

## Tesis de Posgrado

# Inestabilidad de láminas de corriente con flujos de plasma y aplicaciones a la magnetopausa diurna

Contin, Julia E.

1999

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Contin, Julia E. (1999). Inestabilidad de láminas de corriente con flujos de plasma y aplicaciones a la magnetopausa diurna. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3122\\_Contin.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3122_Contin.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Contin, Julia E. "Inestabilidad de láminas de corriente con flujos de plasma y aplicaciones a la magnetopausa diurna". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1999. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3122\\_Contin.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3122_Contin.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

**FCE y N BIBLIOTECA**

**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Inestabilidades de láminas de corriente con flujos de plasma

y aplicaciones a la magnetopausa diurna

por

Julia E. Contin

Director de Tesis: Fausto T. Gratton

Lugar de Trabajo: Instituto de Física del Plasma. CONICET - UBA

3122  
N° 3122

Trabajo de tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

Abril 1999

## **Resumen**

Se estudia la influencia de flujos de plasma sobre la estabilidad de láminas de corriente en el marco de la teoría magnetohidrodinámica. Se obtienen ecuaciones perturbativas generales para un modelo plano que incluye efectos de resistividad, viscosidad y densidad estratificadas en la configuración de orden cero, cizallas de la velocidad y del campo magnético, y la presencia de un campo gravitatorio. En las aplicaciones específicas de la teoría, se enfoca la atención sobre las inestabilidades de la magnetopausa terrestre diurna, y la propagación de las perturbaciones hacia los flancos, en condiciones de campo magnético interplanetario orientado norte. Se analiza el desarrollo de inestabilidades Kelvin-Helmholtz, sin excluir la consideración de otros mecanismos de interacción, como por ejemplo cambios bruscos en la presión dinámica del viento solar. Se estudia la estabilidad de una estructura que representa la magnetopausa en condiciones estacionarias normales, sin compresión. También se analiza una configuración excepcional de flujo de plasma, con movimientos en contracorriente de capas de la magnetovaina y de la magnetosfera adyacentes a la magnetopausa, utilizando datos de observación de un cruce del ISEE 2 el 11/XI/79. Finalmente se presenta un estudio combinado de teoría, observaciones, e interpretación de las inestabilidades y ondas excitadas sobre una región del flanco ecuatorial cercano de la magnetopausa, durante el pasaje del final de la nube magnética del 11/I/97 a partir de datos satelitales de alta resolución (WIND e INTERBALL Tail) y de registros de magnetómetros terrestres.

### **Palabras claves:**

magnetopausa, inestabilidades magnetohidrodinámicas, inestabilidad Kelvin-Helmholtz, flujos estratificados, flujos en contracorriente, ondas magnetohidrodinámicas, nube magnética interplanetaria.

# **Current sheath instabilities in flowing plasmas with applications to the dayside magnetopause**

## **Abstract**

The effect of plasma flows on the stability of current sheaths with the magnetohydrodynamic theory is considered. General perturbation equations are derived for a plane model that includes effects of resistivity, viscosity and density stratification in the zero order configuration, velocity and magnetic shear and the presence of a gravitational field. Specific applications of the theory are focussed on the Earth dayside magnetopause instabilities and the propagation of perturbations towards the flanks, for northward interplanetary magnetic field. The development of Kelvin-Helmholtz instabilities are analyzed, without excluding other perturbative effects, such as sudden changes in the dynamical pressure of the solar wind. The stability of structure representing the magnetopause under normal steady state conditions is studied. An unusual configuration of plasma flow, with a counterstreaming flow in the magnetosheath and magnetosphere adjacent to the magnetopause is also analyzed using observational data of a crossing of ISEE 2 of XI/11/79. Finally a study combining theory, observational data, and interpretation of the instabilities and excited waves in a near equatorial flank of the magnetopause during the trailing edge of the I/11/97 magnetic cloud, based on high resolution spacecraft data (WIND and INTERBALL Tail) and ground magnetograms, is presented..

## **Keywords:**

magnetopause, magnetohydrodynamic instability, Kelvin-Helmholtz instability, stratified flows, counterstreaming flow, magnetohydrodynamic waves, interplanetary magnetic cloud.

# Indice

Resumen

Abstract

<b>Indice</b> .....	i
<b>Lista de figuras</b> .....	v
<b>Capítulo 1 Introducción</b> .....	1
<b>Capítulo 2 Ecuaciones generales</b>	
2.1 La magnetohidrodinámica con efectos disipativos .....	8
2.2 Sistema de ecuaciones MHD para las perturbaciones de estratos planos ....	11
2.3 Reducción de las ecuaciones: caso MHD ideal .....	15
2.4 Comentarios sobre los efectos disipativos .....	15
<b>Capítulo 3 Técnicas de resolución numérica para la teoría de la estabilidad</b>	
3.1 Métodos espectrales	
3.1.a Método de Galerkin tradicional .....	19
3.1.b Base de polinomios de Chebyshev. Método tau .....	20
3.1.c Adaptación a otros problemas .....	23
3.2 Métodos matriciales usando diferencias finitas .....	25
<b>Capítulo 4 La inestabilidad Kelvin-Helmholtz en el frente de la magnetopausa diurna: teoría y fenomenología</b>	
4.1 Láminas de corriente en la magnetopausa terrestre .....	28
4.2 Perturbaciones de la magnetopausa: región diurna y flancos cercanos . ....	34
4.3 Observaciones satelitales de las perturbaciones de la magnetopausa: antecedentes .....	35
4.4 Progresos en la teoría de la inestabilidad Kelvin-Helmholtz	
4.4.a Modos compresibles y resonancias .....	39

4.4.b Teoría y simulaciones numéricas de la inestabilidad KH en la magnetopausa .....	42
4.5 Mapas de la actividad KH en el lado diurno de la magnetopausa .....	45

**Capítulo 5 Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y Rayleigh-Taylor de la magnetopausa diurna para IMF norte**

5.1 Descripción del modelo .....	49
5.2 Resultados obtenidos .....	54

**Capítulo 6 Estabilidad de modos Kelvin-Helmholtz en configuraciones de contracorriente en la magnetopausa diurna**

6.1 Formación de flujos de contracorriente en la magnetopausa .....	62
6.2 Observación satelital: el evento del 11 de Noviembre de 1979 .....	64
6.3 Modelado de la configuración .....	65
6.4 Resultados numéricos	
6.4.a Región cercana al mediodía. Modelo de magnetopausa sin espesor ...	69
6.4.b Región cercana al mediodía. Modelo de magnetopausa con espesor ..	71
6.4.c Comparación con regiones alejadas dos horas del mediodía y otras variaciones .....	76
6.5 Interpretación teórica: extensión magnetohidrodinámica del Teorema de Howard .....	84

**Capítulo 7 Inestabilidades de la magnetopausa diurna durante la interacción con la nube magnética interplanetaria del 11 de Enero de 1997**

7.1 La nube magnética: aspectos generales .....	89
7.2 La nube magnética encuentra la Tierra .....	92
7.3 Plan de la exposición .....	96
7.4 Observaciones de WIND .....	96
7.5 Observaciones de INTERBALL Tail: identificación de regímenes .....	99
7.6 Elementos teóricos y aplicación de modelos numéricos	
7.6.a La problemática de la inestabilidad KH en el lado diurno, su propagación, e inestabilidad KH en el flanco cercano .....	105

7.6.b Efectos de la presión dinámica sobre la magnetopausa el 11/I .....	108
I Estimación basada en un modelo de conservación de la cantidad de movimiento .....	108
II Estimaciones basadas en el modelo de Smit .....	110
III Aplicación del modelo de Shue .....	113
7.6.c Modelado en los flancos con perfiles de tangente hiperbólica .....	115
7.7 Ondas cercanas a la región ecuatorial diurna de la magnetopausa comprimida	
7.7.a Ondas en la magnetovaina .....	126
7.7.b Observaciones de los magnetómetros terrestres y su análisis .....	128
7.7.c Movimientos de la magnetopausa de gran amplitud .....	137
7.7.d Grandes pulsos de presión .....	139
<b>Capítulo 8 Conclusiones .....</b>	<b>142</b>
<b>Bibliografía .....</b>	<b>150</b>
<b>Apéndices</b>	
A1 Resolución numérica de las ecuaciones	
A1.1 Implementación con polinomios de Chebyshev .....	159
A1.2 Implementación del método matricial con diferencias finitas .....	160
A2 Sistemas geofísicos de coordenadas	
A2.1 GEI ( <i>Geocentric Equatorial Inertial System</i> ) .....	164
A2.2 GEO ( <i>Geographic Coordinate System</i> ) .....	164
A2.3 GSE ( <i>Geocentric Solar Ecliptic System</i> ) .....	165
A2.4 GSM ( <i>Geocentric Solar Magnetospheric System</i> ) .....	166
A3 Información adicional sobre satélites y programas espaciales	
A3.1 ISEE .....	168
A3.2 AMPTE .....	168
A3.3 IMP 8 (IMP J) .....	169
A3.4 ISTEP .....	169
A3.4.a. SOHO .....	171
A3.4.b. WIND .....	172

A3.4.c. GEOTAIL .....	176
A3.4.d. POLAR .....	177
A3.5 INTERBALL .....	177
A3.6 Cadenas de magnetómetros terrestres	
A3.6.a IMAGE .....	180
A3.6.b CANOPUS .....	182
A4 Un modelo de magnetopausa: dinámica e implementación .....	183

## **Agradecimientos**

## Lista de figuras y tablas

### Figuras

3.1	Tasa de crecimiento de la inestabilidad para distintos valores de $Re$ .....	25
3.2	Relación entre $y$ y $\eta$ —grilla no uniforme .....	26
4.1	Esquema simplificado de la magnetosfera terrestre y su entorno como resultado de la interacción del viento solar con el campo geomagnético .....	29
4.2	Esquema de reconexión de líneas magnéticas [Adaptado de Dungey, 1961] .....	30
4.3	Representación esquemática de las regiones de plasma en el entorno de la magnetosfera terrestre .....	33
4.4	Perturbaciones de la magnetopausa que provocan cruces múltiples del satélite con la magnetopausa: a) modo <i>breathing</i> ; b) perturbaciones ondulatorias .....	36
4.5	Esquema del extremo norte de un tubo de flujo después de la reconexión en la magnetopausa diurna –FTE [Adaptado de Berchem y Russell, 1984] .....	37
4.6	Representación de las perturbaciones de onda a través de la magnetosfera diurna producidas por: (a) ondas KH en la superficie, (b) compresión en el frente, de la magnetopausa .....	41
4.7	Esquema de las consecuencias de la inestabilidad KH en la magnetopausa, basado en los resultados de una simulación 2D, MHD. Adaptado de Miura [1995] .....	43
4.8	Mapas cualitativos de la distribución de la KH sobre la magnetopausa (MP) diurna -cuadrado- adaptados de Farrugia et al. [1998b]. Tasa de crecimiento creciente con la intensidad del gris. a) MP estacionaria, KH pura; aI: IMF norte; aII: IMF 30°; b) MP acelerada hacia el Sol, KH+RT; bI: IMF norte, bII: IMF 30° .	48
5.1	Modelo de discontinuidad tangencial de una magnetopausa sin espesor .....	50
5.2	Perfiles de velocidad, densidad y campo magnético para la configuración de orden cero .....	51
5.3	Esquema de la magnetopausa y las posiciones analizadas: caso 1 (baja latitud), caso 2 (latitud media), caso 3 (alta latitud) .....	53
5.4	Tasas de crecimiento máximas, $p = \text{Im}(\omega h/U_\infty)$ , en función de $\lambda/\Delta$ .....	56
5.5	Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 1, con $\lambda = 5\Delta$ y distintos valores de aceleración .....	57

5.6	Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 2, con $\lambda = 5\Delta$ y distintos valores de aceleración .....	58
5.7	Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 3, con $\lambda = 5\Delta$ y distintos valores de aceleración .....	58
5.8	Perturbaciones del campo magnético –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 2, con $\lambda = 5\Delta$ y distintos valores de aceleración .....	60
5.9	Perturbaciones del campo magnético –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 3, con $\lambda = 5\Delta$ y distintos valores de aceleración .....	60
6.1	Reconexión a altas latitudes. Modelo de Song y Russell [1992] .....	62
6.2	Trayectoria del ISEE 2, 21:30-23:30 UT, 11-XI-79. $R_E \cong 6400$ km .....	64
6.3	Registros satelitales ISEE 2. Adaptado de Le et al. [1994] .....	65
6.4	Esquema de campos vectoriales con una magnetopausa sin espesor, $\Delta=0$ .....	69
6.5	Orientación de la perturbación de máximo crecimiento, $\psi_E$ , para una magnetopausa sin espesor, en función de $V_A/U = M_A^{-1}$ .....	71
6.6	Tasas de crecimiento máximas en función de $\lambda/\Delta$ con $\Delta = \delta$ , $rd = 7/15$ , 12 h .....	72
6.7	Perturbaciones de la velocidad -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos $M_A$ , con $\lambda = 6.5\Delta$ , $\Delta = \delta$ , $rd = 7/15$ , 12 h .....	74
6.8	Perturbaciones del campo magnético -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos $M_A$ , con $\lambda = 6.5\Delta$ , $\Delta = \delta$ , $rd = 7/15$ , 12 h .....	75
6.9	Tasas de crecimiento máximas en función de $M_A^{-1}$ para 5 casos diferentes .....	77
6.10	Perturbaciones de la velocidad -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos $M_A$ , con $\lambda = 6.5\Delta$ , $\Delta = \delta$ , $rd = 7/15$ , 10 h .....	80
6.11	Perturbaciones del campo magnético -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos $M_A$ , con $\lambda = 6.5\Delta$ , $\Delta = \delta$ , $rd = 7/15$ , 10 h .....	81
6.12	Perturbaciones de la velocidad con distintos $M_A$ y $\lambda = 6.5\Delta$ en 5 casos .....	82
6.13	Perturbación del campo magnético con distintos $M_A$ y $\lambda = 6.5\Delta$ en 5 casos .....	83
6.14	Reducción del semicírculo del Teorema hidrodinámico de Howard en presencia de campo magnético .....	87
7.1	Posiciones aproximadas de los satélites geostacionarios el 11/1/97: a) ~02:00 UT Tiempo de cruce de la magnetopausa con LANL, b) ~ 11:15 UT Tiempo de anomalías en Telstar .....	90

7.2	Imagen de SOHO/LASCO C <sub>2</sub> del halo coronal del 6-I-97. (Fuente: <a href="http://umbra.nascom.nasa.gov/istp/cloud_event.html">http://umbra.nascom.nasa.gov/istp/cloud_event.html</a> ) .....	91
7.3	Esquema de la ubicación de distintos satélites el 11/I/97 .....	92
7.4	Proyecciones de las órbitas de los satélites del ISTP e INTERBALL, incluye un modelo de la forma de la onda de choque y de la magnetopausa. (Fuente: <a href="http://www-spodf.nasa.gov/cgi-bin/gif_wal">http://www-spodf.nasa.gov/cgi-bin/gif_wal</a> ; Dr. Mauricio Peredo y Dr. Scott Boardsen) .....	93
7.5	Datos de protones y campo magnético de WIND, 00:30 – 05:00 UT, 11/I/97. Del panel superior al inferior: densidad, módulo de la velocidad, temperatura y componentes GSM y módulo del campo magnético, ángulo de reloj, presión dinámica, beta y número de Mach Alfvénico .....	98
7.6	Trayectoria de INTERBALL (IT) y GEOTAIL (GT) 00:30 – 05:30 UT, 11/I/97. Posiciones promedio de la MP basadas en el modelo de Shue et al. [1997]: línea interna 01:00-02:00 UT, media 02:00-03:00 UT y externa 03:20-05:00 UT .....	100
7.7	Datos de protones y campo magnético de IT, 00:30 – 05:50 UT, 11/I/97. Del panel superior al inferior: densidad, módulo de la velocidad, temperatura y componentes GSM de la velocidad y campo magnético total y sus componentes GSM .....	101
7.8	Espectro de energía iónica, en dos direcciones: la más cercana al lado solar (CORALL 5) y la opuesta (CORALL 1), y electrónica. 00:30 – 05:30 UT, 11/I/97	103
7.9	Datos derivados de los registros de IT, 00:30 – 05:30 UT, 11/I/97. Del panel superior al inferior: beta de protones, números de Mach Alfvénico y sónico, presiones dinámica, térmica de protones y de campo magnético, y temperatura de protones .....	106
7.10	Esquema de la aceleración sufrida por una magnetopausa plana y libre .....	109
7.11	Posición, $r(t)$ , y aceleración, $g(t)$ , de la MP predichas por el modelo adaptado de Smit [1968]. El tiempo, $t$ , son los segundos transcurridos después de 00:50 UT, 11/I/97. En los 4 paneles superiores está superpuesto con línea de trazos la posición de equilibrio de la MP .....	112
7.12	Modelo de Shue et al. [1997] aplicado al 11/I/97. Panel superior: distancias radiales de los puntos SS (S) y DT (T). Panel inferior: cociente T/S de los parámetros .....	114
7.13	Esquema de la definición de las distancias radiales S y T .....	115
7.14	(a) Transición TA, magnetovaina - BL: $rd=7/10$ ; $rv=105/300$ ; $rb=45/30$ ;	

(b) Transición TB, BL - magnetosfera: $rd=1/7$ ; $rv=40/105$ ; $rb=20/45$ .....	117
7.15 Configuración estudiada por Miura [1990], adaptación .....	117
7.16 Tasas de crecimiento (adimensionalizadas) máximas en función de $\lambda/\Delta$ para la transición TB: BL-magnetosfera (TB) .....	119
7.17 Perturbaciones de la componentes $\bar{Y}$ de la velocidad para distintas longitudes de onda, módulo y componentes real e imaginaria .....	121
7.18 Perturbaciones de la componentes $\bar{Y}$ del campo magnético para distintas longitudes de onda, módulo y componentes real e imaginaria .....	122
7.19 Ilustración de los "ovillos" en el BL generados por inestabilidad KH .....	123
7.20 Datos combinados de IT, 00:30 - 05:50 UT, 11/I/97 .....	124
7.21 Datos de protones y campo magnético de IT, 01:12 – 02:12 UT, 11/I/97 .....	125
7.22 Datos campo magnético de IT, 01:30 – 01:40 UT, 11/I/97 .....	129
7.23 Registros de CANOPUS en el período 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97 .....	131
7.24 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena IMAGE, 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97 .....	133
7.25 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena CANOPUS, 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97 .....	134
7.26 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena latitudinal, 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97 .....	135
7.27 Bx y espectrogramas iónico y electrónico de IT, 02:15 – 02:45 UT, 11/I/97 .....	138
7.28 Datos de protones y campo magnético de IT, 02:30 – 03:30 UT, 11/I/97 .....	139
A3.1 Órbitas de los satélites principales del ISTP y satélites colaboradores .....	170
A3.2 Satélites WIND, GEOTAIL y POLAR y sus instrumentos principales .....	173
A3.4 Ubicación de magnetómetros en las cadenas terrestres IMAGE y CANOPUS .....	181
A4.1 Superficie de separación, representando la magnetopausa, entre un punto fuente en O y un flujo paralelo al infinito, representando al viento solar .....	183

## Tablas

4.1 Rangos de períodos y frecuencias de las clases de pulsaciones magnéticas .....	41
5.1 Posición y parámetros del sistema para los casos analizados .....	53
7.1 Ubicación de magnetómetros .....	129

## 1 Introducción

Las láminas de corriente son configuraciones de plasma donde se almacena energía magnética. Según las circunstancias ésta puede ser entregada al plasma en forma de energía cinética o disipada en el plasma en forma de energía térmica, procesos de aniquilación de energía magnética. Finalmente, puede ser volcada repentinamente al plasma a través de procesos de reconexión de líneas magnéticas, los cuales proveen también transporte de masa y de cantidad de movimiento. Todos estos procesos de transferencia de energía son de gran importancia tanto en plasmas espaciales y astrofísicos, cuanto en plasmas de laboratorio. La transferencia de energía en láminas de corriente está considerada como un mecanismo básico subyacente a los fenómenos de los *flares* solares [e.g., Priest, 1985]. La reconexión de líneas magnéticas en una lámina de corriente es un proceso importante en la dinámica de la magnetosfera terrestre, tanto en la región subsolar como en la magnetocola. En los *tokamaks*, que son las configuraciones más avanzadas propuestas para el desarrollo de reactores de fusión, las láminas de corriente ocurren naturalmente durante la descarga, ya sea en la fase de intensificación de corriente o como resultado de las deformaciones de las líneas de campo inducidas por inestabilidades ideales [Galvão et al., 1981; White, 1986]. En equipos *plasma focus*, cuyas aplicaciones tecnológicas incluyen la neutrografía y el análisis de materiales por activación, se ha propuesto la aniquilación del campo magnético como mecanismo responsable de la extrema aceleración y calentamiento de las partículas [Gratton et al., 1992].

Las láminas de corriente con flujos de plasma son configuraciones frecuentes. Los flujos de plasma juegan un rol importante tanto en la evolución dinámica, cuanto en la estabilidad de las láminas de corriente. Sin embargo, es difícil describir apropiadamente todos los procesos a menos de aislar algunos efectos que se pueden tratar con modelos simplificados. Así, en nuestro estudio de las láminas de corriente con flujos de plasma hemos encarado diversos problemas, estudiando aspectos parciales del cuadro general. El objetivo es contribuir al conocimiento de la influencia de los movimientos del plasma sobre la estabilidad de las láminas de corriente en el contexto de la magnetohidrodinámica (MHD). Como aplicación específica de la teoría enfocamos la

atención sobre la gran lámina de corriente que constituye la magnetopausa terrestre, frontera que separa las líneas del campo geomagnético de las líneas del campo magnético interplanetario (IMF, *interplanetary magnetic field*).

El entorno espacial terrestre puede ser considerado como un gran laboratorio natural de estudio de física del plasma básica. Desde los comienzos de la exploración del espacio cercano con la observación de las auroras boreales y el uso de brújulas para el campo geomagnético, hasta nuestros días con el desarrollo de técnicas sofisticadas de medición. El registro en la superficie terrestre con cámaras, fotómetros, espectrómetros, magnetómetros y otros dispositivos sensibles a los procesos que ocurren en la alta atmósfera, y la utilización de cohetes y satélites que permiten mediciones directas en las regiones de la magnetosfera y el espacio interplanetario, facilitan una aproximación empírica al plasma del entorno terrestre. En este tipo de exploración los datos colectados en regiones específicas constituyen la evidencia fenomenológica de los procesos físicos que allí se desarrollan. Es decir, son elementos claves para la comprensión de la dinámica del sistema en estudio. Mencionemos, por ejemplo, la incidencia de la orientación del IMF en muchos procesos de acoplamiento viento solar – magnetosfera que ocurren a través de la magnetopausa. Sin embargo, no debemos olvidar que las mediciones ponen de relieve sólo características muy locales y que en base a pocos elementos se trata de construir una interpretación global del fenómeno. Otra dificultad es que el viento solar, la magnetosfera y la ionosfera forman un sistema integrado y que, a veces, es difícil aislar un fenómeno específico sin conocer sus relaciones con el sistema como un todo. Esta dificultad ha sido subsanada en años recientes, o bien con estudios estadísticos de eventos semejantes, o bien con estudios integrados, provenientes de registros de conjuntos de instrumentos ubicados en distintas regiones del espacio, en el contexto de programas espaciales y cadenas terrestres multinacionales.

Por otra parte, la interpretación de los fenómenos es altamente incierta sin un análisis teórico del problema. A pesar de que el modelo matemático involucra aproximaciones y restricciones –las cuales pueden o no verificarse experimentalmente– sin embargo provee un gran nivel de entendimiento y permite realizar predicciones que no serían posibles de intuir del mero examen de los datos. Los resultados analíticos tanto como los obtenidos en simulaciones numéricas permiten interrogar al sistema, por

así decirlo, con preguntas del tipo “¿Qué sucedería si ...?”, las cuales pueden ser confrontadas con las observaciones experimentales que se han ido acumulando en las últimas décadas en los grandes archivos de registros de satélites, si se dispone del tiempo y los medios para esta búsqueda.

En el estudio de procesos físicos que se desarrollan en la interacción viento solar – magnetosfera hay muchos problemas abiertos. En esta tesis, se estudia con particular atención la temática de las inestabilidades de la magnetopausa terrestre diurna y la propagación de las perturbaciones hacia los flancos. Limitamos además el campo de análisis a la orientación norte del IMF, para concentrar el estudio sobre la interacción pseudo-viscosa y descartar la presencia de procesos de reconexión.

