 1982, *ApJ*, **263**, 723.
- [2] Asseo, E., Sol, H., 1987, *Physics Reports* **48**, No. 6, 307, 206.
- [3] Alfaro, E. J., Cabrera-Caño, J. & Delgado, A. J., 1991, *ApJ*, **378**, 106.
- [4] Bajaja, E., Cappa de Nicolau, C.E., Cersosimo, *et al.* 1985, *ApJS*, **58**, 143.
- [5] Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, **376**, 214.
- [6] Basu, Mouschovias, T.Ch. & Paleologou, E.V., 1997, *ApJ*, **480**, L55.
- [7] Benjamin, B., 1998, in *Interstellar Turbulence*, Proceedings of the 2nd Guillermo Haro Conference, Eds: Franco, J. & Carramiñana, A., Cambridge University Press., p.50.
- [8] Berghöfer, T.W., Bowyer, S., Lieu, R. & Knude, J., 1998, *ApJ*, **500**, 838.
- [9] Berkhuijsen, E.M., Horellou, C., Krause, M., Neininger A.D. Poezd, N., Shukurov, A. & Sokoloff, D.D, 1997, *A&A*, **318**, 700.
- [10] Beuermann, K., Kanbach, G. & Berkhuijsen, E.M., 1985, *A&A*, **153**, 17.
- [11] Bienaymé, O., Robin, A.C. & Crezé, M. 1987, *A&A*, **180**, 94.
- [12] Blitz, L. & Shu, F.H., 1980, *ApJ*, **238**, 148.
- [13] Boulares, A. & Cox, D.P., 1990, *ApJ*, **365**, 544.
- [14] Buczylowski, U.R. & Beck, 1991, *A&A*, **241**, 47.

- [15] Burn, B.J., 1966, *MNRAS*, **13**, 67.
- [16] Cabrera-Caño, J. Moreno, E. Franco, J. & Alfaro, E. 1995, *ApJ*, **448**, 149.
- [17] Comerón, F. & Torra, J. 1992, *A&A*, **261**, 94.
- [18] Cox, D. P. 1988, in *Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, ed. Roger & Landecker (Cambridge: Cambridge University Press), 73.
- [19] Cox, D. P. 1990, in *Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. H. Bloemer (Kluwer), 143.
- [20] Crutcher, R.M., 1991, *Fragmentation of molecular clouds and star formation*, ed. E. Falgarone *et al.*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Neth IAU Symp. **147**, 61.
- [21] Crutcher, R.M., Troland, T.H., Lazareff, B. & Kazès, I., 1996, *ApJ*, **456**, 217.
- [22] Crutcher, R.M., Troland, T.H., Lazareff, B., Paubert, G., & Kazès, I., 1999, *ApJ*, **514**, 121.
- [23] Crutcher, R.M., Roberts, D.A., Troland, T.H. & Goss, W.M., 1999. *ApJ*, **515**, 275.
- [24] Crutcher, R.M., 1999, *ApJ*, **520**, 706.
- [25] Davis, L.Jr., & Greenstein, J.L., 1951, *ApJ*, **114**, 206.
- [26] De la Peña, L., 1980, *Introducción a la Mecánica Cuántica*, C.E.C.S.A. Ed. Continental, S.A.
- [27] Dettmar, R.-J. 1990, *A&A*, **232**, L15.
- [28] Dí az-Miller, R., Franco, J. & Shore, S., 1998, *ApJ*, **501**, 192.
- [29] Edgar, R.J. & Savage, B., 1989, *ApJ*, **340**, 762.
- [30] Elmegreen, B.G., 1982a, *ApJ*, **253**, 634.
- [31] Elmegreen, B.G., 1982b, *ApJ*, **253**, 655.