Entre los mecanismos que pueden generar una interacción viscosa se encuentra en primer lugar la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (KH) asociada a gradientes de velocidad a través de la magnetopausa. La posibilidad de que la magnetopausa sea perturbada por inestabilidades del tipo KH fue sugerida por primera vez por Dungey [1954]. Desde entonces, la viabilidad de transferencia de energía y cantidad de movimiento del viento solar a la magnetosfera por este medio ha sido examinada en varios estudios (e.g., Axford y Hines [1961], Southwood [1968] y las reseñas de Belmont y Chanteur [1989], Miura [1995], Fitzenreiter y Ogilvie [1995], Kivelson y Chen [1995] y Farrugia et al. [1998a]).

La actividad KH puede ser modificada por la presencia de varios factores. La magnetopausa es una interfase entre el plasma relativamente más denso de la magnetovaina y el plasma menos denso de la magnetosfera que puede sufrir aceleraciones del orden de unos pocos  $\text{km/s}^2$  [Parks et al., 1979; Sonnerup et al., 1987]. Los movimientos acelerados de la magnetopausa cuando se dirigen hacia el Sol intensifican el desarrollo de inestabilidades KH [Mishin, 1993; Gratton et al., 1996]. Según mostraron Gratton et al. [1996], bajo condiciones bien específicas, una caída rápida y pronunciada de la presión dinámica del viento solar podría generar la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (RT) en la magnetopausa. Queda entonces planteada la posibilidad del acoplamiento de los modos KH y RT, modificando mutuamente sus efectos individuales [Farrugia et al., 1998b].

Un tema de gran importancia, aún en progreso para la teoría KH sobre la magnetopausa, es el acoplamiento de las perturbaciones en la superficie con resonancias

en la cavidad magnetosférica [e.g., Southwood, 1974; Kivelson y Southwood, 1986]. Por otra parte, son posibles condiciones en las cuales en la región del gradiente de velocidades ocurre una inestabilidad resonante, diferente de los modos KH ordinarios [Hollweg et al., 1990].

La sólida evidencia de la presencia de la KH en la magnetopausa no excluye la consideración de otros mecanismos de interacción durante períodos de IMF norte. El desplazamiento de la magnetopausa debido a cambios bruscos en la presión dinámica del viento solar puede constituir una fuente diferente de perturbaciones de la superficie. Por medio de este mecanismo, como consecuencia del impacto inicial del frente de presión en la magnetopausa diurna, se produce una secuencia de deformaciones de la superficie [e.g., Song et al., 1988; Farrugia et al., 1989] que se propagan hacia la región de la magnetocola.

Estas breves menciones no agotan la problemática de las perturbaciones de la magnetopausa diurna, este punto será tratado con mayor detalle en el cuerpo de la tesis. En el capítulo 4 veremos la interrelación entre la evidencia observacional, las interpretaciones fenomenológicas, los estudios teóricos y las simulaciones numéricas, asociada con esta temática.

La investigación realizada en el curso de este trabajo de tesis ha sido organizada como sigue. En el capítulo 2 introducimos el marco teórico, esto es, la magnetohidrodinámica (MHD) disipativa. En este contexto obtenemos ecuaciones perturbativas generales para el estudio de la estabilidad de un modelo plano de lámina de corriente con flujo de plasma, incluyendo los efectos de resistividad, viscosidad y densidad estratificadas en la configuración estacionaria no perturbada. Incluimos en el modelo cizalladura y cambio de dirección de la velocidad y del campo magnético en la configuración de orden cero, y la presencia de gravedad. El problema de autovalores del sistema de ecuaciones resultante permite estudiar varios mecanismos de inestabilidad actuando en forma separada, o en forma combinada. Esta teoría es sobreabundante para las aplicaciones encaradas en capítulos subsiguientes, pero deja pavimentado el camino para la continuación de esta línea de trabajo.

En el capítulo 3 pasamos revista y desarrollamos diversas técnicas numéricas para la solución de las ecuaciones perturbativas. Realizamos una serie de pruebas sobre problemas de estabilidad publicados en la literatura hidrodinámica empleando distintos

programas numéricos. Ello nos conduce a la elección de la herramienta numérica más eficiente para la resolución de los problemas que nos interesan.

Como ya mencionamos, en el capítulo 4 presentamos la fenomenología de la magnetopausa terrestre. Hacemos una revisión del problema de la inestabilidad KH en la magnetopausa diurna, examinando trabajos recientes de observación, teoría y simulación numérica. Destacamos parte de la problemática actual en el estudio del frente de la magnetopausa para configuraciones donde IMF está orientado fuertemente al norte, y algunos resultados que luego serán utilizados en la interpretación y análisis de las investigaciones presentadas en los capítulos siguientes.

Los capítulos 5, 6 y 7 corresponden a las aplicaciones específicas en el contexto de la física espacial. En primer lugar, capítulo 5, estudiamos la estabilidad MHD de una estructura que representa la magnetopausa diurna cuando el IMF está orientado al norte en condiciones estacionarias normales, es decir sin compresión, cuando el punto subsolar está ubicado a 10-11 radios terrestres ( $R_E$ ;  $R_E \cong 6400$  km). Proponemos, en la configuración de orden cero, perfiles continuos de tipo tangente hiperbólica para modelar la transición entre el plasma de la magnetovaina y el plasma de la magnetosfera basados en los parámetros de un estudio recientemente publicado de Farrugia et al. [1998b]. Los valores asintóticos asignados a la densidad, al campo de velocidades y al campo magnético corresponden a los resultados de un modelo numérico MHD de la magnetovaina, realizado por un grupo de trabajo del *Computer Center, Russian Academy of Sciences* de Krasnoyarsk, orientado por N. Erkaev, que colaboran con el INFIP [ver Erkaev, 1988; Biernat et al., 1995; Farrugia et al., 1995]. En este capítulo analizamos el acoplamiento entre los modos KH y RT, en distintas latitudes de la magnetopausa diurna, en función del cociente entre la longitud de onda de la perturbación y el espesor de la transición.

El capítulo 6 está dedicado al análisis de una configuración excepcional de flujo de plasma, se trata de un movimiento de capas de la magnetovaina y de la magnetosfera (adyacentes a la magnetopausa) con direcciones opuestas. El mismo está vinculado con las observaciones de la región subsolar conocida en la literatura como el *low latitude boundary layer* (LLBL). La formación del flujo de contracorriente en dicha región cuando el IMF apunta en dirección norte, observada y discutida por Song y Russell [1992], se atribuye a la reconexión de tubos de flujo de la magnetovaina a altas latitudes

más allá de las cúspides. Estudiamos la influencia de estos flujos sobre la estabilidad del frente de la magnetopausa y la posible formación de modos KH a partir de modelos con perfiles continuos tipo tangente hiperbólica. Los datos observacionales corresponden a las mediciones del satélite ISEE 2 durante un cruce de la magnetopausa el 11 de Noviembre de 1979 [Le et al., 1994]. Esta configuración ha sido elegida por parecer, a primera vista, muy propicia para la inestabilidad KH y permite, a partir de los resultados obtenidos, una discusión de los factores estabilizantes que afectan el desarrollo de la actividad KH.

En el capítulo 7 el objeto en estudio es un evento interplanetario de fecha más reciente, muy apropiado para la aplicación de la teoría desarrollada. Una gran nube magnética causada por la eyección de masa de la corona solar el día 6 de Enero de 1997, se aproxima a las cercanías terrestres cuatro días más tarde y continua interactuando con la magnetosfera terrestre hasta el día 11 de Enero. C. J. Farrugia, físico espacial del *Institute for the Study of Earth, Oceans and Space* en la Universidad de New Hampshire (USA), quien está a cargo de la interpretación de datos del satélite WIND, nos ha facilitado registros satelitales de muy alta resolución de WIND y, por acuerdos con científicos rusos, de INTERBALL. Esta circunstancia nos brindó la oportunidad de completar el trabajo de tesis con un estudio combinado de teoría, observaciones e interpretación. Las notables características de este evento y el acceso de datos satelitales de alta resolución en distintas regiones del espacio, junto con registros terrestres de magnetómetros en distintas localizaciones, permitió realizar un estudio detallado de las inestabilidades y ondas excitadas sobre una región de la magnetopausa en un flanco ecuatorial cercano. Hemos focalizado el estudio en el período 00:30 a 05:30 UT del 11/1/97 debido a la gran compresión de la magnetopausa al comienzo de la etapa, repentina descompresión a 02:00 UT, seguida por varias horas de campo interplanetario orientado fuertemente al norte. Esta temática se vincula con un tema de gran actualidad e interés, que se ha dado en llamar la geoeffectividad (*geoeffectiveness*) de las perturbaciones producidas por la nube magnética.

Finalizamos la tesis con las conclusiones en el capítulo 8 y los apéndices. En el apéndice 1 presentamos detalles de los métodos numéricos desarrollados. El apéndice 2 presenta sistemas geocéntricos de coordenadas que incluyen, además, definiciones de algunos términos utilizados en el desarrollo de las aplicaciones, e.g., UT, ángulo de

reloj (*clock*), etc. En el apéndice 3 hay información adicional sobre algunos satélites y el programa espacial ISTP (*International Solar Terrestrial Physics*), y las cadenas de magnetómetros terrestres, mencionados en el cuerpo de la tesis. El apéndice 4 corresponde a la extensión de un modelo simple de las oscilaciones de la magnetopausa diurna originalmente propuesto por Smit [1968] y que se emplea en el capítulo 7.

## 2 Ecuaciones generales

En este capítulo presentamos el marco teórico en el cual se desarrolla el cuerpo de la tesis, esto es, la magnetohidrodinámica. Obtenemos ecuaciones perturbativas generales para el estudio de la estabilidad de un modelo plano de lámina de corriente con flujo de plasma incluyendo efectos disipativos. El problema de autovalores del sistema de ecuaciones resultante será empleado en el estudio de mecanismos de inestabilidad que actúan en las configuraciones modeladas en los capítulos siguientes.

### 2.1 La magnetohidrodinámica con efectos disipativos

La aproximación al continuo forma la base de la teoría magnetohidrodinámica (MHD) del plasma. Esta lo representa como un fluido eléctricamente conductor y en interacción con campos electromagnéticos. En la teoría MHD se combinan las ecuaciones del electromagnetismo, en la aproximación no relativista, con las ecuaciones de la hidrodinámica que incluyen el acoplamiento entre el campo de velocidad  $\mathbf{v}$  y los campos magnético  $\mathbf{B}$  y eléctrico  $\mathbf{E}$ . El comportamiento del flujo de un plasma está gobernado por las siguientes ecuaciones fundamentales [e.g., Chandrasekar, 1961; Roberts, 1967; Priest, 1985]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{f}_{\text{ext}} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \varepsilon = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + p \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathcal{Q}, \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{\sigma} \mathbf{j} = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.7)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $\rho = nm$  ( $n$ , densidad de partículas;  $m$ , masa de los iones),  $p$  es la presión del plasma,  $\epsilon$  es la energía interna por unidad de masa,  $\mathbf{j}$  es la densidad de corriente,  $T$  es la temperatura. La ecuación (2.1) corresponde a la descripción de la continuidad de la masa. En la ecuación de movimiento (2.2),  $\mathbf{f}_{ext}$  incluye la densidad de fuerzas externas de origen no electromagnético y  $\mathbf{T}$  es el tensor total de esfuerzo de la forma

$$t_{i,k} = -p\delta_{i,k} + \sigma_{i,k}, \quad (2.8)$$

donde  $\sigma_{i,k}$  son las componentes del tensor de esfuerzos viscosos dadas por

$$\sigma_{i,k} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_m}{\partial x_m} \delta_{i,k} \right) + \zeta \frac{\partial v_m}{\partial x_m} \delta_{i,k}, \quad (2.9)$$

siendo  $\mu$  y  $\zeta$  los coeficientes primero y segundo de la viscosidad, respectivamente. Estas magnitudes junto a la conductividad térmica  $\kappa$  y la conductividad eléctrica  $\sigma$ , son los coeficientes disipativos que aparecen en las ecuaciones anteriores. El término  $\mathcal{Q}$  en la ecuación de energía (2.3) representa la contribución debida a la disipación resistiva y viscosa. En (2.2) no aparece el término correspondiente a la fuerza eléctrica porque en un plasma se considera despreciable frente a la fuerza de Lorentz. Las propiedades conductoras del medio se modelan mediante una forma simplificada de la ley de Ohm (2.4). Todas las magnitudes están expresadas en unidades mecánicas y eléctricas cgs-ues;  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. El sistema se completa con la ecuación de estado para el plasma,  $p = 2nkT$  ( $k$ , constante de Boltzmann).

La ley de Ampère (2.5), sin el término correspondiente al desplazamiento eléctrico por la hipótesis no relativista, en combinación con la ecuación de inducción (2.6) y con (2.4) dan lugar a la ecuación

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\mathbf{v}_m \nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.10)$$

donde  $\mathbf{v}_m = c^2/4\pi\sigma$  es la difusividad magnética.

La ecuación anterior describe la evolución del campo magnético en términos de su difusión resistiva y simultáneo transporte (advección) por el movimiento del fluido. El cociente entre las magnitudes estimadas del término convectivo y el término difusivo, define el número de Reynolds magnético  $R_m = UL/\mathbf{v}_m$  donde  $U$  es una velocidad típica del

plasma y  $L$  la escala de longitud del problema. Si  $Rm \ll 1$  y  $v_m$  es constante (2.10) se reduce a una ecuación de difusión

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = v_m \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.11)$$

la cual implica que las variaciones del campo magnético ocurren en una escala de tiempo definida por  $\tau_d = L^2 / v_m$ . En cambio, en el caso  $Rm \gg 1$ , la ecuación (2.10) se reduce a

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.12)$$

la cual describe la conservación del flujo magnético en la magnetohidrodinámica ideal.

Otro parámetro adimensional relacionado con los efectos disipativos es el número de Reynolds  $Re = UL/\nu$ , que resulta de la comparación de los términos de inercia y viscoso en la ecuación (2.2). Con  $\nu$  se indica la viscosidad cinemática,  $\nu = \mu/\rho$ .

El sistema de ecuaciones (2.1-7) presenta formas simplificadas de acuerdo a consideraciones particulares para un problema en estudio. Si la temperatura se supone uniforme e independiente del tiempo, la ecuación (2.3) no es necesaria. Si se desprecian cambios en la densidad, como ocurre en movimientos subsónicos,  $(U/c_s)^2 \ll 1$  (donde  $c_s$  es la velocidad del sonido), la (2.1) se reduce a

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (2.13)$$

Todos los resultados de esta tesis están basados en esta aproximación. El tensor de esfuerzos viscosos (2.9) se simplifica a

$$\sigma_{i,k} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right). \quad (2.14)$$

En presencia de un campo gravitatorio  $\mathbf{g}$  como única fuerza externa, las ecuaciones para los campos de velocidad y magnético pueden escribirse de la siguiente forma

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \left( p + \frac{1}{8\pi} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \mu}{\partial x_j} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} = v_m \nabla^2 \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \nabla v_m, \quad (2.16)$$

que incluyen posibles variaciones espaciales de  $v_m$  y  $\mu$ . La gravedad puede ser real o ficticia, originada por ejemplo por las fuerzas de inercia de sistemas acelerados, o como la que se agrega a los modelos de estratos planos (*slab-model*) para simular una pequeña

curvatura de las líneas de campo magnético (radio de curvatura mucho mayor que  $L$ ). En esta tesis la gravedad (constante) se incluye para tratar etapas de aceleración de la magnetopausa producidas por variaciones de la presión dinámica del viento solar [Gratton et al., 1996].

## 2.2 Sistema de ecuaciones MHD para las perturbaciones de estratos planos

En este trabajo estudiamos inestabilidades de configuraciones MHD a partir de sus modos normales según un esquema perturbativo linealizado. Se supondrá, como punto de partida, una configuración estacionaria en geometría plana cuya estructura genérica es

$$\mathbf{v}_0(y) = v_{0x}(y)\mathbf{e}_x + v_{0z}(y)\mathbf{e}_z, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{B}_0(y) = B_{0x}(y)\mathbf{e}_x + B_{0z}(y)\mathbf{e}_z, \quad (2.18)$$

para el flujo de plasma y el campo magnético, respectivamente. El estado no perturbado depende de una sola dimensión, verificándose que

$$\rho_0 = \rho_0(y), \quad \mu_0 = \mu_0(y), \quad v_{m0} = v_{m0}(y). \quad (2.19)$$

Estas expresiones describen el orden cero del esquema perturbativo, y satisfacen (2.7) y (2.13). En el estado estacionario la densidad, la viscosidad y la resistividad están estratificadas según planos normales a la dirección  $y$ , mientras que el campo magnético y el flujo de plasma, que yacen en los planos  $y = \text{cte}$ , pueden presentar una configuración con cizalladuras. Con estas hipótesis y considerando  $\mathbf{g} = -g\hat{\mathbf{y}}$ , las ecuaciones (2.15-16) se reducen a

$$D\left(p_0 + \frac{1}{8\pi}\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_0 + \rho_0 g y\right) = 0, \quad (2.20.a)$$

$$D(\mu_0 D\mathbf{v}_0) = 0, \quad D(v_{m0} D\mathbf{B}_0) = 0, \quad (2.20.b-c)$$

donde  $D$  es el operador derivada,  $d/dy$ . La primer ecuación determina la presión en la configuración estacionaria. Las últimas dos condiciones se satisfacen automáticamente en el caso de  $v$ ,  $v_m$  constantes y trivialmente cuando se ignoran los efectos disipativos (MHD ideal). Pero, en general, suponen una relación particular entre la viscosidad y el campo de velocidad, y entre la conductividad y el campo magnético en el equilibrio. Sin

embargo, cuando se estudian modos con velocidad de crecimiento y longitud de onda suficientemente grandes, se puede considerar [Furth et al., 1963] que  $\partial B_0/\partial t \cong 0$  y  $\partial v_0/\partial t \cong 0$  aún cuando (2.20.b-c) no se satisfagan exactamente. Es decir que, cuando los tiempos característicos de la difusión viscosa y resistiva son mucho más grandes que el tiempo característico de la inestabilidad, se puede ignorar el cumplimiento estricto de (2.20.b-c). Esto implica que hay una difusión de la configuración de orden cero, pero que los campos varían tan lentamente que, a los efectos del estudio de la inestabilidad, pueden considerarse aproximadamente constantes. Esto está en conformidad con otra de las hipótesis de este tratamiento: que el tiempo típico de disipación de la energía sea mucho mayor que el tiempo característico de las inestabilidad.

El estudio de la estabilidad del movimiento del plasma frente a pequeñas perturbaciones se desarrolla según la técnica clásica de modos normales, proponiendo para cada magnitud perturbada la forma  $f_p = f_1(y) \exp[-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}]$  donde  $\mathbf{k} = (k_x; 0; k_z)$  y  $k = |\mathbf{k}|$ . La condición de incompresibilidad conduce a

$$Dv_{1y} + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 = 0. \quad (2.21)$$

Para satisfacer la condición de divergencia nula del campo magnético debe cumplirse que

$$DB_{1y} + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0. \quad (2.22)$$

Las perturbaciones en la densidad, la viscosidad y la resistividad del plasma se producen sólo por convección. Por lo tanto estas magnitudes permanecen constantes a lo largo de una trayectoria,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0, \quad \frac{\partial \mu}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mu = 0, \quad \frac{\partial v_m}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v_m = 0. \quad (2.23)$$

De (2.23) se obtiene

$$v_{1y} D\rho_0 - i\varpi \rho_1 = 0, \quad v_{1y} D\mu_0 - i\varpi \mu_1 = 0, \quad v_{1y} Dv_{m0} - i\varpi v_{m1} = 0, \quad (2.24)$$

donde  $\varpi = \omega - G$  es la frecuencia corrida Doppler siendo  $G = \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k}$ .

Linealizando (2.15-16) y, luego de usar relaciones vectoriales conocidas, el sistema de ecuaciones acopladas correspondiente a las perturbaciones se completa con las siguientes

$$\begin{aligned}
-i\varpi\rho_0\mathbf{v}_1 + \rho_0 D\mathbf{v}_0 v_{1y} = & -\nabla p_1 - \nabla\left(\frac{1}{4\pi}\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1\right) + i\frac{1}{4\pi}F\mathbf{B}_1 + \frac{1}{4\pi}D\mathbf{B}_0 B_{1y} + \rho_1\mathbf{g} + \\
& + D(\mu_1 D\mathbf{v}_0) + i\mu_1 DG\hat{\mathbf{y}} + \left[D(\mu_0 D) - \mu_0 k^2\right]\mathbf{v}_1 + iD\mu_0 \mathbf{k}v_{1y} + D\mu_0 Dv_{1y}\hat{\mathbf{y}}, \quad (2.25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-i\varpi\mathbf{B}_1 + \mathbf{v}_{m0}(k^2 - D^2)\mathbf{B}_1 - D\mathbf{v}_{m0}D\mathbf{B}_1 + (iD\mathbf{v}_{m0}\mathbf{k} - D\mathbf{v}_0)B_{1y} = \\
= iF\mathbf{v}_1 - v_{1y}D\mathbf{B}_0 + D(\mathbf{v}_{m1}D\mathbf{B}_0) - i\mathbf{v}_{m1}DF\hat{\mathbf{y}}, \quad (2.26)
\end{aligned}$$

donde  $F = \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k}$ .

De las ecuaciones anteriores se puede eliminar  $p_1$  como incógnita. Multiplicando escalarmente por  $\mathbf{k}$  y por  $\hat{\mathbf{y}}$  a (2.25) se obtienen, respectivamente, las ecuaciones

$$\begin{aligned}
-ik^2\left(p_1 + \frac{1}{4\pi}\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1\right) = \rho_0(\varpi Dv_{1y} - DGv_{1y}) + \frac{1}{4\pi}(F D B_{1y} - DF B_{1y}) - D(\mu_1 DG) + \\
+ i\left\{\mu_0(k^2 - D^2) - D\mu_0 D\right\}Dv_{1y} - D\mu_0 k^2 v_{1y}, \quad (2.27)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-D\left(p_1 + \frac{1}{4\pi}\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1\right) = -i\rho_0\varpi v_{1y} - i\frac{1}{4\pi}F B_{1y} + \rho_1 g - iDG\mu_1 + \\
+ \left[\mu_0(k^2 - D^2) - D\mu_0 D\right]v_{1y} - D\mu_0 Dv_{1y}. \quad (2.28)
\end{aligned}$$

Comparando la derivada primera de (2.27) con (2.28) multiplicada por  $(ik^2)$  resulta

$$\begin{aligned}
D\left[\rho_0(\varpi Dv_{1y} + DGv_{1y})\right] - k^2\rho_0\varpi v_{1y} - ik^2\rho_1 g - (k^2 + D^2)(DG\mu_1) + \\
+ i\left\{4k^2 D(\mu_0 Dv_{1y}) - (k^2 + D^2)\right\}\mu_0(D^2 + k^2)v_{1y} \Big\} = \frac{1}{4\pi}\left[F(k^2 - D^2)B_{1y} + D^2 F B_{1y}\right]. \quad (2.29)
\end{aligned}$$

En forma análoga, se compara la derivada primera del producto escalar de  $\hat{\mathbf{y}}$  con (2.26) con el producto escalar de esta misma ecuación con  $\mathbf{k}$ , de donde

$$-i\varpi B_{1y} + \mathbf{v}_{m0}(k^2 - D^2)B_{1y} - iFv_{1y} + iDF\mathbf{v}_{m1} = 0. \quad (2.30)$$

Estas dos últimas ecuaciones junto a las expresiones (2.24) pueden reescribirse como un conjunto acoplado de dos ecuaciones para dos incógnitas,  $v_{1y}$  y  $B_{1y}$ , en la forma

$$\begin{aligned}
D\left[\rho_0(\varpi Dv_{1y} - D\varpi v_{1y})\right] - k^2\left[g\frac{D\rho_0}{\varpi} + \varpi\rho_0\right]v_{1y} + i\left\{4k^2 D(\mu_0 Dv_{1y}) - \right. \\
\left. - (k^2 + D^2)\left[\mu_0(D^2 + k^2)v_{1y} + \frac{D\varpi}{\varpi}D\mu_0 v_{1y}\right]\right\} = \frac{1}{4\pi}\left[F(k^2 - D^2) + D^2 F\right]B_{1y}, \quad (2.31)
\end{aligned}$$

$$-\left(F + i\frac{1}{\varpi}D\mathbf{v}_{m0}DF\right)v_{1y} = \left[\varpi + i\mathbf{v}_{m0}(k^2 - D^2)\right]B_{1y}, \quad (2.32)$$

donde  $D\varpi = -DG$ . La solución de estas dos ecuaciones permite hallar las restantes magnitudes del sistema. En suma, (2.31) y (2.32) representan en forma compacta la teoría perturbativa a primer orden, mediante dos ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas para las componentes normales de perturbación del campo de velocidades y del campo magnético.

Las ecuaciones obtenidas en esta sección permiten estudiar un vasto conjunto de problemas de estabilidad bajo la influencia de numerosos efectos actuando en forma separada o combinada, en una gran variedad de funciones que representan la configuración estacionaria del sistema. Con esta teoría se puede investigar, por ejemplo, la interacción entre las inestabilidades resistivas y las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y Rayleigh-Taylor [e.g., Einaudi y Rubini, 1989; Ofman et al., 1991]. También se puede analizar en general las propiedades del espectro de valores característicos  $\omega$  de las varias conformaciones. Por otra parte, la estratificación de la resistividad permite estudiar la influencia de movimientos de plasma sobre los modos tipo "rippling" [e.g., Carreras et al., 1982]. Asimismo se pueden analizar inestabilidades, menos conocidas, producidas por la variación espacial de viscosidad en movimientos de plasma con cizalladuras en el campo de velocidades. Así, esta teoría general se puede aplicar tanto a fenómenos que se presentan en el borde de plasmas en experimentos de confinamiento magnético para fusión nuclear (*tokamak*), cuanto a una gran variedad de fenómenos naturales, por ejemplo, láminas de corriente en la corona solar, láminas de corriente asociadas a eyecciones solares en el espacio interplanetario y la gran lámina de corriente que constituye la magnetopausa terrestre.

No haría falta señalar que tan amplia gama de problemas contenidos en las ecuaciones (2.31-2.32) están aún, en su mayoría, sin tratar. En esta tesis se estudia sólo un pequeño subconjunto de tales problemas como se ha dicho en la introducción. Hasta donde podemos saber, es la primera vez que se presenta el conjunto de ecuaciones (2.31-32) con la inclusión de viscosidad variable y campo de velocidad del plasma con una eventual cizalladura. Poniendo  $v_0 = 0$ , a partir de (2.31-32) se recuperan las ecuaciones dadas por [Furth et al., 1963].

### 2.3 Reducción de las ecuaciones: caso MHD ideal

Si no consideramos efectos disipativos (plasmas de conductividad infinita y flujos no viscosos) el sistema de ecuaciones de la sección precedente se simplifica igualando  $\mu$  y  $\nu_m$  a cero. Así, para analizar la estabilidad en el contexto de la MHD ideal, se deben satisfacer las siguientes ecuaciones

$$\begin{aligned} [D\rho_0(GD - DG) + \rho_0(GD^2 - k^2G)]v_{1y} + ik^2g\rho_1 + \frac{1}{4\pi}[F(k^2 - D^2) + D^2F]B_{1y} = \\ = \omega[\rho_0(k^2 - D^2) + D\rho_0D]v_{1y}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$(-F + G)v_{1y} = \omega B_{1y}, \quad (2.34)$$

$$-iD\rho_0v_{1y} + G\rho_1 = \omega\rho_1. \quad (2.35)$$

Aquí, hemos presentado el sistema de manera que los términos que incluyen la frecuencia  $\omega$  aparezcan a la derecha de las igualdades para formular con claridad el problema de autovalores. Esta forma se emplea en la resolución numérica del problema en el siguiente capítulo. La teoría permite tratar la estabilidad de sistemas con estratificación de la densidad y campos magnéticos y de velocidad con cizalladura.

Si bien el análisis propuesto corresponde a modos incompresibles, en muchos problemas de interés y en particular en los problemas de física espacial tratados en esta tesis, la condición de incompresibilidad se cumple en forma satisfactoria.

### 2.4 Comentarios sobre los efectos disipativos

Las ecuaciones perturbativas presentadas en la sección 2.2 son complejas y es muy difícil tomar en cuenta simultáneamente todos los efectos físicos contenidos en el modelo. Conviene notar que los efectos disipativos juegan un doble papel: por un lado, como es de esperar, tienden a estabilizar o moderar las inestabilidades conocidas, pero por otro lado, y esto parece a primera vista paradójal, pueden desestabilizar una configuración estable para la MHD ideal. Este último aspecto es particularmente evidente en las inestabilidades de corte de líneas magnéticas, prohibidas en la MHD ideal. En la hidrodinámica clásica hay ejemplos similares: flujos estables para las ecuaciones de

Euler resultan en verdad inestables cuando se considera la presencia, aún pequeña, de viscosidad.

Sin embargo, en vista de los elevados valores de  $Re$  y  $Rm$  que generalmente se esperan en los plasmas espaciales (debido a la bajísima tasa de colisionalidad Coulombiana) los efectos disipativos tienden a concentrarse en capas delgadas donde existen fuertes gradientes de las magnitudes físicas de interés (capas límites resistivas, o bien viscosas). Por lo tanto, en principio, cabe esperar una separación en la escala de números de onda entre los modos de perturbación en los cuales los procesos disipativos juegan un papel pasivo menor ( $k$  pequeños), y los modos inestables donde los efectos disipativos son activos en la generación de la inestabilidad ( $k$  grandes).

Vamos a ilustrar los precedentes comentarios con un ejemplo. Supongamos que la densidad de energía cinética del movimiento no perturbado es mucho mayor que la densidad de energía magnética. En este límite nos aproximamos al caso hidrodinámico puro, y la (2.31) se reduce a

$$D[\rho_0(\varpi Dv_{1y} - D\varpi v_{1y})] - k^2 \left[ g \frac{D\rho_0}{\varpi} + \varpi\rho_0 \right] v_{1y} + i \left\{ 4k^2 D(\mu_0 Dv_{1y}) - (k^2 + D^2) \left[ \mu_0 (D^2 + k^2) v_{1y} + \frac{D\varpi}{\varpi} D\mu_0 v_{1y} \right] \right\} = 0. \quad (2.36)$$

Consideremos ahora perturbaciones con escala espacial  $y$  muy pequeña respecto de la escala de variación de las magnitudes de no perturbadas. Podemos, entonces, reemplazar el operador  $D$  aplicado a  $v_{1y}(y)$  por  $iKv_{1y}(y)$  (siendo  $K$  equivalente a un número de onda en la dirección  $y$ ) a fin de modelar groseramente una relación de dispersión local, que muestre algunos aspectos de la manera como la viscosidad puede afectar el problema de la estabilidad. Es decir supongamos la perturbación de la forma

$$v_{1y}(y) = v \exp\left(i \int' K dy'\right),$$

donde  $KL \gg 1$ , siendo  $L$  una medida de la escala de longitud de los gradientes de la estratificación en la dirección  $y$ , y para las derivadas de la perturbación de la velocidad

$$\frac{d^n v_{1y}}{dy^n} \approx i^n K^n v_{1y}, \quad n \in N.$$

Ignorando derivadas de orden superior al primero en las magnitudes no perturbadas y reemplazando en la ecuación (2.36) la aproximación propuesta, obtenemos una relación

de dispersión local que contiene  $\varpi', \rho'_0, \mu'_0$ ,

$$\varpi^2(K^2 + k^2) + k^2 g \frac{\rho'_0}{\rho_0} + i \left[ \varpi' \varpi K + (K^2 + k^2)^2 \varpi \frac{\mu_0}{\rho_0} + \varpi' (k^2 - K^2) \frac{\mu'_0}{\rho_0} \right] = 0,$$

donde  $k^2 + K^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ . Reemplazando  $\varpi = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0$  y  $\varpi' = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0$ , resulta

$$\varpi^2 + i \left[ (k^2 + K^2) \frac{\mu_0}{\rho_0} - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0}{k^2 + K^2} K \right] \varpi + \frac{k^2}{k^2 + K^2} g \frac{\rho'_0}{\rho_0} - i \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0 \frac{\mu'_0}{\rho_0} \frac{(k^2 - K^2)}{k^2 + K^2} = 0. \quad (2.37)$$

Las raíces de (2.37) están dadas por

$$\varpi_{1,2} = \frac{i}{2} \left[ \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0}{k^2 + K^2} K - (k^2 + K^2) \frac{\mu_0}{\rho_0} \pm \left\{ \left[ (k^2 + K^2) \frac{\mu_0}{\rho_0} - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0}{k^2 + K^2} K \right]^2 + 4 \frac{k^2}{k^2 + K^2} g \frac{\rho'_0}{\rho_0} - i 4 \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0 \frac{\mu'_0}{\rho_0} \frac{(k^2 - K^2)}{k^2 + K^2} \right\}^{1/2} \right]. \quad (2.38)$$

El primer término de (2.38), dependiente del gradiente de velocidades, puede tener signos positivos o negativos según la orientación de  $\mathbf{k}$  y corresponde a la inestabilidad de KH, vista en el límite de longitudes de onda muy pequeñas. El segundo término representa el efecto estabilizador de la viscosidad. Es evidente que este término sólo modifica el modo KH ya descrito por la MHD sin viscosidad, y su efecto tiende a disminuir para números de onda pequeños. El término proporcional a  $g$  en la raíz cuadrada da cuenta del modo Rayleigh-Taylor y puede reforzar o disminuir la tasa de crecimiento de la inestabilidad KH según el signo del producto  $g\rho'_0$ . Este efecto se considerará con más detenimiento en el Cap. 5.

El último término de la raíz cuadrada depende de la presencia de variaciones de viscosidad en la región del gradiente de velocidad y es imaginario puro, con componente que puede tomar valores positivos o negativos con una oportuna elección de  $\mathbf{k}$ . Este término da lugar a un modo que puede ser inestable, y es nuevo en el sentido de que no está presente en la MHD no disipativa. Para poner en evidencia esto último, supongamos que la actividad KH está marginalmente estabilizada por la viscosidad y que no se toman en cuenta efectos de la gravedad, esto es, que se satisface

$$(k^2 + K^2) \frac{\mu_0}{\rho_0} - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0}{k^2 + K^2} K = 0, \quad g = 0.$$

En tal caso (2.38) conduce a

$$\omega_{1,2} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0 \pm \left( \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{i}{\sqrt{2}} \right) \left\{ \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'_0 \frac{\mu'_0}{\rho_0} \frac{(K^2 - k^2)}{k^2 + K^2} \right\}^{1/2} \quad (2.39)$$

que pone de manifiesto el nuevo tipo de inestabilidad que depende, tanto del gradiente de velocidad, cuanto del gradiente de viscosidad, diferente del modo de KH.

Este breve ejemplo, sin pretensiones de rigor, está orientado a señalar cualitativamente el tipo de modificaciones de la teoría perturbativa que es plausible esperar cuando se consideran efectos disipativos en la MHD. Como habíamos anticipado, por un lado una moderación de los mecanismos inestables presentes en la MHD ideal, y por otro lado nuevos procesos inestables ligados específicamente a la presencia de disipación. Cabe observar, sin embargo, que en el ámbito de las aplicaciones de esta tesis tenemos una definida separación entre la escala de longitud característica de los modos ideales y la correspondiente a los modos disipativos. Por ejemplo, las longitudes de onda típicas de la inestabilidad KH en la magnetopausa se encuentran en el rango de  $2 - 3 R_E$  hasta  $15 - 20 R_E$ , es decir se trata de longitudes de onda muy grandes, mientras que las longitudes de onda típicas de los modos *tearing* se estiman en algunos múltiplos del espesor de la lámina de corriente de la magnetopausa, es decir menores o lo sumo comparables a  $1 R_E$ . Es natural, entonces, tratar por separado inestabilidades que ocurren en escalas de longitud muy diferentes. En la escala típica de los modos KH la viscosidad (o la resistividad) sólo produce correcciones, como hemos ejemplificado, y en primera instancia pueden ser ignoradas en el tratamiento. Naturalmente, esto no significa que estos efectos puedan ser eliminados del todo, porque actuando en otra escala producen inestabilidades cuyos efectos pueden ser de la mayor importancia, como en el caso de los modos resistivos de corte de líneas magnéticas.

En suma, la investigación de la actividad KH sobre la magnetopausa que se presenta en esta tesis estará basada en la aproximación de la MHD ideal de la Sec. 2.3, aplicada a configuraciones de campo magnético interplanetario para las cuales los procesos de corte de líneas magnéticas no son probables. En este sentido la teoría desarrollada en la Sec. 2.2 es sobreabundante para el resto de la tesis, pero deja pavimentado el camino para la continuación de esta línea de trabajo en la dirección del estudio de inestabilidades que dependen de procesos resistivos o viscosos.

## 3 Técnicas de resolución numérica para la teoría de la estabilidad

En este capítulo desarrollamos distintas técnicas numéricas para la solución de las ecuaciones perturbativas y presentamos pruebas realizadas de los programas numéricos sobre problemas de inestabilidad publicados en la literatura hidrodinámica. Este examen previo de la eficiencia de la implementación de dichas técnicas para diversos problemas, nos conduce a la elección de la herramienta numérica adecuada para las aplicaciones que se desarrollan luego en esta tesis.

### 3.1 Métodos espectrales

#### 3.1.a Método de Galerkin tradicional

Una técnica promisoría para investigar problemas de estabilidad en configuraciones complejas de plasmas o de fluidos, es el análisis espectral basado en el método de Galerkin [e.g., Fletcher, 1988]. Se utiliza un desarrollo de las perturbaciones del sistema en una base ortonormal de funciones. A modo de discusión del método general, sea  $f(y)$  una función incógnita que debe satisfacer una ecuación del tipo

$$Lf(y) = \omega Mf(y), \quad (3.1)$$

donde  $L$  y  $M$  son operadores lineales de la variable independiente  $y$ . Consideramos que la función  $f(y)$  admite una expansión en serie de la forma

$$f(y) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \phi_n(y),$$

en términos de una base completa de funciones que cumplen una relación de ortonormalidad del tipo  $\langle \phi_n, \phi_m \rangle = \delta_{nm}$  (delta de Kronecker). En el método espectral se expande la incógnita  $f(y)$  de un problema en una serie finita

$$f_N(y) = \sum_{n=0}^N a_n \phi_n(y), \quad (3.2)$$

y se hallan los coeficientes que mejor aproximan a la solución para un  $N$  prefijado. En la variante clásica de Galerkin, el conjunto de funciones  $\{\phi_n(y)\}$  satisface las condiciones de contorno del problema. La serie (3.2) se reemplaza en la ecuación (3.1) dando, en general, un residuo,  $Q$ , no nulo

$$Q = \sum_{n=0}^N a_n (L\phi_n - \omega M\phi_n). \quad (3.3)$$

Las ecuaciones para los coeficientes  $a_n$  se obtienen pidiendo que el residuo sea ortogonal a  $\phi_m$  para  $m = 0, 1, \dots, N$ . Resulta el sistema de ecuaciones

$$\sum_{n=0}^N (a_{mn} - \omega b_{mn}) a_n = 0 \quad m = 0, 1, \dots, N, \quad (3.4)$$

con  $a_{mn} = \langle \phi_m, L\phi_n \rangle$  y  $b_{mn} = \langle \phi_m, M\phi_n \rangle$ . El problema de autovalores para  $\omega$  también se puede escribir en forma matricial como

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \omega \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{X}, \quad (3.5)$$

donde  $\mathbf{X}^T = (a_0, a_1, \dots, a_N)^T$ ,  $\mathbf{A} = ((a_{mn}))$  y  $\mathbf{B} = ((b_{mn}))$ . Los autovalores correspondientes se pueden encontrar usando el método QR para calcular los autovalores de la matriz  $\mathbf{A}\mathbf{B}^{-1}$ . Si la matriz  $\mathbf{B}$  es singular se debe recurrir a un procedimiento QR para un problema de autovalores generalizado. El éxito de un método de tipo Galerkin dependerá de la elección de un conjunto de funciones  $\{\phi_n(y)\}$  apropiado.

En el INFIP, se había desarrollado un procedimiento numérico basado en el método descrito para analizar los espectro de inestabilidades resistivas, modos *tearing*, en configuraciones con y sin flujos constantes [Gratton y Krasnopolsky, 1994], tomando como base las funciones trigonométricas. Sin embargo, este método no se presta bien para exploraciones extensas en el espacio de parámetros.

### 3.1.b Base de polinomios de Chebyshev. Método tau

Para problemas donde es importante la presencia de paredes y donde las mayores variaciones de las funciones buscadas se dan en regiones cercanas a las mismas, una base apropiada de funciones la constituyen la familia de polinomios de Chebyshev de primera especie,  $\{T_n(y)\}$  con  $T_n(y) = \cos(n \cos^{-1} y)$  con  $n \in N_0$ .

A fin de desarrollar un código numérico eficiente en la base elegida, hemos reproducido los resultados de un importante trabajo de Orzag [1971] sobre el estudio de la estabilidad de la solución de la ecuación de Orr-Sommerfeld para flujo plano de Poiseuille en un canal. Adimensionalizando con el módulo de la velocidad no perturbada en el centro del canal y con el ancho medio del canal como unidades características de velocidad y longitud, respectivamente, el perfil de velocidades del equilibrio es  $v_0(y) = 1 - y^2$  en la dirección  $x$ , para  $|y| \leq 1$ . En un análisis bidimensional, con la componente  $y$  de la perturbación de la velocidad dada por la parte real de  $V = v(y)\exp[i\alpha(x - \omega t)]$ , la ecuación que debe satisfacer  $v(y)$  es

$$(D^2 - \alpha^2)^2 v - i\alpha \text{Re}[(v_0 - \omega)(D^2 - \alpha^2)v - vD^2v_0] = 0, \quad (3.6)$$

con las condiciones de frontera

$$v(y)|_{|y|=1} = 0, Dv(y)|_{|y|=1} = 0, \quad (3.7)$$

donde  $D = d/dy$  y  $\text{Re}$  es el número de Reynolds. La ecuación (3.6) es del tipo (3.1) donde  $M = D^2 - \alpha^2$  y  $L = -(i\alpha \text{Re})^{-1}M + v_0M - D^2v_0$ . Consideramos que la función  $v(y)$  admite una expansión en términos de los polinomios de Chebyshev, de la forma

$$v(y) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n T_n(y), \quad (3.8)$$

con

$$a_n = \frac{2}{c_n \pi} \int_{-1}^1 \frac{v(y) T_n(y)}{\sqrt{1-y^2}} dy,$$

donde  $c_n = 1 + \delta_{n,0}$ , y proponemos que la solución aproximada está dada por la suma parcial

$$v_N(y) = \sum_{n=0}^N a_n T_n(y). \quad (3.9)$$

La base  $\{T_n(y)\}$  posee la propiedad de que si el perfil estacionario,  $v_0(y)$ , es infinitamente derivable, la aproximación usada tiene un error que decae más rápidamente que cualquier potencia de  $1/N$  para  $N \rightarrow \infty$ , independientemente de las condiciones de contorno sobre la función  $v(y)$  o su derivada [Gottlieb y Orszag, 1977]. Utilizando las propiedades generales de los polinomios (ver apéndice 1), que permiten

vincular los coeficientes del desarrollo de las derivadas de una función con los de la propia función, y los coeficientes correspondientes al producto de dos funciones con los de cada una de ellas, reemplazamos (3.8) en la ecuación de cuarto orden (3.6) e igualamos a cero los términos correspondientes a cada  $T_n(y)$ . Se obtiene entonces un sistema infinito de ecuaciones que conduce a un problema matricial de autovalores (3.5) donde **A** y **B** son matrices de orden  $N+1$  cuando el desarrollo se trunca en el  $N$ -ésimo polinomio (3.9). Para el flujo analizado, los polinomios de Chebyshev no cumplen individualmente las condiciones de contorno (3.7), pues

$$T_n(\pm 1) = (\pm 1)^n, T'_n(\pm 1) = (\pm 1)^{n-1} n^2, \quad (3.10.a)$$

por lo tanto su uso requiere una adaptación.

Una posibilidad consiste en utilizar como base combinaciones apropiadas de polinomios que cumplan las condiciones de contorno. Otra alternativa, adoptada aquí y más usual debido a su mayor flexibilidad, consiste en obtener las ecuaciones para los coeficientes  $a_n$  en (3.9) usando un método espectral de tipo tau [Canuto et al., 1988]. En la implementación del método tau sólo se igualan a cero los términos correspondientes a  $T_n(y)$  para  $n = 0, 1, \dots, N-4$ , y las cuatro ecuaciones restantes se obtienen especializando la suma parcial (3.9) y su derivada en los contornos, de lo que resulta

$$\sum_{\substack{n=0 \\ n \equiv 0 \pmod{2}}}^N a_n = 0, \quad \sum_{\substack{n=1 \\ n \equiv 1 \pmod{2}}}^N a_n = 0, \quad \sum_{\substack{n=0 \\ n \equiv 0 \pmod{2}}}^N n^2 a_n = 0, \quad \sum_{\substack{n=1 \\ n \equiv 1 \pmod{2}}}^N n^2 a_n = 0. \quad (3.10.b)$$

Se evita de esta forma la sobredeterminación del sistema. En este método el comportamiento de las componentes de baja frecuencia de la solución ( $n$  pequeño) está determinado por la ecuación dinámica, mientras que el comportamiento de las componentes de frecuencia alta ( $n$  grande) está determinado por las condiciones de contorno. El resultado final de la discretización es un problema de autovalores generalizado de la forma (3.5), donde la matriz **B** es siempre singular. Los autovalores se obtienen generalmente en forma directa usando el algoritmo QR para matrices. Reprodujimos los resultados obtenidos por Orzag [1971] con  $\alpha = 1$  y  $Re = 10000$  sin dificultad. Aún sin aprovechar la simetría (par) que tiene este problema, obtuvimos con  $N = 40$  el autovalor  $\omega = 0.23752649 + 0.00373967i$ .

Esta técnica ha probado ser eficiente para proveer soluciones precisas de problemas de autovalores pero presenta, sin embargo, la desventaja de obtener modos espurios (inestables) con autovalores que varían mucho según el número de elementos  $N$  que se tomen en el desarrollo (3.9) y que, en general en esta variante, son absurdamente grandes. Por esta razón es recomendable repetir el cálculo con distintos valores de  $N$  para asegurarse de la validez de los resultados.

Cuando este método se implementa sobre el sistema de ecuaciones del caso MHD ideal (2.37-39), donde se tienen tres incógnitas,

$$v_{1,yN}(y) = \sum_{n=0}^N a_n T_n(y), \quad b_{1,yN}(y) = \sum_{n=0}^N b_n T_n(y), \quad \rho_{1N}(y) = \sum_{n=0}^N d_n T_n(y), \quad (3.11)$$

el problema matricial de autovalores que se obtiene es de  $3N + 3$  ecuaciones con  $\mathbf{A}$  y  $\mathbf{B}$  matrices por bloques de orden  $N+1$  de la forma

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} & \mathbf{A}_{13} \\ \mathbf{A}_{2,1} & \mathbf{A}_{2,2} & \mathbf{O} \\ \mathbf{A}_{3,1} & \mathbf{O} & \mathbf{A}_{3,3} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{X} = \omega \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{B}_{11} & \mathbf{O} & \mathbf{O} \\ \mathbf{O} & \mathbf{B}_{22} & \mathbf{O} \\ \mathbf{O} & \mathbf{O} & \mathbf{B}_{33} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{X}, \quad (3.12)$$

siendo  $\mathbf{O}$  la matriz nula y  $\mathbf{X}^T = (a_0, a_1, \dots, a_N, b_0, b_1, \dots, b_N, d_0, d_1, \dots, d_N)$ . En este problema de autovalores hay que reemplazar algunas de las ecuaciones con las expresiones de las condiciones de contorno correspondientes, en forma análoga a (3.10). Si se deseara incorporar los efectos disipativos de acuerdo a las ecuaciones de la sección 2.2, el orden del sistema aumentaría a  $5N+5$ .

### 3.1.c Adaptación a otros problemas

Los polinomios de Chebyshev resultaron inadecuados para problemas de estabilidad MHD en los cuales las variaciones importantes de las soluciones ocurren cerca de  $y = 0$  (capa resistiva central), a menos de aumentar el número de elementos de la base en detrimento de la eficiencia del código (el tiempo de cálculo escala como  $N^3$  y el requerimiento de memoria escala como  $N^2$ ). Para mejorar la resolución en la zona central, modificamos el algoritmo trabajando con un cambio de escala y un corrimiento en la variable. Para cada función incógnita  $f(y)$ , desdoblamos el problema en dos, uno

para valores negativos y el otro para valores positivos de la variable independiente, de la forma

$$f_N(y) = \begin{cases} \sum_{n=0}^N a_{n(+)} T_n(2y-1) & 0 \leq y \leq 1, \\ \sum_{n=0}^N a_{n(-)} T_n(2y+1) & -1 \leq y < 0. \end{cases}$$

A este punto, además de las condiciones de frontera correspondientes, hay que agregar condiciones de empalme de las soluciones en el origen, e.g., continuidad en la función  $f(y)$  y en su derivada. De esta forma, el sistema matricial de ecuaciones duplica el orden pero permite resolver problemas en intervalos acotados, sin simetría en las soluciones, con una alta resolución en las regiones extremas y en la central.