- [32] Falgarone, E. & Lequeux, J., 1973, *A&A*, **25**, 253.
- [33] Foglizzo, T. & Tagger, M. 1994, *A&A*, **287**, 297.
- [34] Franco, J. 1986, *RevMexAA*, **12**, 287.
- [35] Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Różyczka, M. & Mirabel, I. F. 1988, *ApJ*, **333**, 826.
- [36] Franco, J., Ferrini, F., Ferrara, A. & Barsella, B. 1991, *ApJ*, **366**, 443.
- [37] Franco, J., Shore, S. & Tenorio-Tagle, G., 1994, *ApJ*, **436**, 795.
- [38] Franco, J., Santillán, A. & Martos, M. A. 1995, in *Formation of the Milky Way*, ed. E. Alfaro & A. Delgado, Cambridge Univ. Press, 97.
- [39] Frank, A., Jones, T. W., Ryu, D. & Gaalaas, J. B. 1996, *ApJ*, **460**, 777.
- [40] Galeev, A.A., Rosner, R., & Vaiana, G.S. 1979, *ApJ* **229**, 318.
- [41] Ginzburg, V.L. & Syrovatskii, S.I., 1965, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **3**, 297.
- [42] Giz, A. & Shu, F.H., 1993, *ApJ*, **404**, 185.
- [43] Hamilton, P.N. & Lyne, A. G., 1987, *MNRAS*, **224**, 1073.
- [44] Hanawa, T., Nakamura, F., & Nakano, T., 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, 509.
- [45] Harwit, M., 1973, *Astrophysical Concepts*, ed. John Wiley & Sons.
- [46] Heiles, C. 1976, *ARA&A*, **14**, 1.
- [47] Heiles, C. 1984, *ApJS*, **55**, 585.
- [48] Heiles, C. 1987, *ApJ*, **315**, 555.
- [49] Heiles, C. 1988, *ApJ*. **324**, 321.
- [50] Heiles, C. 1996a, *ApJ*, **462**, 316.
- [51] Heiles, C. 1996b, in *Polarimetry of the Interstellar Medium*, ed. W. G. Roberge & D. C. B. Whittet, *PASP Conf Ser.* **97**, 457.

- [52] Herbstmeier, U., Kalberla, P. M. W., Mebold U., *et al.* 1996, *ApJS*, **117**, 497.
- [53] Hirth, W., Mebold, U. & Müller, P. 1985, *A&A*, **153**, 249.
- [54] Horiuchi, T., Matsumoto, R., Hanawa, T. & Shibata, K., 1988, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **40**, 147.
- [55] Howk, J.C., & Savage, B. 1997, *AJ*, **114**, 2463.
- [56] Hughes, D. W., & Cattaneo, F. 1987, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **39**, 65.
- [57] Hummel, E. & Beck, R., 1995, *A&A*, **303**, 691.
- [58] Jones, T.W., Gaalaas, J.B., Ryu, D. & Frank, A., 1997, *ApJ*, **482**, 230.
- [59] Kaisig, M., Tajima, T., Shibata, K., Nozawa, S. & Matsumoto, R., 1990, *ApJ*, **358**, 698.
- [60] Kalberla, P. W. M., Herbstmeier, U. & Mebold, U. 1984, in *Local Interstellar Medium*, eds. Y. Kondo, F. Bruhweiler & B. Savage, NASA-CP2345.
- 
- [61] Kato, S., & Horiuchi, T. 1985, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **37**, 399.
- [62] Kato, S., & Horiuchi, T. 1986, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **38**, 313.
- [63] Kim, J., Hong, S.S., & Ryu, D., 1997, *ApJ*, **485**, 228.
- [64] Kim, J., Hong, S.S., Ryu, D. & Jones, T.W., 1998, *ApJ*, **506**, L139.
- [65] Kim, J., Franco, J., Hong, S.S., Santillán, A., & Martos, M.A., 1999, *ApJ*, submitted.
- [66] Klein, R.I. & McKee, C.F. 1994, in *Numerical Simulations in Astrophysics*, ed. Franco, Lizano, Aguilar & Daltabuit (Cambridge: Cambridge University Press), 251.
- [67] Kuijken, & Gilmore, G. 1989, *MNRAS*, **239**, 605.
- [68] Kuntz, K.D., & Danly, L. 1996, *ApJ*, **457**, 703.