Con este esquema, continuamos las pruebas de códigos de estabilidad hidrodinámica para flujos paralelos intentando reproducir los resultados de un estudio de Betchov y Szewczyk [1963] realizados con un método de valores iniciales. En ese trabajo se estudia la estabilidad de un perfil estacionario del tipo tangente hiperbólica para la velocidad (adimensionalizada),  $v_0(y) = \tanh(y)$  con  $y \in (-\infty, \infty)$ . El planteo del problema conduce a la resolución de la ecuación (3.6) para la amplitud compleja de la autofunción  $v(y)$ . Al realizar esta prueba del código Galerkin-tau comenzaron a ponerse en evidencia los inconvenientes de la base elegida para el problema de estabilidad sobre intervalos infinitos. La figura 3.1 muestra los resultados obtenidos con distintos valores de Número de Reynolds,  $Re$ , para el producto del parámetro  $\alpha$  por de la tasa de crecimiento de la inestabilidad,  $p$  (figura 1 de Betchov y Szewczyk [1963]), en función de  $\alpha$ .

Mayores aún fueron las dificultades al aplicar Galerkin-tau a un problema de estabilidad MHD, con resistividad y viscosidad, que había sido tratado con otra técnica por Killeen y Shestakov [1978], integrando directamente las ecuaciones en el tiempo con un esquema de tipo Crank-Nicolson. Se trata de analizar el efecto de un flujo constante normal a una lámina de corriente sobre los modos de tipo *tearing*. Para problemas de este tipo fueron necesarias nuevas adaptaciones y los resultados no fueron satisfactorios. Una alternativa posible es mantener la base de polinomios, recomendada por Orzag, y trabajar con una nueva variable independiente, por ejemplo  $Y = \tanh(y)$ , para llevar el intervalo infinito a un intervalo acotado. La otra alternativa es buscar para

cada problema en particular en estudio una base más adecuada. La primera de las alternativas no es de fácil implementación por la complejidad de las ecuaciones y de las rutinas que resultan, y no dio resultados satisfactorios. La segunda opción implica entrar en terrenos poco explorados en la literatura, investigando propiedades de familias de funciones ortogonales, que no tienen la bondad de los polinomios de Chebyshev, sin garantías de resultados satisfactorios.

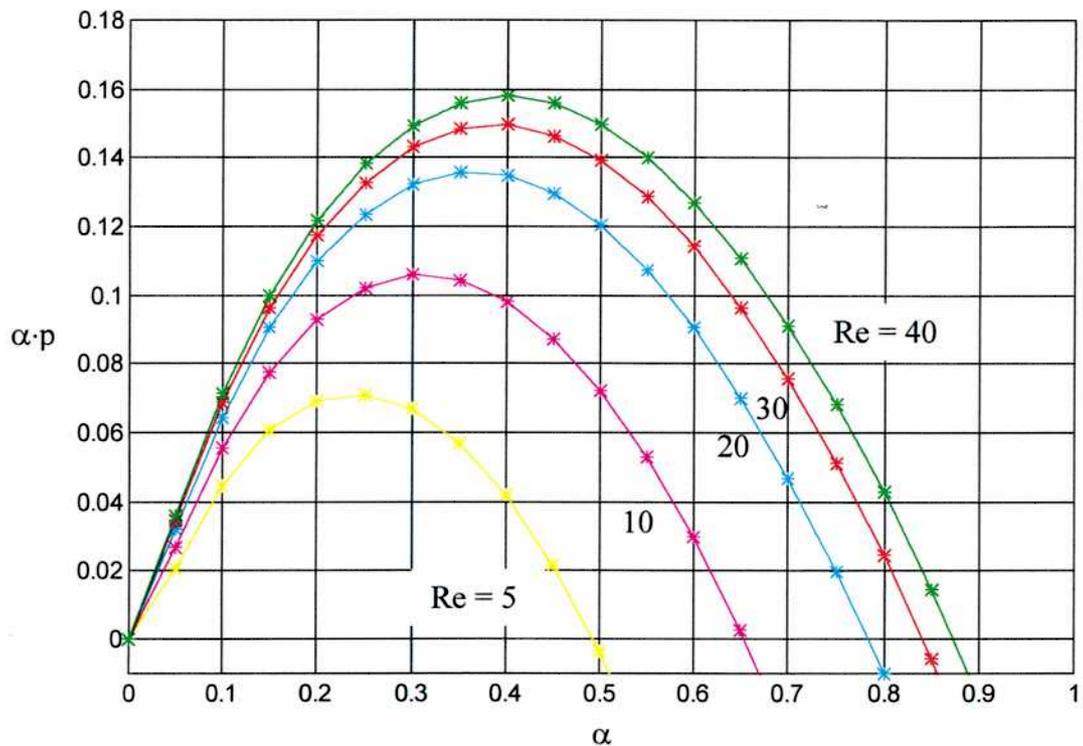


Figura 3.1 Tasa de crecimiento de la inestabilidad para distintos valores de  $Re$ .

### 3.2 Métodos matriciales usando diferencias finitas

A fin de ganar en velocidad y flexibilidad de operación sobre el método anterior en problemas de fronteras no acotadas, probamos un método matricial de diferencias finitas, empleando técnicas eficientes de cálculo con matrices *sparse*, para el problema de autovalores de la estabilidad. Este método fue empleado por Bender [1997] en estudios de estabilidad de modos *tearing* con flujo de plasma al orden cero. Este método numérico resultó ser una herramienta adecuada para todos los problemas de intervalos no acotados estudiados en esta tesis.

En el método de las diferencias finitas la ecuación a resolver, por ejemplo (3.1), se reemplaza por una ecuación en diferencias donde las derivadas se aproximan por desarrollos de Taylor en función de los valores de la variable dependiente sobre una grilla numérica  $(y_1, y_2, \dots, y_N)$ . El resultado final es una ecuación matricial de la forma (3.5) pero donde ahora  $\mathbf{X}^T$  representa el vector formado por los valores de la solución incógnita en los puntos de la grilla y  $\mathbf{A}$  y  $\mathbf{B}$  son las expresiones matriciales de los operadores  $L$  y  $M$  en (3.1) –en general de banda limitada. Para un sistema de ecuaciones como el (2.37-39),

$$\mathbf{X}^T = (v_{1y}(y_1), \dots, v_{1y}(y_N), B_{1y}(y_1), \dots, B_{1y}(y_N), \rho_{1y}(y_1), \dots, \rho_{1y}(y_N)).$$

Un parámetro importante en los métodos con diferencias finitas es la cantidad de puntos,  $N$ , que componen la grilla numérica. Cuando las variaciones espaciales de las autofunciones son muy pronunciadas, se acostumbra usar grillas no uniformes aumentando la densidad de puntos en la zona de interés. En las aplicaciones de esta tesis se utiliza una grilla estirada definida por

$$\eta \equiv \begin{cases} -\ln(1-y) & y < 0, \\ \ln(1+y) & y > 0. \end{cases} \quad (3.13)$$

La figura 3.2 muestra la relación (3.13) en forma gráfica.

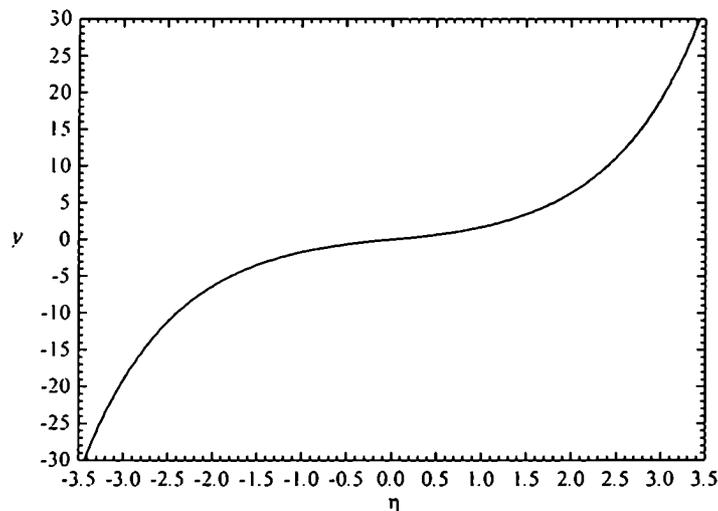


Figura 3.2 Relación entre  $y$  y  $\eta$ —grilla no uniforme.

Sin embargo, la precisión de los resultados obtenidos depende también de otros factores, por ejemplo, el tipo de discretización –diferencias centradas, no centradas, etc.). Como pruebas del código empleado, hemos reproducido sin dificultades algunos resultados del estudio de la estabilidad de una configuración MHD con un punto de estancamiento puro donde se incluye una componente adicional para la perturbación de la velocidad, normal al plano del movimiento [Gratton y Krasnopolsky, 1994 (con Galerkin-Fourier), Bender, 1997 (con diferencias finitas)].

Para el estudio de la estabilidad de las configuraciones de plasmas espaciales que estudiamos en esta tesis optamos por este último método numérico, dadas su eficiencia y sus ventajas sobre los métodos ensayados con anterioridad cuando se aplica a problemas de intervalos no acotados.

## **4 La inestabilidad Kelvin-Helmholtz en el frente de la magnetopausa diurna: teoría y fenomenología**

El estudio de los procesos físicos que se desarrollan en la interacción viento solar – magnetosfera ha planteado una profusa variedad de problemas. Entre ellos, la evolución de las inestabilidades de la magnetopausa terrestre diurna y la propagación de las perturbaciones hacia los flancos, constituye una temática de renovado interés. La misma se enriquece con la próspera relación establecida en los últimos años entre la evidencia observacional, las interpretaciones fenomenológicas, los estudios teóricos y las simulaciones numéricas. Luego de introducir la fenomenología de la magnetopausa terrestre, focalizamos una presentación de trabajos recientes vinculados a las aplicaciones de esta tesis.

### **4.1 Láminas de corriente en la magnetopausa terrestre**

El entorno espacial terrestre se ha convertido en un gran laboratorio de exploración de física del plasma básica, enriquecido por el desarrollo de nuevas tecnologías. La energización del plasma en este escenario se origina en el viento solar emitido por el Sol como consecuencia de las altas temperaturas alcanzadas por el plasma tenue de su corona. El viento solar ocupa el espacio interplanetario y transporta energía en forma de energía cinética, energía térmica y energía magnética.

El campo magnético de la Tierra como en otros planetas –véase, por ejemplo, Kivelson y Russell [1995] y bibliografía allí citada– presenta un obstáculo al viento solar. El campo magnético terrestre, de tipo aproximadamente dipolar en regiones cercanas al planeta, es distorsionado como consecuencia de la interacción con el viento solar. La presión dinámica del viento solar confina al campo geomagnético en una cavidad que rodea al planeta, llamada magnetosfera, cuya frontera exterior se conoce como magnetopausa. La magnetopausa separa las líneas del campo geomagnético de las líneas del campo magnético interplanetario (IMF, *interplanetary magnetic field*). El viento solar tiene velocidades supersónicas antes de alcanzar el planeta, y se frena a través de una onda de choque magnetosónica rápida conocida como *bow shock* (BS). El

BS es otra frontera del entorno espacial terrestre que separa el flujo supersónico de un movimiento subsónico del plasma solar. El flujo de plasma es luego desviado alrededor del obstáculo constituido por la magnetopausa diurna. La región comprendida entre este frente de choque y la magnetopausa es conocida como magnetovaina o *magnetosheath*, donde dominan los efectos del viento solar desviado. La figura 4.1 representa la sección de corte de un esquema muy simple de la magnetosfera según el plano meridiano mediodía-medianoche. El gráfico ilustra una magnetopausa cerrada: no hay líneas magnéticas que atraviesen esa frontera,  $B_n = 0$ . En la figura no se muestra el IMF. La ley de Ampère aplicada sobre la frontera indica que la misma debe acarrear las corrientes mostradas, fluyendo dentro y fuera del plano del esquema y, por lo tanto, la magnetopausa constituye una gigantesca lámina de corriente. Además de la ley de Ampère, estas corrientes participan en la ecuación de movimiento a través de la fuerza  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / c$ , la cual deflecta el plasma del viento solar, como puede verse cualitativamente en la figura con el trazado de las flechas de mayor grosor.

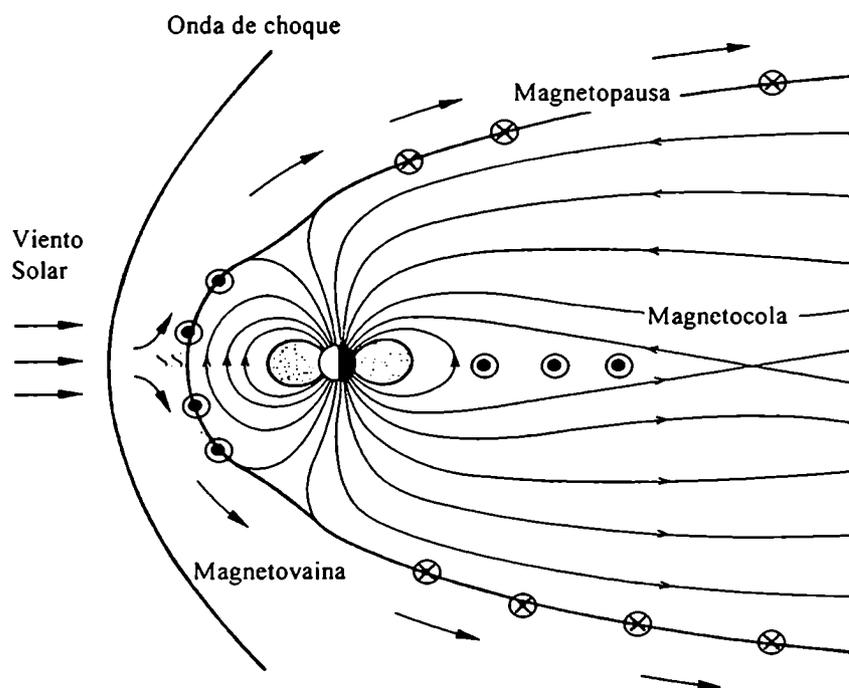


Figura 4.1 Esquema simplificado de la magnetosfera terrestre y su entorno como resultado de la interacción del viento solar con el campo geomagnético.

La naturaleza y la eficiencia de la transferencia de energía y de cantidad de movimiento a través de la magnetopausa presentan características muy diferentes en distintas zonas de la misma. La orientación del IMF es fuente de una variedad adicional de la fenomenología de estos procesos. Aún tomando en consideración sólo la zona subsolar (SS) de la magnetopausa, las propiedades de esta región y la de la magnetovaina adyacente dependen fuertemente de la cizalladura (*shear*) magnética, es decir de la orientación del IMF respecto del campo magnético terrestre –véase, e.g., Phan et al. [1994]. En particular, para campos interplanetarios orientados al norte se desarrolla en las inmediaciones de la magnetopausa –del lado de la magnetovaina– una región llamada *plasma depletion layer* (PDL). El PDL está caracterizado por un descenso de la densidad del plasma, aproximadamente a la mitad del valor que tiene en la magnetovaina propiamente dicha. También son características del PDL el crecimiento del campo magnético respecto de su valor en la magnetovaina, la formación de flujo de plasma de tipo línea de estancamiento, y la tendencia del campo de velocidades a virar en dirección normal al campo magnético local. En cambio, orientaciones del IMF sur están asociadas frecuentemente a fenómenos de reconexión de líneas magnéticas, produciéndose una violación local de la condición de congelamiento de las mismas. Estos procesos, si bien están localizados inicialmente, tienen luego consecuencias globales. La figura 4.2 es una reproducción del esquema de reconexión presentado por Dungey [1961] para dos configuraciones extremas, sur y norte, en la orientación del IMF. Dungey reconoció que la magnetopausa puede ser abierta,  $B_n \neq 0$ , para IMF sur y esto permitiría la penetración directa del plasma del viento solar dentro de la magnetosfera.

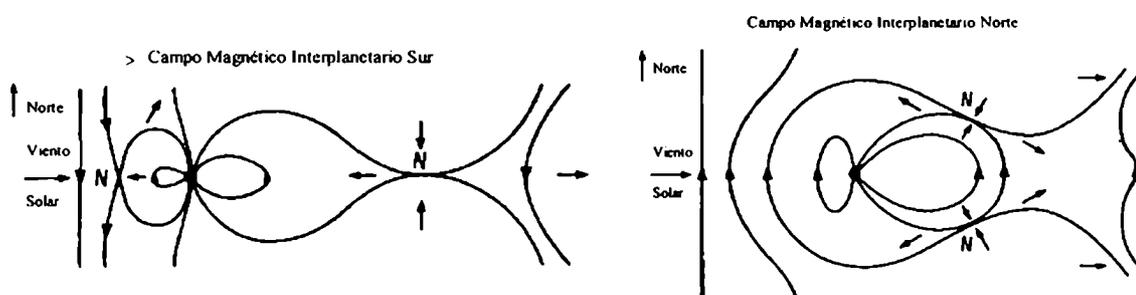


Figura 4.2 Esquema de reconexión de líneas magnéticas [Adaptado de Dungey, 1961].

Si la magnetopausa fuera una frontera siempre impenetrable para la materia podría ser fácilmente identificada, puesto que los plasmas de ambos lados tendrían distintas densidades y temperaturas aún cuando no se observaran cambios significativos del campo magnético durante un cruce satelital. Como sucede con otras fronteras de plasmas espaciales, la magnetopausa no es impenetrable. Así es que, desde la primer visión de Chapman y Ferraro [1931], de una frontera de existencia ocasional vinculada a manifestaciones periódicas de la actividad solar, hasta nuestros días, no existe un criterio único para la identificación de la magnetopausa. Entre las formas usuales de localizar la magnetopausa se encuentra su demarcación a través del lugar donde comienzan a aparecer las partículas energéticas magnetosféricas, o donde se inician cambios en la temperatura, o en el campo magnético [e.g., Song et al., 1990]. No obstante, las observaciones de las signaturas mencionadas pueden no coincidir entre sí. Por otra parte, un factor limitante para estudios detallados de la magnetopausa, sumado a la naturaleza no estacionaria de la posición de esta superficie, lo constituye la resolución temporal de los datos registrados. La magnetopausa es con frecuencia delgada (300-1000 km, ó 5-20 radios de giro iónicos) y se mueve a menudo con una velocidad sustancial al pasar por el satélite (15~45 km/s). La duración típica de los cruces de la magnetopausa es menor que 30 s [Berchem y Russell, 1982]. Con el avance tecnológico en el área satelital y la implementación de nuevas misiones se progresa en superar esta dificultad.

Se distingue con frecuencia en la zona inmediata hacia el lado terrestre de la magnetopausa, una región de plasma con características diferentes de las del plasma magnetosférico, conocida en la literatura como el *boundary layer* (BL), presente tanto del lado diurno como hacia la cola de la magnetosfera. Constituye la capa límite de la magnetosfera con la magnetopausa y normalmente tiene un flujo alineado con el flujo en la magnetovaina adyacente a esa interfase. Esto es debido al arrastre de tipo viscoso, cuyo origen en escala microscópica no está aún bien comprendido, pero cuya presencia a escala macroscópica se manifiesta en la notable elongación de la magnetosfera hacia la cola en el sentido antisolar. Es el paradigma de la interacción viscosa viento solar - magnetosfera. Suele diferenciarse el borde externo del BL, más cercano a la magnetopausa, del borde interno (IEBL, *inner edge of the boundary layer*), más cercano

a la magnetósfera propiamente dicha. La región del BL en la zona subsolar ecuatorial se denomina el *low latitude boundary layer* (LLBL).

El LLBL fue observado por primera vez hace poco más de un cuarto de siglo [Hones et al., 1972; Akasofu et al., 1973] y se define como la región de la magnetosfera a bajas latitudes en la cual se encuentran partículas provenientes de la magnetovaina que, de alguna manera, han logrado atravesar la magnetopausa –posiblemente a altas latitudes. Las observaciones del LLBL muestran que el mismo aumenta de grosor y fluye más rápido cuanto más lejos estemos del punto subsolar, y se estima que provee una considerable fracción del plasma y del transporte de energía a la magnetosfera externa. Los primeros registros, provenientes en su mayoría del satélite IMP (*Interplanetary Monitoring Platform*) 6, señalaron la presencia de un gradiente de densidad normal a la frontera [Eastman y Hones, 1979]; ISEE (*International Sun-Earth Explorer*) y AMPTE (*Active Magnetospheric Particle Tracer Explorer*) han provisto más observaciones, no sólo de la región cercana a los flancos sino también de las vecindades de la región subsolar, e indican un perfil del tipo meseta (*density plateau*). Estas diferencias en los perfiles de densidad del LLBL han dado lugar a distintos modelos, basados en procesos de difusión o de reconexión, para explicar la formación del LLBL [Song y Russell, 1992]. Los casos en los cuales no se registra LLBL pueden deberse tanto a un rápido movimiento de la magnetopausa combinado con baja resolución temporal de los instrumentos, cuanto a la no formación del LLBL en sí mismo [Paschmann, 1979; Eastman et al., 1996]. La orientación del IMF también afecta el comportamiento del LLBL, el cual puede volverse inestable junto con la magnetopausa o independientemente de ella.

La magnetocola o *magnetotail* es el nombre dado a la región de la magnetosfera terrestre que se extiende, alejándose del Sol, detrás de la Tierra (~200-1000  $R_E$ ,  $R_E$ : radio terrestre de aprox. 6400 km). Actúa como un reservorio de plasma y de energía magnética, los cuales son liberados en el interior de la magnetosfera en forma aperiódica durante los episodios de perturbación magnética inducidos por la actividad solar, llamados subtormentas magnetosféricas. Una lámina de corriente está situada en el centro de la cola, embebida en el interior de una región de plasma caliente, el *plasmashet*, que separa dos regiones conocidas como lóbulos. Las colas de los lóbulos

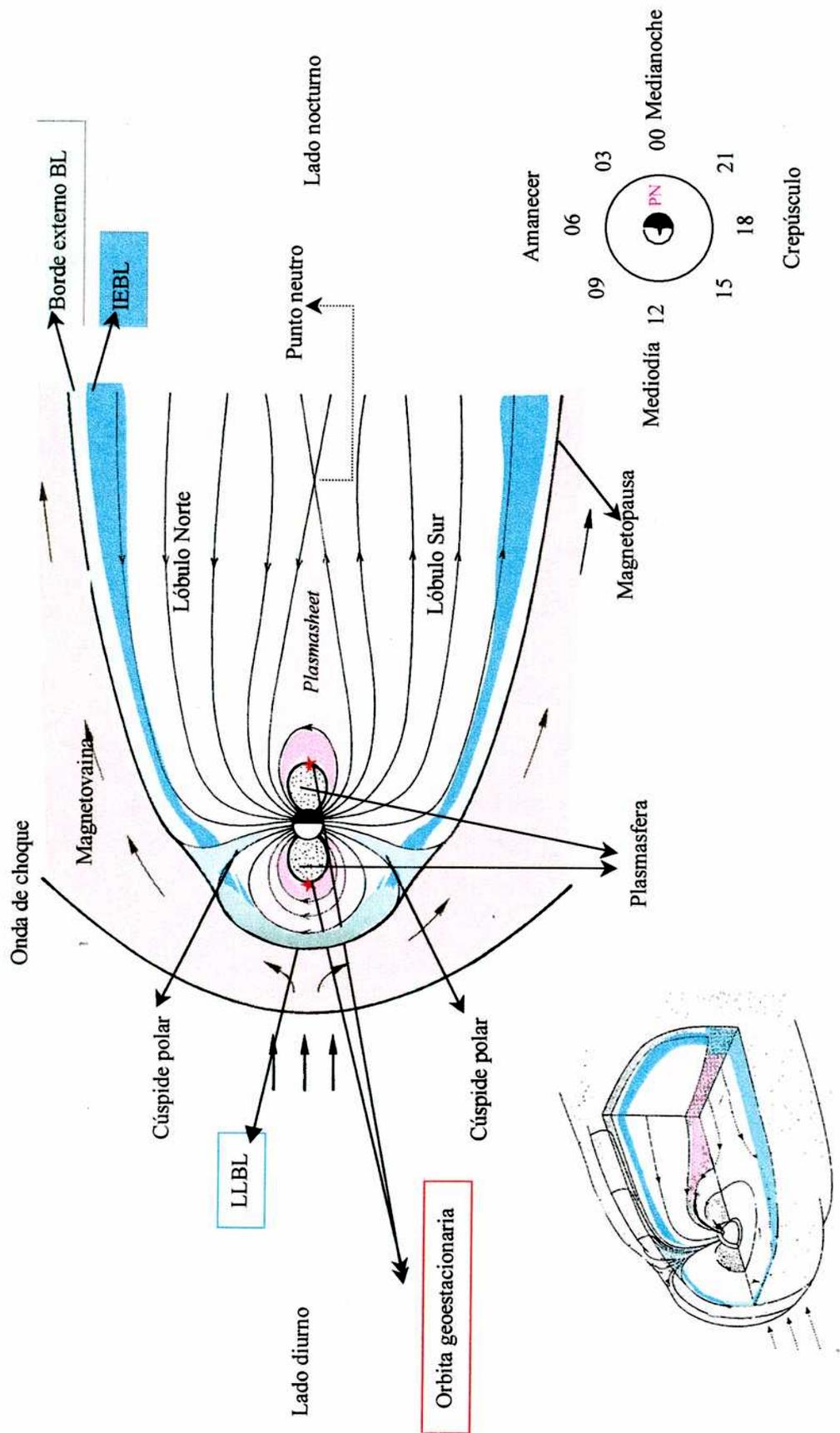


Figura 4.3 Representación esquemática de las regiones de plasma en el entorno de la magnetosfera terrestre.

se conectan magnéticamente con las dos regiones polares de la Tierra y son identificadas como lóbulos norte y sur, respectivamente. Las cúspides polares son las áreas alrededor de los polos geomagnéticos vinculados al óvalo auroral. Completamos en la figura 4.3 un esquema de algunas zonas y láminas de corriente que suelen distinguirse en el entorno terrestre.

#### **4.2 Perturbaciones de la magnetopausa: región diurna y flancos cercanos**

El estudio de la física del sistema viento solar - magnetopausa - magnetosfera conduce a la consideración de una compleja variedad de mecanismos de interacción. En el caso de IMF orientado fuertemente al norte, que hemos elegido para las aplicaciones desarrolladas en esta tesis, el transporte de cantidad de movimiento y de energía del viento solar a la magnetosfera depende de interacciones de tipo pseudo-viscoso. Entre los procesos que pueden generar una interacción viscosa se encuentra en primer lugar la inestabilidad KH asociada a gradientes de velocidad a través de la magnetopausa.

La posibilidad de que la magnetopausa sea perturbada por inestabilidades del tipo KH fue sugerida por primera vez por Dungey [1954]. Desde entonces, la viabilidad de transferencia de energía y cantidad de movimiento del viento solar a la magnetosfera por este medio ha sido examinada en varios estudios (e.g., Axford y Hines [1961], Southwood [1968], y las reseñas de Belmont y Chanteur [1989], Miura [1995], Fitzenreiter y Ogilvie [1995], Kivelson y Chen [1995] y Farrugia et al. [1998a]). La inestabilidad es producida por una cizalladura (*shear*) en la velocidad del plasma. A través de la magnetopausa existe un gradiente de velocidades porque la velocidad del plasma de la magnetovaina se reduce a cero, o a valores muy pequeños, traspasando esta frontera. La evidencia del desarrollo de este tipo de inestabilidad es variada: tanto registrada en forma directa, *in situ*, como indirecta, deducida a partir de mediciones terrestres. Por ejemplo, el análisis de Seon et al. [1995] de cruces múltiples de satélites que son consistentes con la presencia de ondas de superficie propagándose hacia la cola de la magnetosfera, cuyo origen probable es el desarrollo de inestabilidades KH. Por otra parte, es opinión aceptada en la comunidad espacial que la inestabilidad KH es una de las causas de las pulsaciones del campo geomagnético tipo Pc-5 (períodos entre 150 y 600 s) [e.g., Kivelson y Southwood, 1986]. Los estudios sugieren que la KH en la

magnetopausa genera fluctuaciones detectables en la superficie terrestre en un rango de períodos entre 120-240 s [Seon et al., 1995].

Las oscilaciones de la magnetopausa tienen distintas características. Hay movimientos del tipo ondulatorio pero puede haber perturbaciones de otro tipo. Hay oscilaciones en las cuales grandes porciones de la frontera se mueven alternativamente hacia la Tierra y luego en dirección opuesta. El origen de este movimiento característico puede ser una fluctuación en la presión dinámica del viento solar. La perturbación es semejante a una abolladura en el paraboloides que describe la magnetopausa. Esta deformación se propaga luego desde el lado diurno hacia los flancos. Entonces, surge la cuestión de si las perturbaciones son solamente producidas por variaciones del viento solar o bien, si las oscilaciones de la superficie representan inestabilidades intrínsecas de la frontera. Cualquiera sea la respuesta, hay que tomar en consideración que los movimientos acelerados de la magnetopausa (cuando se dirigen hacia el Sol) intensifican el desarrollo de inestabilidades KH [Mishin, 1993; Gratton et al., 1996]. En efecto, Gratton et al. [1996], mostraron que bajo condiciones bien específicas, una caída rápida y pronunciada de la presión dinámica del viento solar podría generar la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (RT) en la magnetopausa. La magnetopausa es una interfase entre el plasma relativamente denso de la magnetovaina y el plasma menos denso de la magnetosfera que puede sufrir [Parks et al., 1979; Sonnerup et al., 1987] aceleraciones del orden de unos pocos  $\text{km/s}^2$ . Queda entonces planteada la posibilidad del acoplamiento de los modos KH y RT, modificando mutuamente sus efectos individuales.

#### **4.3 Observaciones satelitales de las perturbaciones de la magnetopausa: antecedentes**

El desarrollo de ondas de superficie en la magnetopausa es un hecho observacional conocido desde hace mucho tiempo [e.g., Holzer et al., 1961], deducido a partir de cruces múltiples durante la travesía de un satélite. Dichos cruces pueden ser el resultado de movimientos radiales globales de la magnetopausa asociados a variaciones de la presión dinámica del viento solar –modo “*breathing*”, figura 4.4.a– o bien ondas de superficie propagándose hacia la cola a lo largo de la frontera –figura 4.4.b.

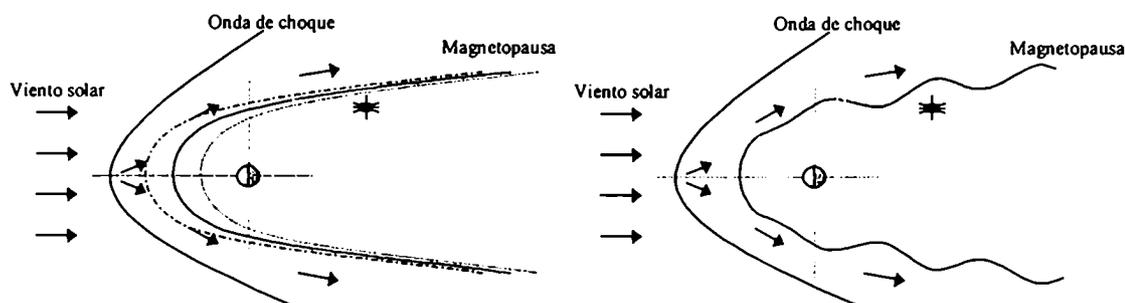


Figura 4.4 Perturbaciones de la magnetopausa que provocan cruces múltiples del satélite con la magnetopausa: a) modo *breathing*; b) perturbaciones ondulatorias.

Como origen de estas oscilaciones se han propuesto tres mecanismos principales:

- a) cambios en la presión dinámica del viento solar en los cuales como consecuencia del impacto inicial del frente de presión en la magnetopausa diurna, se produce una secuencia de deformaciones de la superficie que se propagan hacia la cola [e.g., Song et al, 1988; Farrugia et al., 1989];
- b) transferencia de flujo magnético *-flux transfer event*, FTE [Russell y Elphic, 1978], donde el tubo de flujo reconectado perturba la frontera mientras es arrastrado hacia la cola;
- c) la inestabilidad KH.

Song et al. [1988] realizaron un examen estadístico de oscilaciones de la magnetopausa usando cruces múltiples a baja latitud por el par de satélites ISEE 1 y 2 durante el tiempo de operación de los mismos (10 años). Analizan ondas de períodos entre 2 y 30 minutos y encuentran que la magnetopausa es más oscilante cuando el IMF apunta hacia el sur que cuando está orientado hacia el norte. Para IMF sur, los autores concluyen que los pulsos de presión dinámica no pueden ser la única causa de las oscilaciones de la magnetopausa, y proponen como causa adicional los denominados FTEs, esquematizados en la figura 4.5. Esta conclusión es consistente con el hecho de que las perturbaciones producidas por los FTEs crecen cuando se alejan del sitio de reconexión [Berchem y Russell, 1984; Rijnbeek et al., 1984]. Podrían entonces, explicar que la magnetopausa es progresivamente más ondulatoria hacia los flancos, de acuerdo con las estadísticas del ISEE y otras observaciones. Para IMF norte, Song et al., concluyen que las variaciones de la presión dinámica son suficientes para explicar las

ondas de superficie. Naturalmente, en el caso de IMF norte no es de esperar que ocurra reconexión en la magnetopausa diurna y, por lo tanto, la aparición de FTEs. Estos autores creen que la inestabilidad KH constituye, a lo sumo, una contribución menor a la generación de ondas de superficie en la magnetopausa.

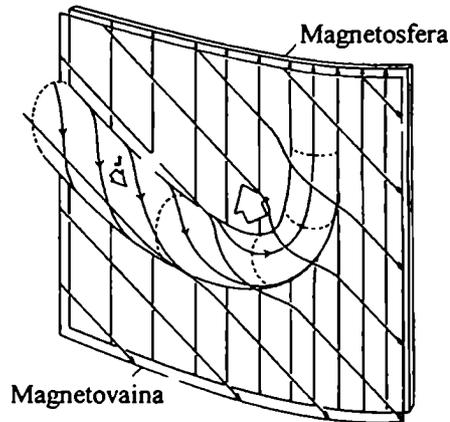


Figura 4.5 Esquema del extremo norte de un tubo de flujo después de la reconexión en la magnetopausa diurna –FTE [Adaptado de Berchem y Russell, 1984].

Sin embargo, existen estudios de perturbaciones de la superficie en eventos particulares, en los cuales por medio de un análisis que excluye la presencia de otros mecanismos, i.e., variación de la presión dinámica, se desprende que el origen de las ondas por acción de la inestabilidad KH es completamente razonable. Discutimos a continuación algunos ejemplos seleccionados, elegidos con el fin de destacar los dilemas que se presentan en la interpretación de los datos. Otros ejemplos pueden encontrarse en las reseñas de Fitzenreiter y Ogilvie [1995] y Kivelson y Chen [1995].

Chen y Kivelson [1993] y Chen et al. [1993] estudiaron numerosos casos de cruces múltiples magnetopausa-BL, sobre los flancos de la magnetosfera usando los datos de plasma y campo magnético del par de satélites ISEE 1 y 2. Algunos de estos encuentros con la magnetopausa duraron varias horas. La mayoría corresponden a IMF norte, orientación que no apoya la interpretación de los datos en favor de fenómenos de reconexión en la zona diurna. Estos autores mostraron, sin lugar a dudas, que los cruces múltiples eran debidos a perturbaciones en la superficie que se propagaban hacia el lado nocturno. Examinando los registros de la presión dinámica del viento solar durante el período estudiado, se pudo excluir este mecanismo como causa de los cruces. Por

eliminación queda como causa más probable la inestabilidad KH. Criterios teóricos aplicados a estos eventos indicaron que la magnetopausa se encontraba en condiciones de inestabilidad. Estos trabajos constituyen una sólida evidencia de la presencia de la KH en la magnetopausa y una contribución a la comprensión del acoplamiento viscoso entre viento solar y magnetosfera para IMF norte.

Utilizando datos de satélites en órbitas geoestacionarias, Cahill y Winkler [1992] estudiaron las oscilaciones de la magnetopausa bajo condiciones de viento solar en las cuales la magnetosfera está muy comprimida. La disminución de la amplitud de las perturbaciones asociada con la disminución de la distancia a la Tierra es consistente con las propiedades de ondas superficiales. Los datos del campo magnético provienen del par de satélites geoestacionarios GOES (*Geosynchronous Operational Environmental Spacecraft*) 6 y 7, los que, durante los 30 minutos que dura el evento aproximadamente, estaban situados cerca de las 10:30 y 12:30 hora local, respectivamente. GOES 6 registró un tren de oscilaciones de la componente norte del campo geomagnético de período aproximado de 5 minutos, antes de dejar la magnetosfera. GOES 7, situado dentro de la magnetosfera, registró también oscilaciones en el campo magnético terrestre pero de menor amplitud que las observadas por GOES 6. Los autores no creen que el origen de las oscilaciones sea la reconexión magnética (a pesar de que la orientación del IMF era sur) debido a que la estricta periodicidad de las mismas no tiene un antecedente similar en las estadísticas de los FTEs [Lockwood y Wild, 1993]. Tampoco parece probable como causa un pulso de presión, porque el campo magnético terrestre en el lado diurno no muestra ninguna evidencia de compresiones magnéticas de frecuencia similar.

En un meduloso análisis, Ogilvie y Fitzenreiter [1989] utilizaron mediciones hechas con el espectrómetro electrónico vectorial del ISEE 1, de muy alta resolución temporal (pocos segundos) durante travesías de la magnetopausa y el LLBL. Usando el criterio de inestabilidad de KH en el límite incompresible, los autores investigaron la inestabilidad tanto sobre la magnetopausa y el IEBL, considerados ambos como fronteras, cuanto sobre estructuras dentro del BL. Ogilvie y Fitzenreiter subdividieron los cruces BL-magnetopausa en dos clases, suaves y pulsados de acuerdo a la temperatura electrónica y al cambio de la densidad del BL, paulatino o por pasos discretos, durante el pasaje del satélite. Entre otros resultados, encontraron que los pases

pulsados del IEBL parecen ser inestables, mientras que los cruces suaves son, generalmente, estables tanto en el IEBL como en la magnetopausa.

Un punto de estudio en los trabajos observacionales recientes que tratan la inestabilidad de KH ha sido decidir cuál frontera es la que resulta inestable, la magnetopausa o el IEBL. Como lo evidencia el número de interpretaciones contrastantes hechas por distintos grupos de trabajo para un mismo evento, estas cuestiones no son fáciles de asentar en forma observacional. Coincidimos con el punto de vista de Fitzenreiter y Ogilvie [1995] que la ambigüedad se debe, en parte, a la relativa escasez de observaciones y, parcialmente, también a la dificultad de determinar el origen de la materia del LLBL. A esto añadimos la posibilidad de movimientos acoplados de la magnetopausa y el IEBL, como lo señalan Sckopke et al. [1981] en un ejemplo muy estudiado (ver su figura 7). Un nuevo estudio de la identificación observacional de actividad KH en los flancos de la magnetopausa realizado en base a datos satelitales recientes no publicados se presenta en el capítulo 7 de esta tesis.

#### **4.4 Progresos en la teoría de la inestabilidad Kelvin-Helmholtz**

##### **4.4.a Modos compresibles y resonancias**

Cuando se tiene en cuenta el efecto de la compresibilidad en los modos KH ordinarios a velocidades subsónicas, las correcciones a las tasas de crecimiento son pequeñas. Existe otro tipo de modos KH asociados a la compresibilidad los cuales, naturalmente, no aparecen en una teoría incompresible. La tasa de crecimiento de los modos compresibles es menor que la de los modos ordinarios, y no se tomarán en cuenta en este estudio. Sin embargo, para velocidades supersónicas la compresibilidad puede tener un efecto estabilizador. Por esta razón, la inestabilidad KH se excita en el lado diurno de la magnetopausa, dado que en los flancos magnetosféricos el número de Mach crece a valores mayores que 1 y la inestabilidad no se desarrolla. Es opinión difundida que la KH se excita en el frente de la magnetopausa y las perturbaciones son arrastradas luego hacia la cola [e.g., Wu, 1986]. Sin embargo recientemente Miura ha defendido una tesis contraria [Miura, 1990, 1992]. La tomaremos en consideración en el capítulo 7 donde se trata de la física de los flancos cercanos.

Como se acaba de mencionar, un conjunto de raíces de la relación de dispersión del modelo compresible, que corresponde a la mayor tasa de crecimiento, tiende hacia los modos KH ordinarios cuando la velocidad de sonido,  $c_s$ , tiende a infinito. Otro conjunto de raíces depende críticamente de la compresibilidad y desaparece al tomar el límite  $c_s \rightarrow \infty$  [Miura y Pritchett, 1982; Kivelson y Pu, 1984; González y Gratton, 1994]. Estos modos tienen tasas de crecimiento mucho menores que los modos KH incompresibles pero pueden desarrollarse en un rango de diferencia de velocidades que resulta estable para los modos ordinarios (i.e., menores que la diferencia de velocidad crítica para los modos incompresibles [Southwood, 1968]). El examen de las propiedades y la distribución de los modos compresibles sobre los diversos sectores de la magnetopausa excede los propósitos y límites de esta tesis, pero es objeto de una investigación en curso en el INFIP por el grupo de J. Gratton, A. González y colaboradores.

Un tema de gran importancia para la teoría KH sobre la magnetopausa es el acoplamiento de las perturbaciones de la superficie con resonancias en la cavidad magnetosférica. Estas perturbaciones son transmitidas a la magnetosfera y su energía puede localizarse en las llamadas cáscaras magnéticas, conocidas como *L shells*, donde se satisfacen condiciones para la resonancia con ondas de Alfvén [Southwood, 1974; Kivelson y Southwood, 1986]. La onda que acopla las perturbaciones superficiales con las líneas de campo resonantes debe ser un modo MHD compresible, puesto que transporta energía atravesando el campo magnético. La excitación de estas líneas de campo resonantes ha sido confirmada, tanto por observaciones de satélites como por observaciones terrestres, para ondas magnetosféricas de frecuencia muy baja (ULF, *ultra low frequency*). La figura 4.6.a, adaptada de Kivelson y Russell [1995], es una representación esquemática del proceso. Las ondas magnetosónicas son ilustradas como líneas ondulantes, el espesor de la línea representa la amplitud de la onda, decreciente hacia adentro pero con picos localizados en las cáscaras resonantes L. Este modelo ha sido confirmado para ondas del tipo Pc-5 (períodos entre 2.5 y 10 minutos) a partir de registros terrestres [Samson y Rostoker, 1972]. Las investigaciones de ULF basadas en mediciones satelitales también está de acuerdo, en general, con la teoría [Pilipenko, 1990].

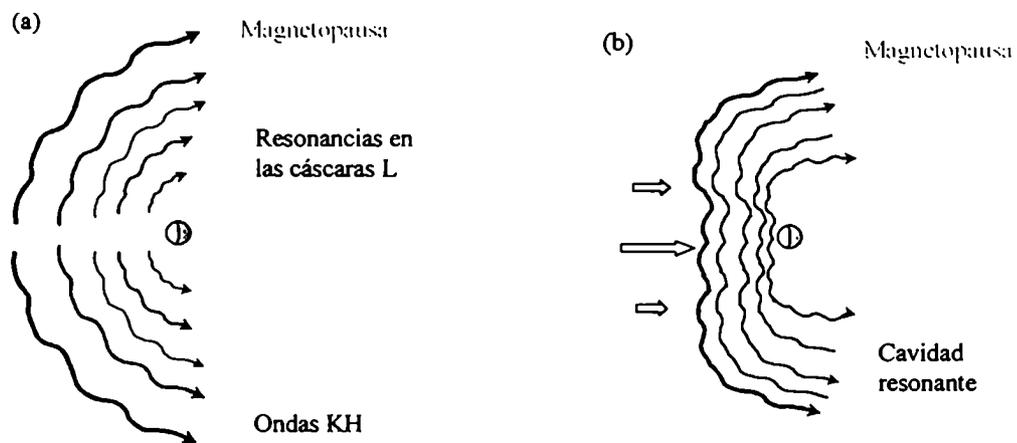


Figura 4.6 Representación de las perturbaciones de onda a través de la magnetosfera diurna producidas por:

(a) ondas KH en la superficie, (b) compresión en el frente, de la magnetopausa.

En vista de la discusión del capítulo 7, presentamos en la tabla 4.1 la clasificación usual de las pulsaciones magnéticas, originada en las mediciones en bases terrestres. Las ondas observadas se agrupan en dos clases. Una clase de pulsaciones continuas, de forma cuasi-sinusoidal y con un pico bien definido en el espectro. Estas son las llamadas pulsaciones Pc, y están subdivididas en grupos dependiendo del valor de sus períodos. La otra clase, de pulsaciones de la misma banda de frecuencia, presenta un espectro de potencia más ancho y se denominan pulsaciones Pi (irregulares).

	Pc-1	Pc-2	Pc-3	Pc-4	Pc-5	Pi-1	Pi-2
T (s)	0.2-5	5-10	10-45	45-150	150-600	1-40	40-150
f	0.2-5	0.1-0.2	22-100	7-22	2-7	0.025-1	2-25
	Hz	Hz	mHz	mHz	mHz	Hz	mHz

Tabla 4.1 Rangos de períodos y frecuencias de las clases de pulsaciones magnéticas.

El desplazamiento de la magnetopausa debido a cambios bruscos en la presión dinámica del viento solar puede constituir otra fuente de perturbaciones de la superficie diferente de la actividad KH. El comportamiento de cavidad resonante de la magnetosfera, como respuesta a cambios impulsivos de este tipo, objeto de renovado interés en trabajos recientes [Freeman et al., 1990; Kivelson y Chen, 1995], está

esquemático en la figura 4.6.b. Como consecuencia del impulso del frente de presión sobre la magnetopausa diurna se generan ondas magnetosónicas, las cuales se reflejan sobre la ionosfera y quedan parcialmente confinadas en la región subsolar magnetosférica. Estas ondas pueden resonar con los modos transversales de Alfvén en algunas líneas especiales del campo geomagnético, en forma similar a lo que sucede con las perturbaciones magnetosónicas generadas por la KH.

Existen evidencias observacionales de este efecto, como las presentadas por Farrugia et al. [1989] a partir de las respuestas en magnetómetros terrestres observadas después de un fuerte cambio en la densidad del viento solar registrado por IMP 8 (9-10 de Septiembre, 1978). Un modelo de caja resonante para la magnetosfera que predice las resonancias transversales de Alfvén en posiciones bien definidas, puede encontrarse en Zhu y Kivelson [1989]. Para la teoría de modos resonantes desde el punto de vista de la física del plasma ver Uberoi [1995] y Sedláček [1995], y las referencias allí citadas. En el capítulo 7, retornaremos sobre las consecuencias de las oscilaciones de la magnetopausa siguiendo los cambios de la presión dinámica del viento solar.

Por otra parte, para el problema de la KH existen condiciones bajo las cuales en la región del gradiente de velocidades ocurre una inestabilidad resonante, diferente de los modos KH ordinarios [Hollweg et al., 1990]. El desarrollo de esta inestabilidad está asociado a la excitación resonante del espectro MHD continuo. En el caso de la magnetopausa sería posible la resonancia entre la onda de superficie y una onda de Alfvén en el interior de la lámina de corriente. Este tipo de efectos son relevantes para la física solar, la física magnetosférica y la física de plasmas de laboratorios [e.g., Hollweg et al., 1990; Cally y Sedláček, 1992, Sedláček, 1995; Uberoi, 1995]. El tema no ha sido aún desarrollado para la KH en la estructura de la magnetopausa y excede los límites de esta tesis.

#### **4.4.b Teoría y simulaciones numéricas de la inestabilidad KH en la magnetopausa**

Desde la década de 1980 la teoría de la inestabilidad KH para la magnetopausa ha crecido considerablemente. Los resultados basados en simulaciones numéricas de modelos MHD son numerosos y se han visto incrementados, más recientemente, con modelos cinéticos. Este tipo de estudios es muy importante para establecer: a) el nivel y

condiciones en las cuales satura la inestabilidad KH, y b) la cantidad de movimiento y energía que se transmite desde la magnetovaina a la magnetosfera [Miura, 1984, 1987; Wu, 1986; Wei et al., 1990; Thomas y Winske, 1993; Thomas, 1995].

En una serie de simulaciones numéricas realizadas por Miura (para un resumen ver Miura [1995]) se hicieron avances en la comprensión de la dinámica no lineal de la inestabilidad KH para condiciones de la magnetopausa, y sus consecuencias para los procesos de transporte. Estas simulaciones fueron hechas con códigos bidimensionales MHD ideal y compresible. Las simulaciones 2D tienen una limitación, implican un campo magnético unidireccional. En las primeras simulaciones de Miura, las condiciones de frontera eran periódicas en la dirección del flujo, con un período igual a la longitud de onda del modo de crecimiento más rápido. La evolución de un modo simple fue obtenida desde el estado lineal de la inestabilidad hasta la saturación, y se observó la formación de un vórtice y una caída del espectro hacia estructuras de menor escala. Las simulaciones fueron realizadas con flujo paralelo al campo magnético, y con flujo perpendicular al mismo. Las propiedades de transporte dependen estrechamente del valor de un parámetro adimensional: un número de Mach Alfvénico especial definido con la componente del campo magnético de la magnetovaina paralelo a la velocidad de la magnetovaina. La transferencia de momento desde la magnetovaina hacia la magnetosfera fue traducida en la forma de una viscosidad efectiva, anómala, generada por la inestabilidad KH. La figura 4.7 nos muestra un esquema adaptado de la

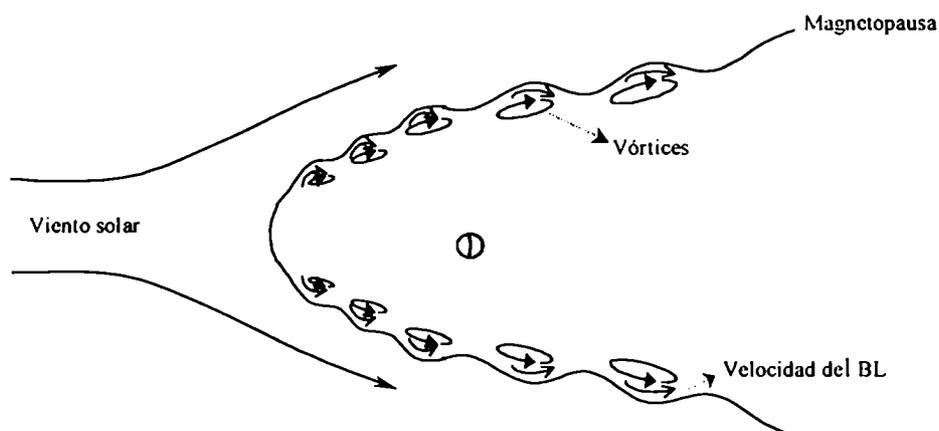


Figura 4.7 Esquema de las consecuencias de la inestabilidad KH en la magnetopausa, basado en los resultados de una simulación 2D, MHD. Adaptado de Miura [1995].

figura 3 de Miura [1995]. El nivel de la viscosidad anómala encontrado por Miura es adecuado para explicar el arrastre de la magnetosfera hacia la cola por el viento solar de la magnetovaina. En lo que concierne al rol de la inestabilidad como generadora de procesos de transporte, los resultados de Miura de la década de 1980, y también los resultados de Wu [1986] y Wei et al. [1990], presentan una visión favorable a la importancia del efecto KH.