- [69] Lepine, J. R. D. & Duvert, G. 1994, *A&A*, **286**, 60.
- [70] Lerche, I., 1967, *ApJ*, **149**, 553.
- [71] Lockman, F.J., Hobbs, L. & Shull, J. 1986, *ApJ*, **301**, 380.
- [72] Longair, M.S., 1981, *High Energy Astrophysics*, ed. Cambridge University Press.
- [73] Lynds, B.T., 1962, *ApJS*, **7**, 1.
- [74] Lyne, A.G. & Smith F.G. 1989, *MNRAS*, **237**, 533.
- [75] Malagoli, A., Bodo, G. & Rosner, R. 1996, *ApJ*, **456**, 708.
- [76] McCray, R. & Kafatos, M., 1987, *ApJ*, **317**, 190.
- [77] Mac Low, M.-M. & McCray, R. 1988, *ApJ*, **324**, 776.
- [78] Mac Low, M.-M., McCray, R. & Norman, M.L., 1989, *ApJ*, **337**, 141.
- [79] Mac Low, M.-M., *et al.* 1994, *ApJ*, **433**, 757.
- [80] Martin, P.G., & Shawl, S.J., 1982, *ApJ*, **253**, 86.
- [81] Martos, M.A. 1993, Ph.D. Thesis, UW-Madison.
- [82] Martos, M.A. & Cox, D.P., 1994, *Numerical Simulations in Astrophysics*, ed. J. Franco, S. Lizano, L. Aguilar & E. Daltabuit, Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 229.
- [83] Martos, M.A., Kim, J., Franco, J. & Santillán, A. 1999, in preparation.
- [84] Mathewson, D.S. & Ford, V.L. 1970, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **74**, 143.
- [85] Matsumoto, R., Horiuchi, T., Shibata, K. & Hanawa, T., 1988, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **40**, 171.
- [86] McCray, R. & Kafatos, M., 1987, *ApJ*, **317**, 190.
- [87] Mirabel, I. F. 1981a, *RevMexAA*, **6**, 245.
- [88] Mirabel, I. F. 1981b, *ApJ*, **247**, 97.

- [89] Mirabel, I. F. & Morras, R. 1990, *ApJ*, **356**, 130.
- [90] Morras, R., Bajaja, E. & Arnal, E. M. 1998, *ApJ*, **334**, 659.
- [91] Morras, R., Bajaja, E., Arnal, E. M. & Poppel, W. G. L. 1999, in preparation.
- [92] Mouschovias, T.Ch., 1974, *ApJ*, **192**, 37.
- [93] Mouschovias, T.Ch., Shu, F.H. & Woodward, P.R., 1974, *A&A* **33**, 73.
- [94] Mouschovias, T.Ch., 1996, *Solar & Astrophysical MHD Flows*, ed. K.C. Tsinganos, (Dordrecht: Kluwer), 475.
- [95] Neininger, N., 1992, *A&A*, **263**, 30.
- [96] Norman, M., Stone, J. & Clarke, D., 1991, AIAA, *Aerospace Sciences Meeting, 29th, Reno, NV*, p. 12.
- [97] Nozawa, S., Shibata, K., Matsumoto, R., Sterling, A.C., Tajima, T., Uchida, Y., Ferrari, A. & Rosner, R., 1992, *ApJS*, **78**, 267.
- [98] Parker, E., 1966, *ApJ*, **145**, 811.
- 
- [99] Parker, E.N. 1979, *Cosmical Magnetic Fields*, Clarendon Press, Oxford.
- [100] Rand, R. 1995, *A&AS*, **187**, 4811.
- [101] Rand, R. & Stone, J. M. 1996, *AJ*, **111**, 190.
- [102] Rand, R. and Kulkarni, S. 1989, *ApJ*, **760**, 343.
- [103] Rand, R., Kulkarni, S. & Hester, J. 1990, *ApJ*, **362**, L35.
- [104] Rand, R., & Lyne, A.G., 1994, *MNRAS*, **268**, 497.
- [105] Reynolds, R.J. 1989, *ApJ*, **339**, L29.
- [106] Rockstroh, J.M. & Webber, W.R., 1978, *ApJ*, **224**, 677.
- [107] Rybicki, G.B. & Lightman, A.P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, ed. John Wiley & Sons, Inc.