Algunas objeciones respecto del espectro y la saturación no lineal en las simulaciones de Miura fueron formuladas por Wu [1986] y Belmont y Chanteur [1989]. Estas se refieren al uso de condiciones de frontera periódicas. Wu [1986] señaló que la naturaleza convectiva de la inestabilidad debería ser estudiada con una simulación de caja grande –varias veces la longitud de onda de la inestabilidad de mayor crecimiento– sin condiciones periódicas. Sus corridas computacionales comenzaron con un paquete de onda centrado en el modo de mayor crecimiento. En el estado no lineal, la KH convectiva puede crecer a amplitudes mucho mayores que en cajas periódicas, y varios fenómenos nuevos pueden notarse en la simulación. Wu [1986] concluyó que la inestabilidad KH podría ser más importante que en los estudios previos. Sin embargo, las simulaciones de Wu fueron realizadas a densidad constante, por eso no son aplicables directamente a las condiciones de la magnetopausa. Por otra parte, la simulación tuvo limitaciones en el tiempo, y éste resultó corto como para poner en evidencia la aparición de longitudes de onda mayores que las del modo de crecimiento más rápido.

Estas limitaciones fueron superadas en el trabajo de Belmont y Chanteur [1989], quienes descubrieron la posibilidad de un efecto de cascada inversa para la KH en la magnetopausa. La dinámica no lineal en simulaciones MHD, 2D, con condiciones de frontera no periódicas (inestabilidad convectiva) presentada por estos autores revela el efecto mencionado. Este consiste en una tendencia de la evolución del espectro hacia longitudes de onda mayores. Estos autores lo consideran como el factor responsable de las longitudes de onda de superficie muy grandes, frecuentemente observadas en los flancos. De acuerdo con Belmont y Chanteur [1989], las longitudes de onda deberían tener un factor 10 de diferencia con la longitud de onda más corta predicha por la teoría lineal de KH. Cabe objetar, sin embargo, que aún en la etapa lineal de la inestabilidad, existe un efecto de estiramiento en las longitudes de onda, debido al incremento en la

velocidad de la magnetovaina desde el frente hacia los flancos. Por ejemplo, comenzando cerca del punto subsolar con un vector de onda,  $\mathbf{k}$ , apuntando en la dirección este, el frente de la perturbación es transportado más rápidamente que el final de la misma [Chen et al., 1993]. De esta manera, se produce un aumento en la longitud de onda, que no está incluido en las simulaciones numéricas.

Thomas y Winske [1993] realizaron una sofisticada simulación híbrida, 2D, con teoría cinética para iones y fluido electrónico. Esto les permitió estudiar la evolución cinética no lineal de la inestabilidad KH. Estos autores confirman, esencialmente, los resultados principales de los códigos MHD, incluyendo el efecto de cascada inversa hacia longitudes de onda mayores, y pudieron también estudiar estructuras de pequeña escala y otros efectos de alta frecuencia, que las simulaciones MHD no permiten. Más recientemente, Thomas [1995] llevó a cabo algunas simulaciones cinéticas, 3D, en las cuales tomó en cuenta el efecto de la cizalladura magnética –variando el ángulo relativo entre el campo magnético y el vector velocidad. Según este autor, los resultados sugieren una visión desfavorable de la KH: el crecimiento de la inestabilidad es fuertemente reducido debido a la presencia de la rotación del campo magnético, aún en cantidades modestas, con respecto a la velocidad de la lámina. Algunos aspectos de la problemática relativa a la cizalladura del campo magnético se discuten en la próxima sección.

#### **4.5 Mapas de la actividad KH en el lado diurno de la magnetopausa**

Una de las investigaciones más recientes de excitación de KH sobre el lado diurno de la magnetopausa fue realizada por Farrugia et al. [1998b]. Es la primera publicación que intenta desarrollar una cartografía de la actividad KH sobre el frente de la magnetopausa. Algunos resultados, expuestos en forma sucinta en esta sección, son aplicados en capítulos siguientes de esta tesis.

Farrugia et al. consideran dos orientaciones del IMF: norte y  $30^\circ$  oeste medidos desde el norte. Bajo estas condiciones, tienen en cuenta la formación del PDL [Zwan y Wolf, 1976; Erkaev et al., 1988] adyacente a la magnetopausa, del lado del sol. La inclusión del PDL es necesaria puesto que es normalmente observado por los satélites cerca de la magnetopausa en condiciones de campo magnético fuertemente norte [Anderson et al., 1991; Paschmann et al., 1993; Phan et al., 1994]. El flujo de plasma

sobre esta frontera es del tipo de línea de estancamiento [Pudovkin y Semenov, 1977; Sonnerup, 1974], i.e., lejos del meridiano del mediodía, el campo de velocidades se va orientando, paulatinamente, en una dirección ortogonal al campo magnético local. Esta configuración favorece la generación KH debido a que la alineación del vector de onda a lo largo del flujo reduce fuertemente las tensiones magnéticas. Los autores estudian la inestabilidad usando parámetros del PDL obtenidos de un código numérico MHD [Erkaev, 1988; Biernat et al., 1995; Farrugia et al., 1995], que describe el viento solar en la magnetovaina desviado por un obstáculo paraboloidal que simula la magnetopausa. Farrugia et al. aplicaron la teoría de la inestabilidad a una configuración estratificada usando una aproximación local plana en cada punto de una grilla de cálculo que cubre toda la magnetopausa diurna. Muestran sus resultados mediante la construcción de mapas de las tasas de crecimiento. En cada posición utilizan funciones constantes por tramos para modelar la transición a la magnetosfera: PDL, magnetopausa con un BL adyacente, magnetosfera. La cizalladura magnética está concentrada en la interfase PDL/BL y, el flujo del BL está alineado con el flujo del PDL. Incluyen aceleraciones de la magnetopausa, en dirección normal a la lámina de corriente, en una relación de dispersión generalizada para modos incompresibles (ecuación 13 de Farrugia et al. [1998b]). Dicha relación contempla, por consiguiente, tanto los efectos de la KH como los de RT, y se reduce a la estudiada por Lee et al. [1981] para una frontera estacionaria. La inclusión de las aceleraciones es importante y responde a la conjetura de una magnetopausa en movimiento continuo [Berchem y Russell, 1984]. Proponen una aceleración de  $1 \text{ km/s}^2$ , valor frecuentemente citado [Parks et al., 1979, Sonnerup et al., 1987]. En los mapas que obtienen (necesarios, dado que los parámetros cambian de una posición a otra sobre la magnetopausa) se pueden distinguir regiones estables que dependen de la orientación del IMF y la presencia, o no, de aceleración. Estos autores analizan dos límites, longitudes de onda corta, del orden del ancho del BL o menores (aproximación *thick*), y longitudes de onda muy larga, mucho mayores que el ancho de la magnetopausa y del BL combinados (aproximación *thin*). En el primero de los límites, las raíces de la relación de dispersión se aproximan a las raíces de dos ecuaciones de dispersión para ondas de superficie sobre la magnetopausa y sobre el IEBL, respectivamente, sin acoplamiento entre las dos interfases. En el segundo caso también la relación de dispersión se aproxima a dos relaciones de dispersión más

simples: una de ellas conecta directamente la magnetovaina con la magnetosfera (apropiado para una magnetopausa sin BL) y la otra es la correspondiente a la propagación de ondas de Alfvén dentro del BL. Cuando estas dos últimas relaciones se satisfacen simultáneamente, se presentan fenómenos de acoplamiento resonante como los comentados en la sección 4.4.a.

De las conclusiones de Farrugia et al. [1998b] destacamos las siguientes. En el caso de una configuración IMF norte y magnetopausa acelerada para longitudes de onda larga, la magnetopausa y el IEBL están acoplados, ambas interfases se mueven juntas en amplitudes similares. Excepto a muy altas latitudes, la magnetopausa y el IEBL son inestables sobre todo el lado diurno. Para longitudes de onda corta, las dos superficies – la magnetopausa y el IEBL– pueden oscilar en forma independiente, correspondiendo a modos inestables diferentes. La magnetopausa de baja latitud ( $<30^\circ$ ) es inestable para todos los tiempos locales, mientras que toda la superficie del IEBL es inestable. A bajas latitudes, tanto la magnetopausa como el IEBL son inestables para KH pura (sin aceleraciones) excepto para dos horas de tiempo local sobre ambos lados del mediodía. Las perturbaciones viajan hacia el amanecer y el crepúsculo, y en el lapso de tiempo que dura dicho movimiento caben varias unidades de tiempo característico de crecimiento de la inestabilidad, es decir, la amplitud puede aumentar por factores significativos.

Para un IMF inclinado  $30^\circ$  al oeste y una aceleración de la magnetopausa hacia el Sol, los resultados de mayor interés son los siguientes. La actividad KH en la magnetopausa reside en bandas que comienzan por debajo de las cúspides y se ensanchan cuando alcanzan la región ecuatorial. En estas bandas activas se generan ondas KH con longitudes de onda compatibles con el ancho de dichas bandas. Una vez que dejan las bandas, la amplitud no crece más, y las ondas viajan hacia los flancos moviéndose con una velocidad que es, aproximadamente, la suma de la velocidad de la magnetovaina y la velocidad de Alfvén. Sin embargo, tanto para longitudes de onda corta cuanto para longitudes de onda larga el IEBL está completamente desestabilizado.

La figura 4.8 corresponde a un esquema cualitativo de los resultados de Farrugia et al. [1998b] para el límite de longitud de onda larga en las dos orientaciones de IMF consideradas: norte y  $30^\circ$  oeste al norte (adaptación de sus figuras 6.a, 7.a, 8.a y 9.a). La fila superior corresponde a la actividad KH pura, magnetopausa estacionaria, y la fila inferior a la acción simultánea de los efectos KH y RT, con una magnetopausa acelerada

hacia el Sol. Las zonas más oscuras corresponden a una mayor tasa de crecimiento de los modos inestables sobre el frente de la magnetopausa diurna –representada con un cuadrado. El punto subsolar está marcado con una estrella.

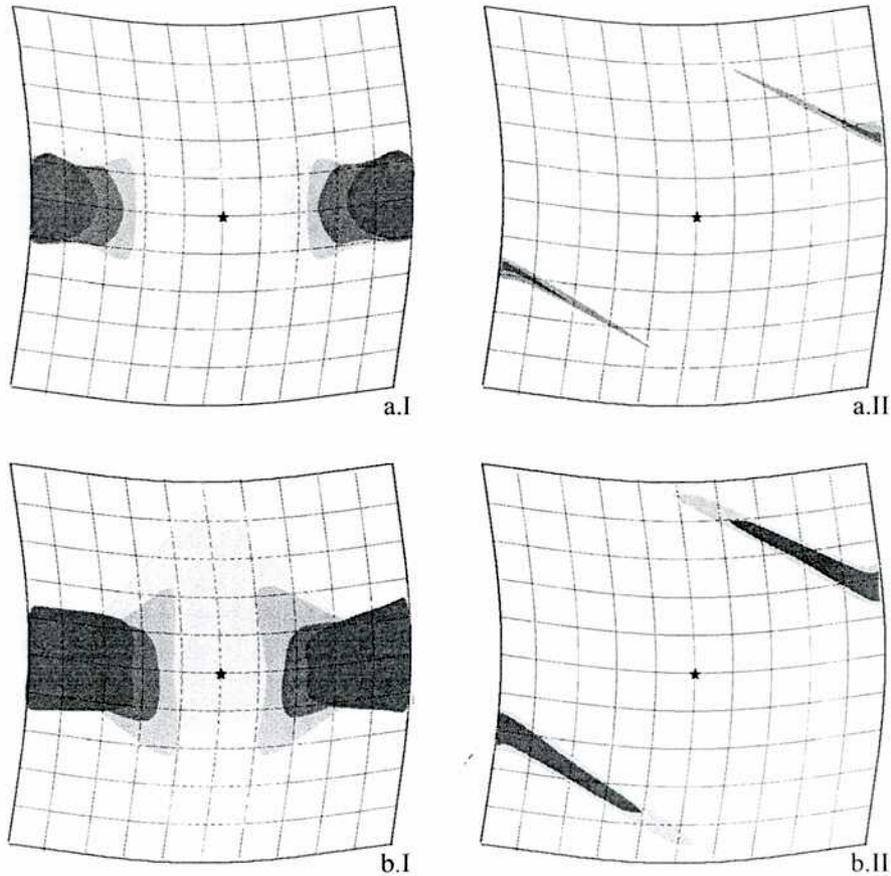


Figura 4.8 Mapas cualitativos de la distribución de la KH sobre la magnetopausa (MP) diurna –cuadrado– adaptados de Farrugia et al. [1998b]. Tasa de crecimiento creciente con la intensidad del gris. a) MP estacionaria, KH pura; a.I: IMF norte; a.II: IMF 30°; b) MP acelerada hacia el Sol, KH+RT; b.I: IMF norte, b.II: IMF 30°.

Con esta revisión de algunos aspectos de la problemática de la estabilidad del frente de la magnetopausa y flancos cercanos, para configuraciones donde el IMF está orientado fuertemente al norte, hemos presentado resultados que luego utilizaremos en los análisis presentados en los capítulos siguientes.

## 5 Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y Rayleigh-Taylor de la magnetopausa diurna para IMF norte

En este capítulo comenzamos el estudio de la estabilidad MHD de estructuras que modelan plasmas espaciales según el modelo teórico presentado en las secciones 2.2-2.3, realizado con la técnica numérica elegida en la sección 3.2. Representamos la magnetopausa diurna cuando el IMF está orientado al norte, por medio de una estructura de espesor finito centrada en  $y = 0$ . No se esperan efectos de corte de líneas magnéticas (*tearing*) y hemos omitido la resistividad. Proponemos perfiles continuos de tipo tangente hiperbólica para la transición que separa dos plasmas con propiedades diferentes basados en los parámetros del estudio recientemente publicado de Farrugia et al. [1998b] (sección 4.5). Se investigan las variaciones de las propiedades de los modos inestables con la latitud, para el meridiano de las 16 hora local.

### 5.1 Descripción del modelo

Consideramos que la transición entre el plasma de la magnetovaina y el plasma de la magnetosfera se produce en un espesor de ancho  $\Delta = 2h$ . En la configuración a orden cero, tanto los flujos de plasma como los campos magnéticos presentan cizalladuras y estratificación de la densidad en presencia de un campo gravitatorio,  $-g\hat{y}$ . Vamos a trabajar en el dominio de la MHD ideal. La estructura representa la magnetopausa, centrada en  $y = 0$ , que está modelada con flujos no limitados cuyo perfil de densidad, velocidad y campo magnético es del tipo tangente hiperbólica. La gravedad  $g$  simula la aceleración global,  $a$ , de la magnetopausa diurna durante fuertes cambios de la presión dinámica del viento solar;  $g = -a$  ( $g$  es positiva cuando la magnetopausa se acelera hacia el Sol) [Mishin, 1993; Gratton et al., 1996]. Analizamos el acoplamiento y la intensidad relativa de los distintos modos que se originan en la interfase de los plasmas, en función del cociente entre la longitud de onda  $\lambda$  y el espesor de la transición  $\Delta$ , para distintas latitudes.

En el trabajo de Farrugia et al. [1998b] (acerca de la distribución de inestabilidades KH y RT sobre la magnetopausa diurna para configuraciones de bajo

*shear*) se ha modelado la frontera como una discontinuidad tangencial. Esquemáticamente la discontinuidad tangencial puede representarse como en la figura 5.1;  $\mathbf{v}_{0,1}$ ,  $\rho_{0,1}$ ,  $\mathbf{B}_{0,1}$  corresponden, respectivamente, a los valores de velocidad, densidad y campo magnético de la magnetovaina (adyacente a la magnetopausa) y en forma análoga,  $\mathbf{v}_{0,2}$ ,  $\rho_{0,2}$ ,  $\mathbf{B}_{0,2}$  representan los valores de velocidad, densidad y campo magnético de la magnetosfera (cercana a la magnetopausa).

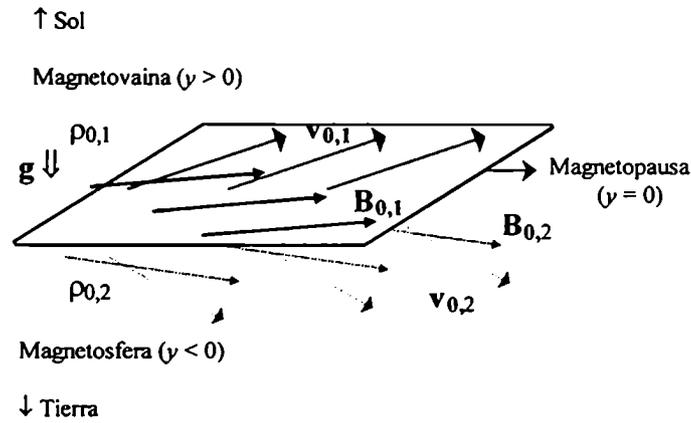


Figura 5.1 Modelo de discontinuidad tangencial de una magnetopausa sin espesor.

En cambio, en este trabajo de tesis proponemos perfiles continuos para la transición. Los valores asintóticos de la densidad, el campo de velocidades y el campo magnético corresponden a los resultados de cálculos numéricos realizados por un grupo de trabajo orientado por N. Erkaev, del *Computer Center, Russian Academy of Sciences* de Krasnoyarsk, a partir de un código MHD [Erkaev, 1988; Biernat et al., 1995; Farrugia et al., 1995]. Con estos parámetros construimos los perfiles locales de densidad, velocidad y campo magnético para la configuración a orden cero, en posiciones elegidas sobre el mapa de la magnetopausa. Dichos perfiles están ilustrados en la figura 5.2.

La adimensionalización con los valores característicos  $h$ ,  $U_\infty$  y  $\rho_\infty$  está dada por

$$y = \frac{y}{h}, \quad \alpha = k \cdot h, \quad \tilde{\omega} = \frac{h}{U_\infty} \omega,$$

$$\tilde{\rho}_0 = \frac{\rho_0}{\rho_\infty}, \quad \rho(y) = \frac{\rho_1}{\rho_\infty}, \quad \tilde{\mathbf{v}}_0 = \frac{\mathbf{v}_0}{U_\infty}, \quad \tilde{G} = \frac{h}{U_\infty} G, \quad v(y) = \frac{v_{1,y}}{U_\infty}.$$

$$\tilde{\mathbf{B}}_0 = \frac{\mathbf{B}_0}{\sqrt{4\pi\rho_\infty U_\infty}}, \quad \tilde{F} = \frac{h}{\sqrt{4\pi\rho_\infty U_\infty}} F, \quad b(y) = B_{1y}.$$

Los parámetros subindicados con “∞”, son los valores de referencia del viento solar según la normalización empleada por Erkaev et al. [1988] en el código numérico de la magnetovaina.

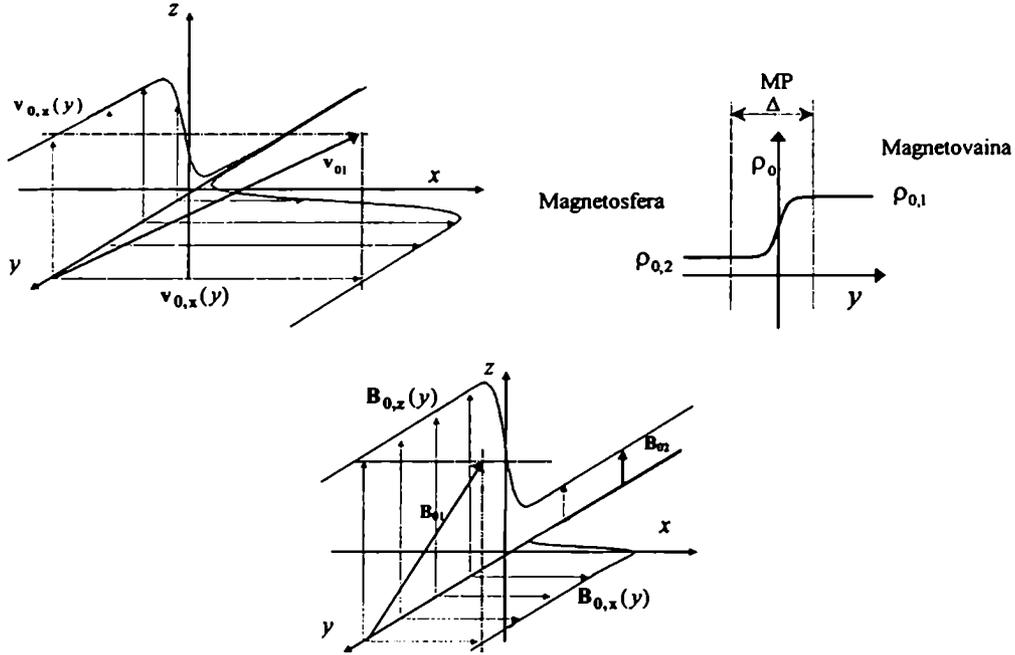


Figura 5.2 Perfiles de velocidad, densidad y campo magnético para la configuración de orden cero.

El sistema de ecuaciones (2.33-35) se transforma en

$$\begin{aligned} & [-\tilde{\rho}_0 \tilde{G}(\alpha^2 - D^2) - \tilde{\rho}_0 \tilde{G}'' - \tilde{\rho}'_0 \tilde{G}' + \tilde{\rho}_0 \tilde{G}' D] v + i\alpha^2 p g \rho + \\ & + [\tilde{F}(\alpha^2 - D^2) + \tilde{F}''] b = \tilde{\omega} [-\tilde{\rho}_0(\alpha^2 - D^2) + \tilde{\rho}_0 D] v, \end{aligned} \quad (5.1.a)$$

$$-\tilde{F} v + \tilde{G} b = \tilde{\omega} b, \quad (5.1.b)$$

$$-i\tilde{\rho}'_0 v + \tilde{G} \rho = \tilde{\omega} \rho, \quad (5.1.c)$$

donde  $f'_0 = \frac{df_0(y)}{dy}$ ,  $D\tilde{f} = \frac{d\tilde{f}}{dy}$ ,  $pg = \frac{h}{U_\infty^2} g$ , escrito de esta manera para poner en

evidencia el autovalor  $\tilde{\omega}$  y facilitar la solución numérica.

Los valores característicos considerados corresponden al espesor de la magnetopausa,  $2h = \Delta \cong 0.1R_E \cong 600 \text{ km}$ , la velocidad y densidad del viento solar en zonas alejadas de la frontera,  $U_\infty = 500 \text{ km/s}$  y  $\rho_\infty$ . Aquí supondremos la misma escala de la transición para  $\mathbf{v}_0, \rho_0, \mathbf{B}_0$ . El valor asignado a  $\Delta$  es el espesor promedio que obtuvieron Berchem y Russell [1982] a partir de las observaciones de ISEE 1 y 2, mientras que el valor fijado para  $U_\infty$  corresponde a un valor intermedio entre las velocidades más altas y más bajas frecuentemente observadas del viento solar (300 km/s – 800 km/s). La tasa de crecimiento de la inestabilidad está dada por el parámetro

$$p = \text{Im}(\omega h / U_\infty). \quad (5.2)$$

Los valores de campos y densidad para la magnetovaina ( $y \rightarrow +\infty$ ) comparados con los del viento solar antes del BS definen tres parámetros adicionales,

$$fd = \frac{\rho_0(y \rightarrow \infty)}{\rho_\infty} = \frac{\rho_{01}}{\rho_\infty}, \quad f_v = \frac{|\mathbf{v}_0(y \rightarrow \infty)|}{U_\infty} = \frac{|\mathbf{v}_{01}|}{U_\infty},$$

$$fb = \frac{|\mathbf{B}_0(y \rightarrow \infty)|}{\sqrt{4\pi\rho_\infty U_\infty}} = \frac{|\mathbf{B}_{01}|}{\sqrt{4\pi\rho_\infty U_\infty}},$$

los cuales (tal como ocurre con las funciones de la página precedente) cambian de acuerdo a la posición elegida. Lo mismo sucede con la relación entre los valores asintóticos de un lado y otro de la magnetopausa, dada por

$$rb = \frac{|\mathbf{B}_0(y \rightarrow -\infty)|}{|\mathbf{B}_0(y \rightarrow \infty)|} = \frac{|\mathbf{B}_{02}|}{|\mathbf{B}_{01}|}, \quad (5.3.a)$$

y los ángulos  $\psi_{v1,B2} \equiv (\mathbf{v}_{01}, \mathbf{B}_{02})$  y  $\psi_{B1,B2} \equiv (\mathbf{B}_{01}, \mathbf{B}_{02})$ . Además, definimos el parámetro

$$rd = \frac{\rho_0(y \rightarrow -\infty)}{\rho_0(y \rightarrow \infty)} = \frac{\rho_{02}}{\rho_{01}}. \quad (5.3.b)$$

En la figura 5.3 están marcadas las tres posiciones elegidas sobre las 16 hora local en el mapa de la magnetopausa diurna, paraboloides de ecuación

$$X = 1 - 0.5(Y^2 + Z^2),$$

(adimensionalizado con el radio de curvatura) donde Z apunta hacia el norte, Y hacia el este y X indica la dirección Tierra-Sol.

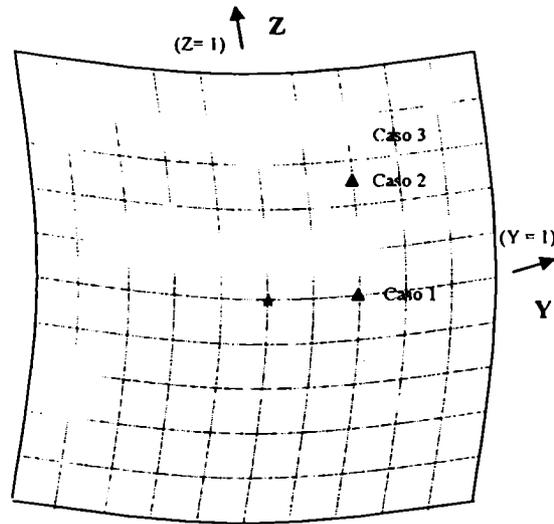


Figura 5.3 Esquema de la magnetopausa y las posiciones analizadas: caso 1 (baja latitud), caso 2 (latitud media), caso 3 (alta latitud).

En la tabla 5.1 figuran la posición y los valores de los parámetros del sistema correspondientes a cada uno de los tres casos que presentamos. La cizalladura del campo magnético es creciente cuanto mayor es la latitud en el meridiano elegido, como se observa en la última columna de la tabla. Estos parámetros corresponden a configuraciones donde el IMF tiene dirección norte.

	(X, Y, Z)	$f_v$	$f_b$	$f_d$	$r_b$	$\psi_{v1,B2}$	$\psi_{B1,B2}$
Caso 1	(0.92, 0.4, 0)	0.2352	1.1994	0.7502	1.2670	90°	0°
Caso 2	(0.795, 0.4, 0.5)	0.2658	1.0875	0.7387	0.8935	81°	6°
Caso 3	(0.675, 0.4, 0.7)	0.2945	1.0055	0.7259	0.5288	92°	21°

Tabla 5.1 Posición y parámetros del sistema para los casos analizados.

La resolución numérica está basada en el esquema matricial de diferencias finitas del espectro, expuesto en la sección 3.2 (ver también apéndice 1). Se utiliza la grilla no uniforme definida en (3.13) y que se muestra en la figura 3.2. Definimos localmente el plano de la magnetopausa ( $xz$ ) con el eje  $z$  paralelo al campo geomagnético ( $B_{02}$ ). En todas las posiciones,  $rd = 0.1$  (valor frecuentemente observado) y  $v_{02} = 0$ . Estudiamos la inestabilidad de los modos KH puros, y separadamente la influencia de los modos RT al considerar una gravedad de  $1 \text{ km/s}^2$  en valor absoluto

[Parks et al., 1979; Sonnerup et al., 1987]. Así, queda determinado el parámetro  $pg$  de (5.1):  $pg = 0$  cuando no hay gravedad (frontera estática),  $pg = 0.0024$  cuando los movimientos de la magnetopausa se producen hacia el Sol ( $g > 0$ ),  $pg = -0.0024$  para aceleraciones de la frontera hacia el lado terrestre ( $g < 0$ ).

Los perfiles del equilibrio son:

$$\tilde{v}_{0x} = 0.5 \cdot \text{sen} \psi_{v1,B2} \cdot [1 + \tanh(y)] \cdot f_v, \quad \tilde{v}_{0z} = 0.5 \cdot \text{cos} \psi_{v1,B2} \cdot [1 + \tanh(y)] \cdot f_v, \quad (5.4.a)$$

$$\tilde{\rho}_0 = [0.5 \cdot (1 + rd) + 0.5 \cdot (1 - rd) \cdot \tanh(y)] \cdot f_d, \quad (5.4.b)$$

$$\tilde{b}_{0x} = 0.5 \cdot \text{sen} \psi_{B1,B2} \cdot [1 + \tanh(y)] \cdot f_b, \quad (5.4.c)$$

$$\tilde{b}_{0z} = [0.5 \cdot (rb + \text{cos} \psi_{B1,B2}) - 0.5 \cdot (rb - \text{cos} \psi_{B1,B2}) \cdot \tanh(y)] \cdot f_b. \quad (5.4.d)$$

## 5.2 Resultados obtenidos

Una vez elegidos el conjunto de parámetros y una longitud de onda particular, fijada con  $\alpha$ , calculamos numéricamente las tasas de crecimiento de las inestabilidades rotando el vector de onda  $\mathbf{k}$  sobre el plano local  $y = 0$ . Determinamos a partir de esta exploración, la orientación ( $\mathbf{k}_{\max}$ ) que corresponde a la mayor tasa ( $p = p_{\max}$ ), obtenida del autovalor de mayor componente imaginaria positiva.

De acuerdo al modelo de discontinuidad tangencial, las tensiones magnéticas tienden a estabilizar la configuración, de forma que los modos inestables tenderán a desarrollarse para orientaciones de  $\mathbf{k}$  donde se anule el efecto del campo magnético,  $\mathbf{k}$  perpendicular a  $\mathbf{B}_0$ . Por el contrario, el perfil de velocidades favorece la inestabilidad KH y la orientación más propicia para su desarrollo corresponde a  $\mathbf{k}$  paralelo a  $\mathbf{v}_0$ . Dadas las orientaciones asintóticas de los campos a orden cero en los casos analizados (dos últimas columnas de la tabla 5.1) es esperable que la tasa de crecimiento máxima corresponda a orientaciones de  $\mathbf{k}$  cercanas a la dirección perpendicular a  $\mathbf{B}_{01}$ , por lo menos a latitudes bajas. Esta conclusión heurística es inmediata en el caso 1, pues los campos magnéticos de ambos lados de la frontera son paralelos entre sí y la velocidad es perpendicular a esta dirección común. En el caso 2 se verifica que  $\mathbf{B}_{02}$  es ligeramente menos intenso que  $\mathbf{B}_{01}$  (ver valores de  $rb$  en la tabla 5.1) el *shear* no es muy pronunciado y la velocidad se mantiene aproximadamente perpendicular a ambos. Por lo tanto, la orientación de  $\mathbf{k}_{\max}$  será cercana a la perpendicular a  $\mathbf{B}_{01}$ . En cambio, a

latitudes más grandes (caso 3), la cizalladura es mayor y el flujo es perpendicular al campo magnético menos intenso,  $\mathbf{B}_{02}$ . Se plantea una situación más comprometida con el conjunto de parámetros para definir *a priori* la orientación de  $\mathbf{k}_{\max}$ . En las soluciones numéricas, los resultados obtenidos en este capítulo confirman la expectativa  $\mathbf{k}_{\max} \perp \mathbf{B}_{01}$ , cualquiera sea la longitud de onda bajo estudio. Veremos en el capítulo siguiente que esto no siempre es así, la orientación de  $\mathbf{k}_{\max}$  depende del número de Mach Alfvénico.

El modelo de la discontinuidad tangencial da una tasa de crecimiento que aumenta indefinidamente con la inversa de la longitud de onda cuando esta tiende a cero ( $\alpha \rightarrow \infty$ ). En el modelo con perfiles continuos, en cambio, existe un máximo de la tasa de crecimiento, a partir del cual esta disminuye al decrecer la longitud de onda,  $\alpha \sim 0.6$  ( $\lambda/\Delta \sim 5$ ) para regiones de baja latitud. Para valores de  $\alpha > 1.6$  las tasas presentan una tendencia nuevamente creciente pero los cálculos se vuelven imprecisos para valores de  $\alpha > 2.6$  ( $\lambda/\Delta < 1.2$ ). Ello es debido a la falta de resolución de la grilla al estar las autofunciones muy localizadas cerca de  $y = 0$ . Presentamos en la figura 5.4 las tasas de crecimiento máximas (adimensionalizadas)  $p$ , para cada caso, incluyendo el acoplamiento con los modos RT cuando la magnetopausa presenta movimientos globales, hacia el Sol y en la dirección opuesta. Se puede observar la incidencia de la inestabilidad de RT sobre la inestabilidad de KH de acuerdo a la orientación de  $\mathbf{g}$  con respecto al gradiente de densidades.

En la zona ecuatorial (la más inestable) para longitudes de onda entre 4-8  $\Delta$ , las inestabilidades crecen en tiempos característicos ( $1/\text{Im}(\omega)$ ) cercanos a los 40 s cuando la gravedad favorece su desarrollo ( $g > 0$ ). Los modos KH puros tienen tiempos de crecimiento entre 50 y 60 s. En cambio, con aceleraciones de la magnetopausa hacia la Tierra ( $g < 0$ ) el tiempo de crecimiento se alarga a valores entre 1.75 y 3 min. Para una latitud intermedia (caso 2) y el mismo rango de longitudes de onda, los resultados obtenidos permiten evaluar que, cuando la actividad RT intensifica el desarrollo de inestabilidades, las mismas se producen en tiempos cercanos a 40 s, mientras que los modos KH puros lo hacen en intervalos que oscilan entre 1.5 y 2 min. En cambio con  $g < 0$ , estos tiempos superan los 20 min. Las estimaciones correspondientes a la latitud mayor (caso 3) son cercanas a 5 min cuando la inestabilidad RT refuerza los modos KH. Cuando estos últimos actúan solos, los tiempos superan los 14 min y la inestabilidad es

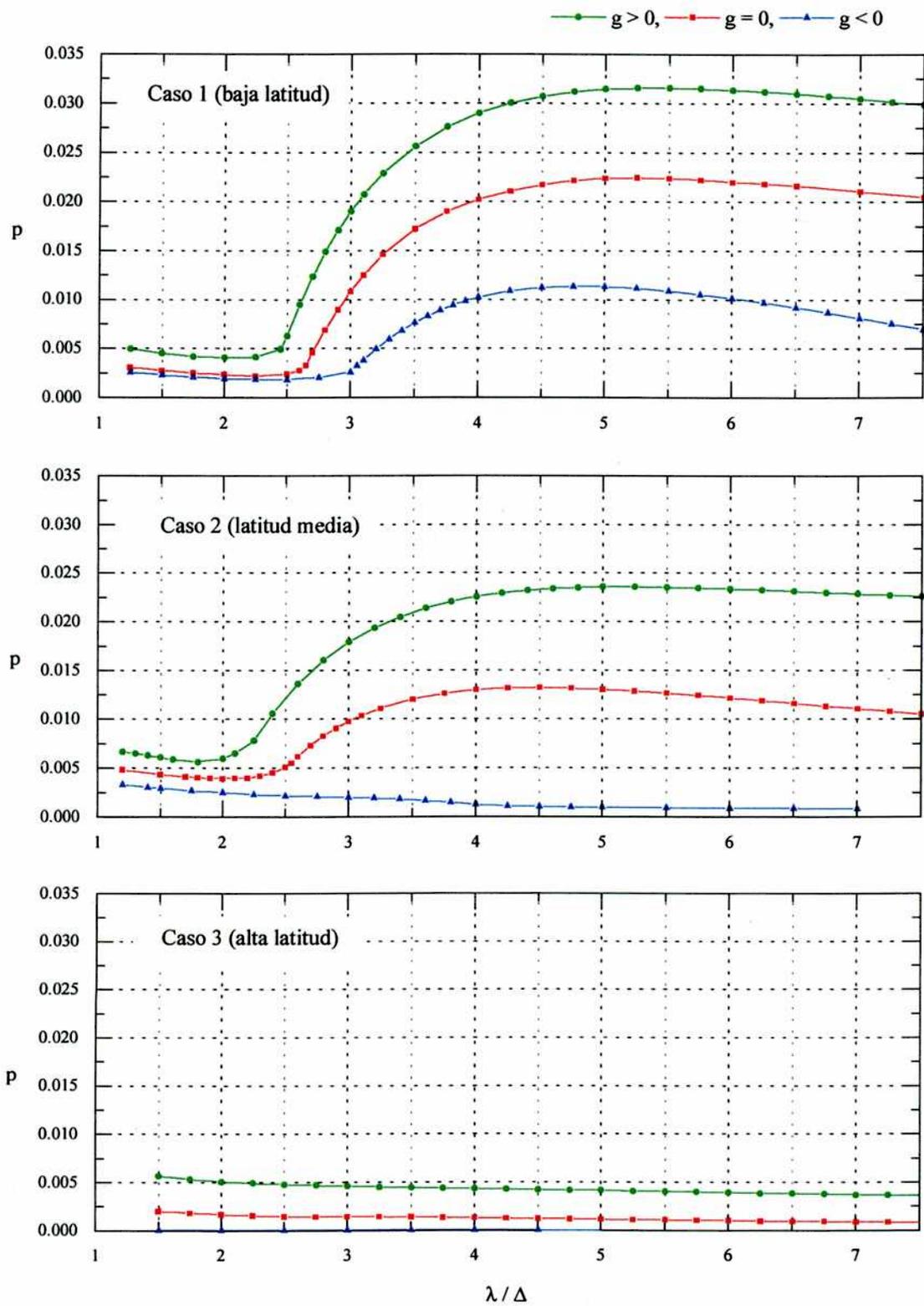


Figura 5.4 Tasas de crecimiento máximas,  $p = \text{Im}(\omega h/U_\infty)$ , en función de  $\lambda/\Delta$ .

marginal. Con el valor de aceleración propuesto para movimientos de la frontera hacia la Tierra, la inestabilidad tardaría tiempos cercanos a 1 día en desarrollarse.

Las autofunciones (adimensionalizadas) correspondientes a las perturbaciones de los campos velocidad y magnético (componentes  $y$ ) y de la densidad están normalizadas de modo que la perturbación del campo de velocidad (componente  $y$ ),  $v$ , valga 1 en el origen. Los gráficos respectivos están en función de la variable independiente  $\eta$  utilizada en la resolución numérica. Está anexado en los mismos una escala que representa su vínculo con  $y$  ( $1 - e^{-y}$  con  $y > 0$ ,  $e^y - 1$  con  $y < 0$ ). La longitud de onda elegida para la presentación de estas autofunciones es  $\lambda = 5\Delta$ , por ser la relación cercana a las mayores tasas de crecimiento de las inestabilidades, en varios casos.

Las figuras 5.5-5.7 representan las autofunciones de la velocidad mediante su amplitud y sus componentes real e imaginaria para las tres latitudes en estudio. En las Figs. 5.6 – 5.7 se omiten los casos con  $g < 0$  que son estables en la práctica.

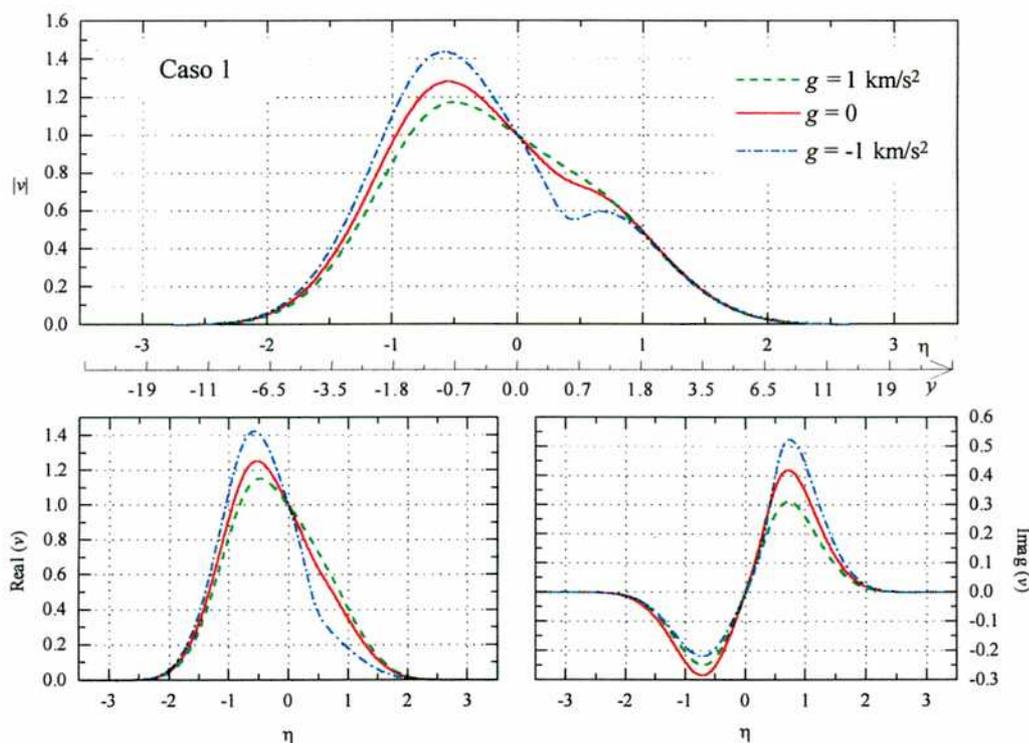


Figura 5.5 Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 1, con  $\lambda = 5\Delta$  y distintos valores de aceleración.

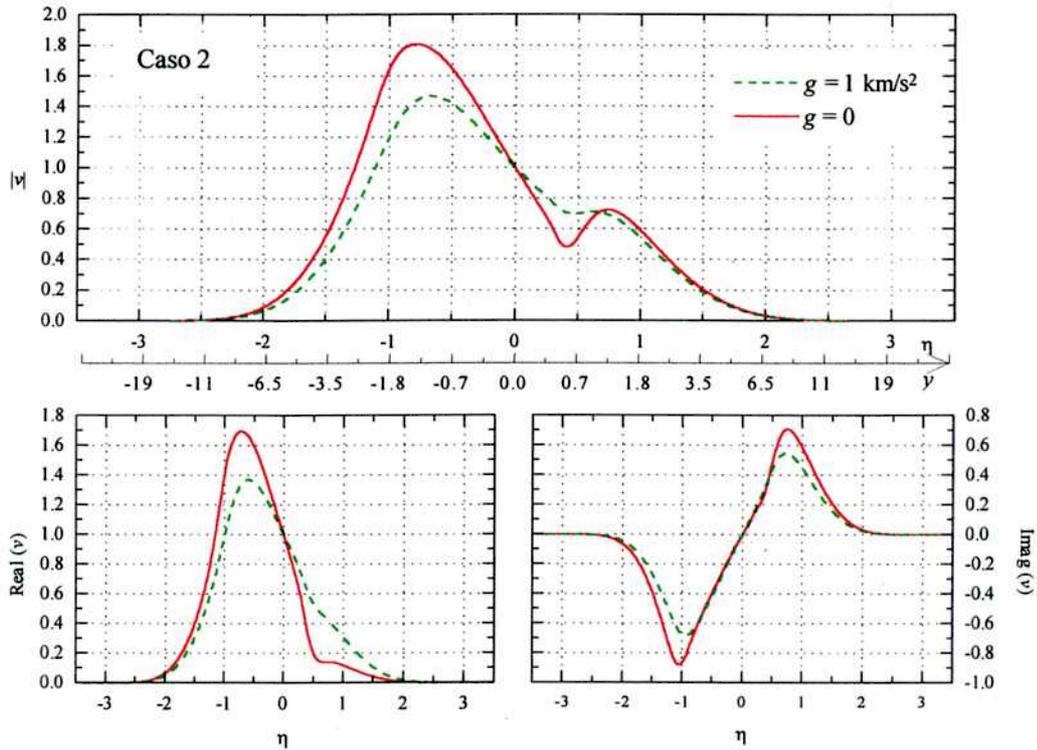


Figura 5.6 Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 2, con  $\lambda = 5\Delta$  y distintos valores de la aceleración.

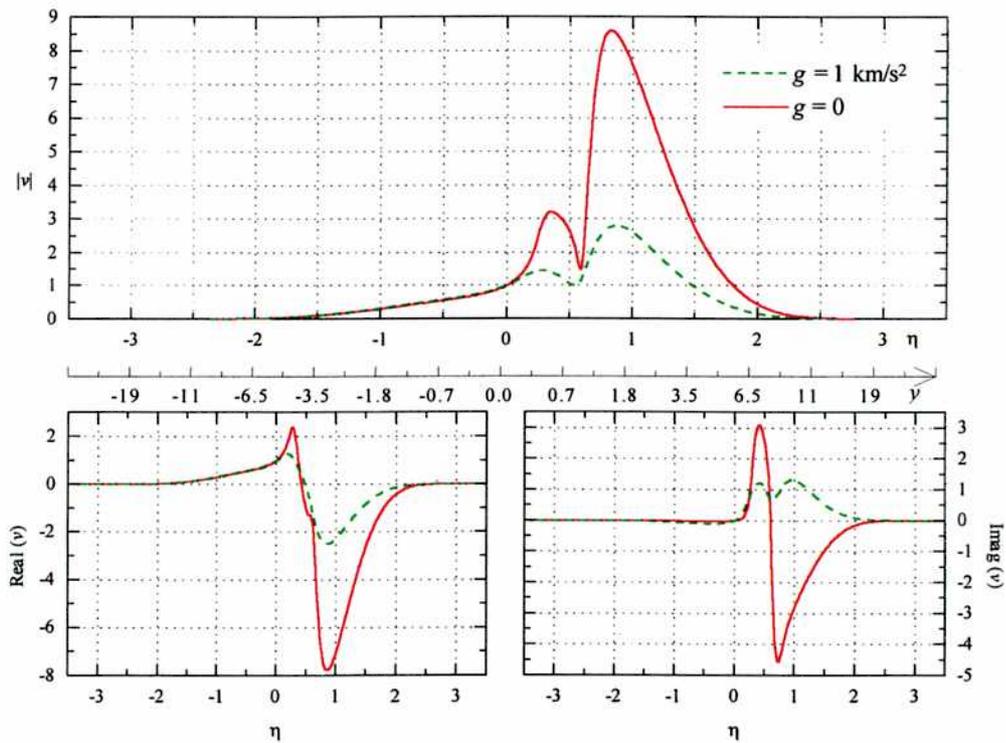


Figura 5.7 Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– en el caso 3, con  $\lambda = 5\Delta$  y distintos valores de aceleración.

Puede observarse como los modos inestables presentan una tendencia a ser más activos del lado de la magnetopausa cercano al Sol a la latitud más alta. En el caso 3 el campo geomagnético es considerablemente más débil que el campo en la magnetovaina, y se manifiesta aquí un ángulo de cizalladura magnética de  $21^\circ$ . La velocidad es prácticamente ortogonal al campo geomagnético. Por lo tanto, la orientación de  $\mathbf{k}$  más favorable para la actividad KH es cuando  $\mathbf{k}$  es ortogonal a  $\mathbf{B}_{01}$ , porque así se minimiza el efecto estabilizador de las tensiones magnéticas. En ese caso quedan tensiones magnéticas residuales en la región interna, cuya actividad se ve reducida respecto a la que se desarrolla en la región más cercana al Sol. La orientación  $\mathbf{k}$  normal a  $\mathbf{B}_{01}$ , consigue al mismo tiempo conservar una sustancial proyección de  $\mathbf{v}_0$  sobre  $\mathbf{k}$ , puesto que  $\cos 21^\circ \cong 0.93$ . Estas peculiaridades explican la intensificación de la perturbación  $v_{1y}$  del lado de la magnetovaina.