- [108] Santillán, A., Martos, M.A., Franco, J. & Cox, D., 1996, *The Galactic Center, ASP Conference Series*, ed. Roland Gredel, Vol. 102, 40.
- [109] Santillán, A., Franco, J., Martos, M.A. & Kim, J. 1999a, *ApJ*, 515, 657.
- [110] Santillán, A., Kim, J., Franco, J. & Martos, M.A. 1999b, *ApJ*, in preparation.
- [111] Schüssler, M., in *The cosmic dynamo: proceedings of the 157th Symp. of the IAU*, ed. F. Krause, K. H. Radler, and Gunther Rudiger, Kluwer Acad. Pub., Dordrecht, p.27.
- [112] Shibata, K., Tajima, T., Matsumoto, R., Horiuchi, T., Hanawa, T., Rosner, R. & Uchida, Y., 1989a, *ApJ*, 338, 471.
- [113] Shibata, K., Tajima, T., Steinolfson, R.S. & Matsumoto, R., 1989b. *ApJ*, 345, 584.
- [114] Shore, S.N. 1992, *An Introduction to Astrophysical Hydrodynamics*. Academic Press, San Diego.
- [115] Simard-Normandin, M. & Kronberg, P.P., 1980, *ApJ*, 242, 74.
- [116] Spergel, D.N. & Blitz, L., 1992, *Nature*, 357, 665.
- [117] Spitzer, L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, John Wiley & Sons, New York.
- [118] Sofue, Y. 1987, *PASJ*, 39, 547.
- [119] Spoelstra, T.A.T., 1984, *A&A*, 135, 238.
- [120] Stella, L., & Rosner, R., 1984, *ApJ*, 277, 312.
- [121] Stone, J.M. & Norman, M.L., 1992a, *ApJS*, 80, 753.
- [122] Stone, J.M. & Norman, M.L., 1992b. *ApJS*, 80, 791.
- [123] Tamanaha, C. M. 1997, *ApJS*, 109, 139.
- [124] Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Różyczka, M. & Franco, J. 1986. *A&A*, 170, 107.

- [125] Tenorio-Tagle, G., Franco, J., Bodenheimer, P. & Różyczka, M. 1987, *A&A*, **179**, 219.
- [126] Tenorio-Tagle, G. & Bodenheimer, P., 1988, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 145.
- [127] Tomisaka, K. 1990, *ApJ*, **361**, L5.
- [128] Tomisaka, K. 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, 177.
- [129] Tomisaka, K. 1994 in *Numerical Simulations in Astrophysics*, ed. Franco, Lizano, Aguilar & Daltabuit (Cambridge: Cambridge University Press), 134.
- [130] Tomisaka, K. 1998, *MNRAS*, **298**, 797.
- [131] Trimble, V., 1982, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1183.
- [132] Troland, T.H. & Heiles, C., 1982, *ApJ*, **260**, L19.
- [133] Tsuboi, M., Kawabata, T., Kasuga, T., Handa, T. & Kato, T., 1995, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **47**, 829.
- [134] Valinia, A., Henriksen, M.J., Loewenstein, M., Roettiger, K., Mus-hotzky, R.F. & Madejski, G., 1999, *ApJ*, **515**, 42.
- 
- [135] Valleé, J.P., 1993, *ApJ*, **419**, 670.
- [136] Valleé, J.P. 1997, in *Fundamental of Cosmic Physics* **19**, 1.
- [137] van der Hulst, T. & Sancisi, R. 1988, *AJ*, **95**, 1354.
- [138] Verschuur, G.L., 1969, *Nature*, **223**, 141.
- [139] Wakker, B. P., & van Woerden, H. 1997, *ARA&A*, **35**, 217.
- [140] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. & Moore, R. 1977, *ApJ*, **218**, 377; erratum **220**, 742.
- [141] Wielebinski, R., 1992, *Astrophysics on the Threshold of the 21 Century*, ed. Kardashev, N.S., Gordon & Breach Science Publishers, p. 122.
- [142] Wielebinski, R., 1993, F. Krause *et al.* ed(s)., *Proc. IAU Symp. 157, The Cosmic Dynamo*, Kluwer Academic Publishers, p. 271.

- [143] Yusef-Zadeh, F., Morris, M. & Chance, D., 1984, *Nature*, **310**, 557.
- [144] Zweibel, E.G. 1995, in *The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium*, ASP Conference Series, Vol. 80, ed. Ferrara, McKee, Heiles & Shapiro, 524.
- [145] Zweibel, E.G. & Heiles C., 1997, *Nature*, **385**, 131.