Las figuras 5.8-5.9 muestran las autofunciones de las perturbaciones del campo magnético para los casos 2 y 3, para modos KH puros y acoplados con efectos RT cuando la magnetopausa se acelera hacia el Sol. La normalización, en este caso indirecta, es  $v(0) = 1$  ( $v_{1y} = U_\infty$ ). No hay, prácticamente, perturbaciones del campo magnético en el caso 1, porque aquí  $\mathbf{k}_{\max}$  es ortogonal simultáneamente a  $\mathbf{B}_{01}$  y  $\mathbf{B}_{02}$ , y este caso es equivalente a una configuración hidrodinámica pura.

La figura 5.10 corresponde a las amplitudes de las perturbaciones de la densidad en los modos más inestables de cada caso, es decir cuando la frontera se mueve en dirección al Sol. También se presentan las autofunciones para las dos latitudes menores con una magnetopausa estática o en movimientos en la dirección Tierra-Sol en ambos sentidos.

La configuración modelada y sus resultados se pueden aplicar a eventos donde el IMF permanece con orientación norte por un tiempo prolongado, como los que se observan durante algunas etapas del pasaje de eyecciones de masa coronal por el entorno espacial terrestre. Sobre este punto volveremos en el capítulo 7. El modelo estudiado en este capítulo, incluye efectos de aceleración y, por lo tanto, puede tomar en cuenta cambios de la presión dinámica del viento solar durante el período observado.

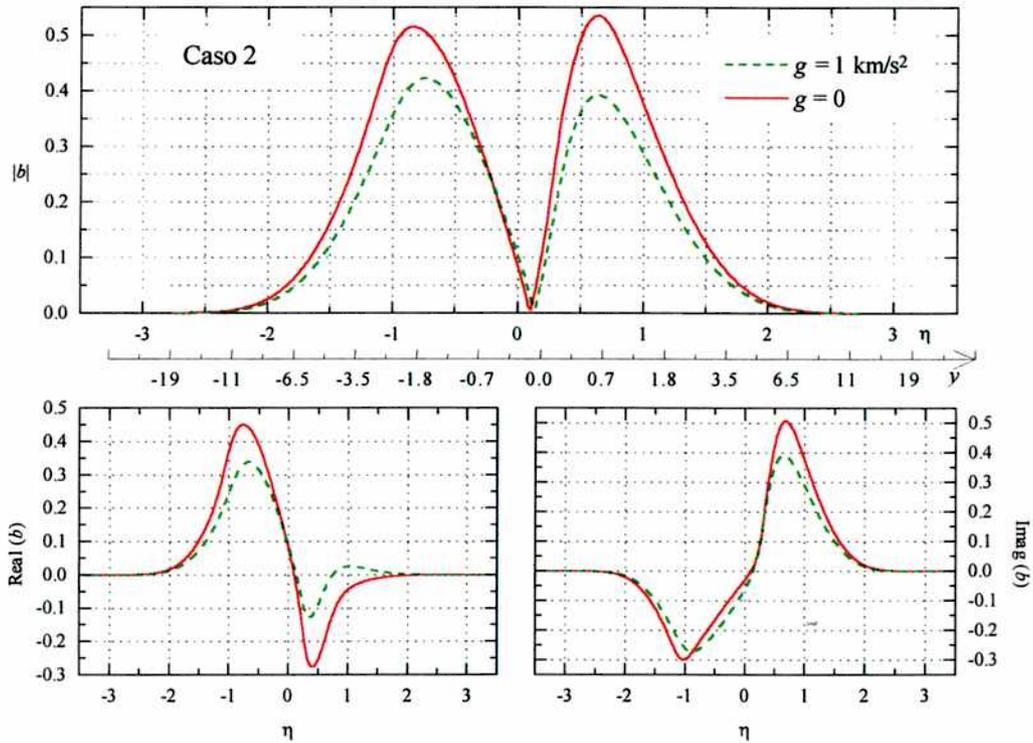


Figura 5.8 Perturbaciones del campo magnético –módulo y componentes– en el caso 2, con  $\lambda = 5\Delta$  y aceleración positiva (MP hacia el Sol) o nula.

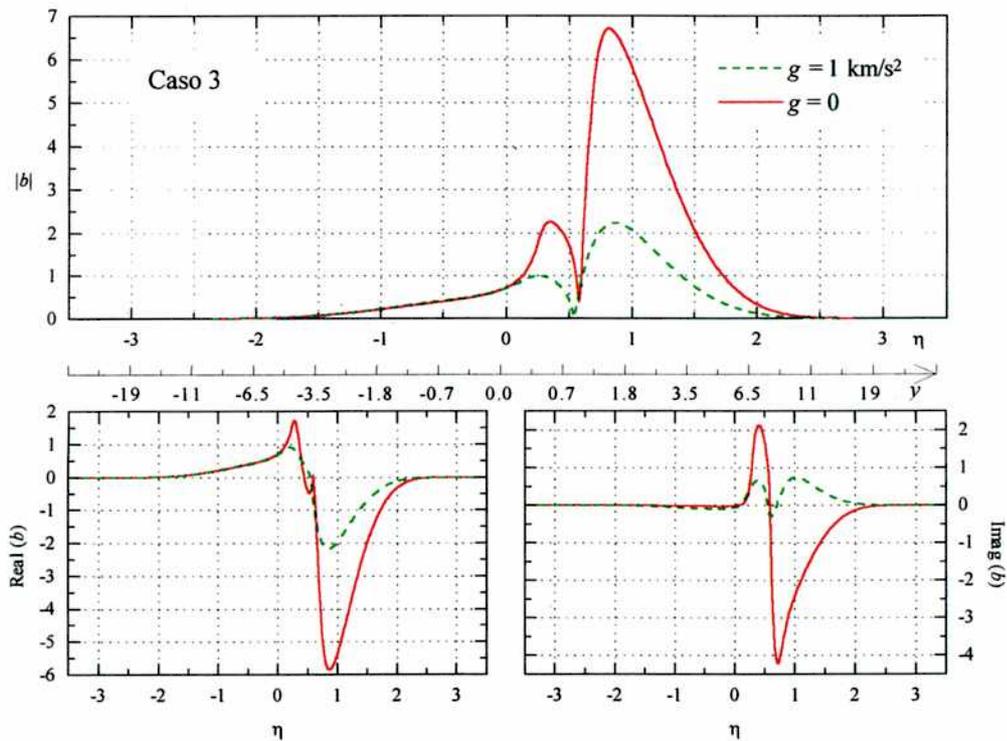


Figura 5.9 Perturbaciones del campo magnético –módulo y componentes– en el caso 3, con  $\lambda = 5\Delta$  y aceleración positiva (MP hacia el Sol) o nula.

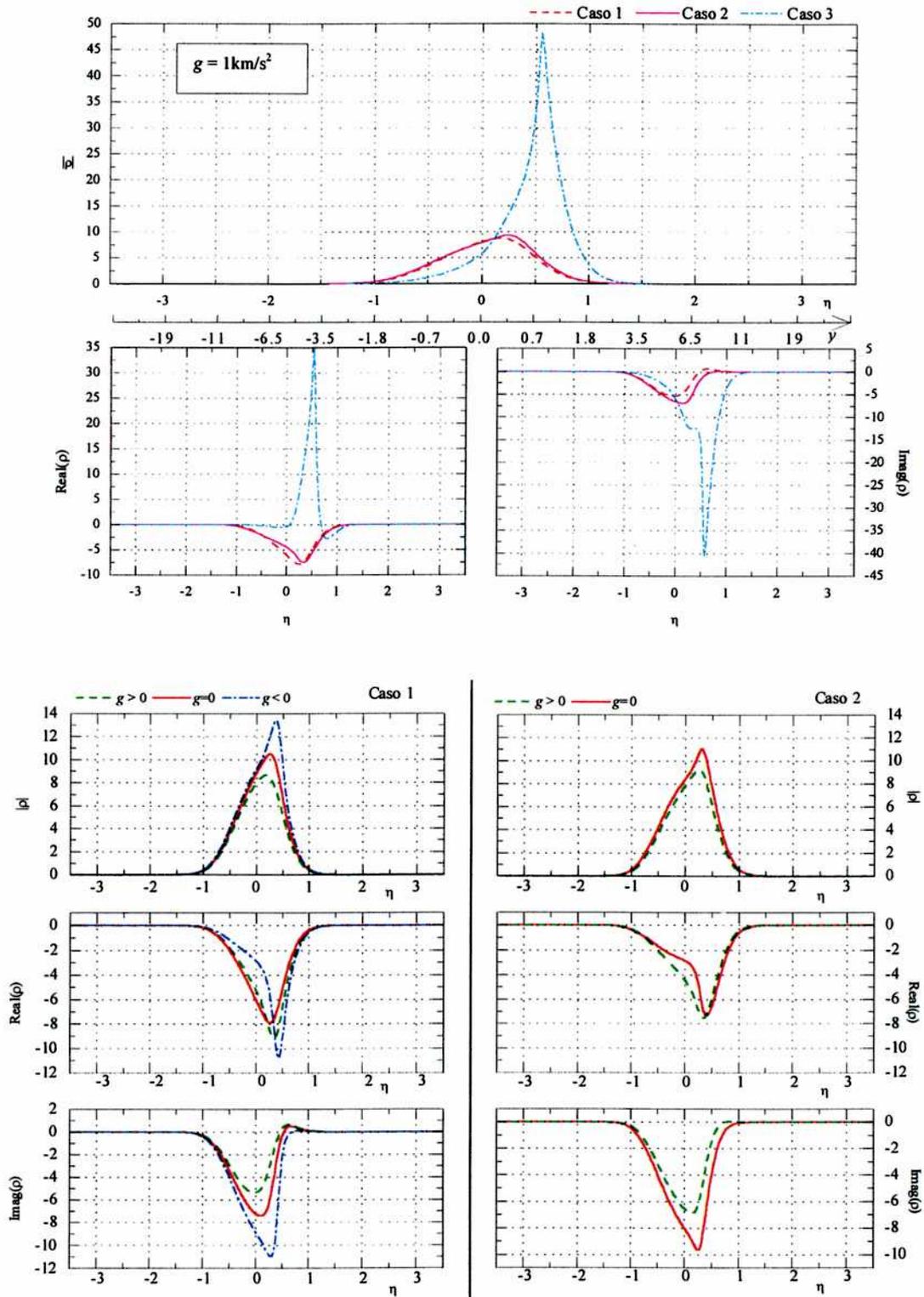


Figura 5.10 M3dulo de las perturbaciones de la densidad con  $\lambda = 5\Delta$ .

## **6 Estabilidad de modos Kelvin-Helmholtz en configuraciones de contracorriente en la magnetopausa diurna**

El objeto examinado en este capítulo es una configuración excepcional de flujo de plasma, en la cual se desarrollan movimientos de capas de la magnetovaina y de la magnetosfera (adyacentes a la magnetopausa) con direcciones opuestas. Estudiamos la influencia de estos flujos sobre la estabilidad del frente de la magnetopausa y la posible formación de modos KH, también aquí a partir de modelos con perfiles continuos tipo tangente hiperbólica. Los datos observacionales corresponden a las mediciones del satélite ISEE 2 durante un cruce de la magnetopausa el 11 de Noviembre de 1979 [Le et al., 1994].

### **6.1 Formación de flujos de contracorriente en la magnetopausa**

La configuración de flujo de contracorriente que se produce cuando capas de la magnetovaina y de la magnetosfera adyacentes a la magnetopausa se mueven en direcciones opuestas, tiene características excepcionales. Estas estructuras son ocasionalmente observadas en cruces de satélites por las regiones ecuatoriales diurnas para IMF norte. El fuerte gradiente de velocidad parece propenso a desarrollar inestabilidades del tipo KH. Sin embargo, ciertas características del campo magnético y del campo de velocidades pueden impedir esta actividad, y es necesario un análisis más detallado a fin de evaluar la estabilidad de la configuración. Song y Russell [1992] han propuesto un modelo para la formación de la región subsolar del LLBL correspondiente a configuraciones donde el IMF está orientado norte. A partir de su estudio se desprende la plausibilidad de la formación de flujos de contracorriente en las capas adyacentes a la magnetopausa. Según estos autores los flujos se originan por reconexión a altas latitudes, más allá de las cúspides, como esquematiza la figura 6.1.

El viento solar que fluye cerca de la magnetopausa trata de eludir el obstáculo que representa esta barrera. Bajo la condición de congelamiento de las líneas de campo magnético, las mismas son distorsionadas y arrastradas lejos de la región del punto de estancamiento –punto subsolar, SS en la figura 6.1. Todos los tubos de flujo del viento

solar se desplazan rodeando la magnetopausa rápidamente, excepto el tubo de flujo que pasa por el punto SS. Dado que este tubo de flujo se mueve en forma más lenta en relación al campo geomagnético, tiene más tiempo para interactuar y permitir el desarrollo de inestabilidades asociadas con la reconexión. Puesto que en las configuraciones IMF norte, los campos magnéticos interplanetario y geomagnético son paralelos en la región diurna y antiparalelos del lado nocturno, la reconexión tiene lugar en los tubos de flujo cercanos al punto de estancamiento a altas latitudes, marcado con una cruz en la figura 6.1.a. La porción del tubo de flujo reconectado del lado de la cola es arrastrada hacia atrás, debido tanto a la tensión magnética cuanto al flujo del viento solar. La porción restante del lado diurno sufre una contracción hacia las bajas latitudes también debido a la tensión magnética. El tamaño del tubo de flujo reconectado se reduce y comienza a ser asimilado dentro de la magnetosfera, como representan las figuras 6.1.b-c. El proceso dinámico de acortamiento que se produce genera movimientos de plasma opuestos al flujo de la magnetovaina.

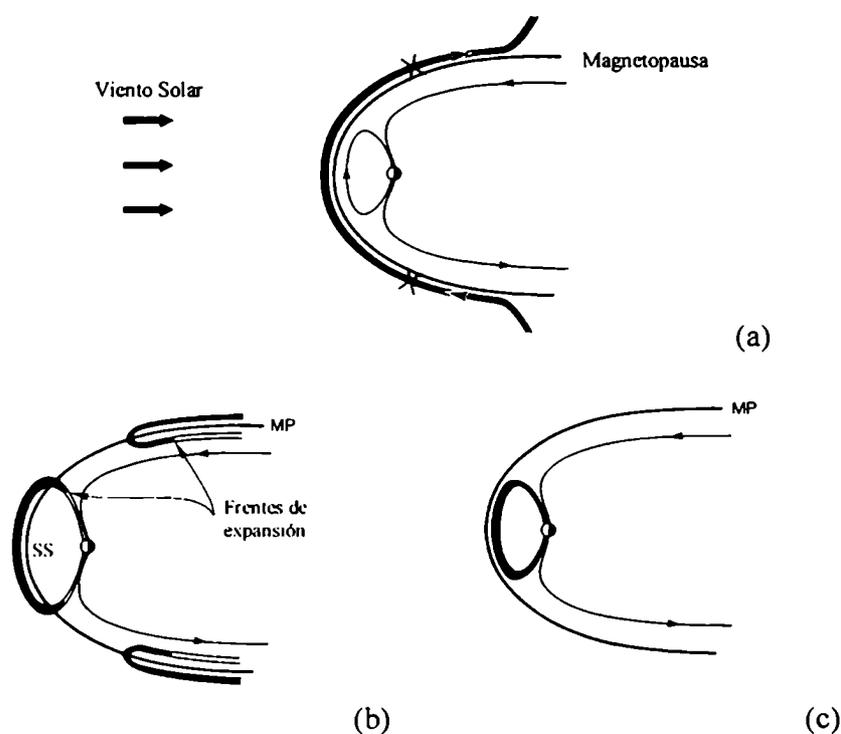


Figura 6.1 Reconexión a altas latitudes. Modelo de Song y Russell [1992].

## 6.2 Observación satelital: el evento del 11 de Noviembre de 1979

Para el estudio de la inestabilidad KH en este tipo de configuraciones tomamos valores de densidad y de campos de velocidad y magnético en la región de transición de la magnetopausa empleando los parámetros de un evento particular, que presentamos en esta sección. Las observaciones del satélite ISEE 2 durante el cruce de la magnetopausa del 11 de Noviembre de 1979, 22:25-22:52 UT [Le et al., 1994], corresponden a una configuración con las características mencionadas, i.e., flujo de plasma en movimiento con direcciones opuestas. En este mismo capítulo vamos a explorar también otros escenarios introduciendo variantes en los parámetros físicos respecto de los del cruce mencionado que se toma como guía.

La figura 6.2 bosqueja la trayectoria del satélite en el período 21:30-23:30 UT, en los planos XY y YZ, coordenadas GSM (*Geocentric Solar Magnetospheric System*) –para información de los sistemas de coordenadas, ver apéndice 2– y la posición promedio de la magnetopausa en el plano XY. La posición (GSM) del satélite a 22:30 UT es (8.58, -0.63, -1.96)  $R_E$ .

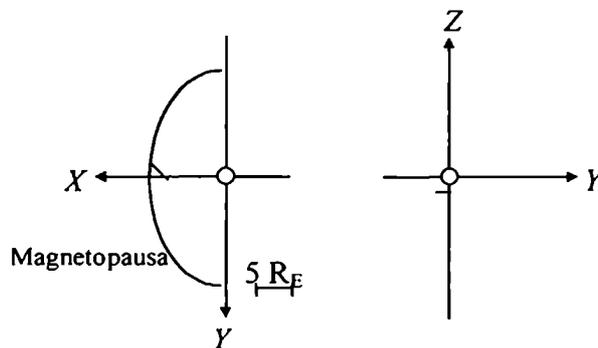


Figura 6.2 Trayectoria del ISEE 2, 21:30-23:30 UT, 11-XI-79.  $R_E \cong 6400$  km.

La figura 6.3 corresponde a parte de los registros del satélite, publicados por Le et al. [1994]. Del panel superior al inferior: módulo del campo magnético,  $|B|$  (nT), densidad de protones,  $N_p$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), y la componente z del campo de velocidades,  $V_z$  (km/s), respectivamente, durante 40 minutos que contienen el intervalo de interés para el modelado del flujo de contracorriente. La resolución temporal es de 4 s para los registros de campo magnético y de 12 s para los restantes (alrededor de las 22:26 UT hay una interrupción de los registros). La configuración parece, a primera vista, muy

propicia para el desarrollo de la inestabilidad de KH. La máxima velocidad del flujo – alineada con el campo– alcanza velocidades de 150 km/s apuntando al norte del lado de la magnetosfera, mientras que hacia el lado del Sol la misma alcanza valores de 60 km/s pero con orientación sur. El *shear* de campo magnético tangencial a través de la MP es de solamente  $5^\circ$ , y se registra un salto en los valores de su módulo de 16 nT. Estas variaciones, junto a la del salto de densidad, que pasa de 15 a 7 partículas por  $\text{cm}^3$ , se producen en una longitud típica de  $\Delta = 300$  km.

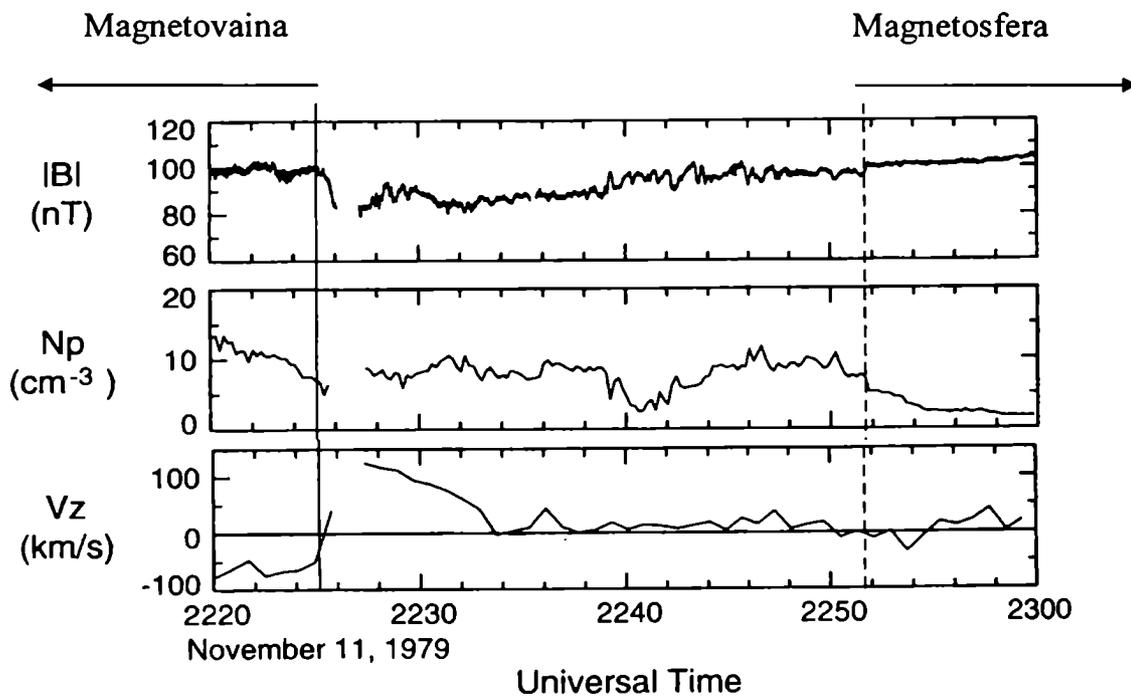


Figura 6.3 Registros satelitales ISEE 2. Adaptado de Le et al. [1994].

### 6.3 Modelado de la configuración

Desarrollamos el modelado de esta configuración sobre la base de lo establecido en los capítulos 2 y 5. Proponemos un tratamiento de la KH con la MHD ideal para un sistema no acelerado,  $g = 0$ . Estamos interesados en el espectro correspondiente a los modos KH puros. El sistema de ecuaciones (2.24, 2.31, 2.32), se reduce a

$$D[\rho_0(\varpi Dv_{1y} - v_{1y} D\varpi)] - k^2 \rho_0 \varpi v_{1y} = \frac{1}{4\pi} [F(k^2 - D^2)B_{1y} + (D^2 F)B_{1y}], \quad (6.1.a)$$

$$\varpi B_{1y} + F v_{1y} = 0, \quad (6.1.b)$$

$$i\varpi \rho_1 = v_{1y} D\rho_0, \quad (6.1.c)$$

donde  $\varpi = \omega - \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k}$  y  $F = \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k}$ .

La resolución numérica está basada en el esquema matricial de diferencias finitas del espectro, expuesto en la sección 3.2. Las escalas de densidad, velocidad y campo magnético utilizadas para adimensionalizar (6.1) corresponden a valores característicos del plasma de la magnetovaina en zonas alejadas de la magnetopausa, esto es

$$\rho_C = \rho_{0(y \rightarrow \infty)}; \mathbf{U} = v_{0(y \rightarrow \infty)}; \mathbf{B} = B_{0(y \rightarrow \infty)},$$

cuyos valores medios estimamos como 15 part/cm<sup>3</sup>, 60 km/s y 90 nT, respectivamente, de acuerdo a las observaciones del satélite en el evento mencionado. La escala de longitud,  $L = h$  está dada por el espesor  $\Delta$  de la magnetopausa, donde  $\Delta = 2h = 300$  km. En este modelado enfocamos la atención sobre la región del gradiente de velocidad (cerca de 22:25 UT) y vamos a ignorar otras peculiaridades del perfil de velocidades observado.

La configuración de equilibrio está representada por perfiles del tipo tangente hiperbólica para la densidad, el campo de velocidad y el campo magnético centrados en la región donde ocurre la contracorriente. El eje  $z$  local es paralelo a los campos vectoriales (velocidad y geomagnético) en el interior de la magnetosfera, y el eje  $y$  es normal a la lámina de corriente que representa la magnetopausa. El campo de velocidad (adimensionalizado) tiene componentes

$$\tilde{v}_{0x} = 0.5 \cdot \text{sen} \psi_{vz} \cdot [1 + \tanh(y)], \quad (6.2.a)$$

$$\tilde{v}_{0z} = 0.5 \cdot (rv + \cos \psi_{vz}) - 0.5 \cdot (rv - \cos \psi_{vz}) \cdot \tanh(y), \quad (6.2.b)$$

donde  $y = y/h$ ,  $\psi_{vz}$  es el ángulo que forma el vector velocidad de la magnetovaina lejos de la magnetopausa,  $y \rightarrow \infty$ , con el eje  $z$  y el parámetro  $rv$  es la relación entre el módulo de la velocidad de la magnetosfera con respecto al módulo de la magnetovaina en la zona donde se modelan como constantes ( $|y| \gg 1$ ). En esta expresión está tenido en cuenta un *shear* en la velocidad. Para una región de la magnetopausa alrededor del

mediodía, suponemos una contracorriente pura y por lo tanto  $\psi_{vz} = 180^\circ$ . En el caso particular en estudio,  $rv = 150/60$ , según mencionamos en la sección anterior.

Para regiones más alejadas del mediodía (e.g., 10 horas tiempo local) tendremos en cuenta cierta cantidad de *shear* utilizando la información del modelo de Erkaev [1988], ya empleado en el capítulo 5. Para las 10 horas tiempo local estimamos  $\psi_{vz} = 160^\circ$ , y mantendremos el mismo valor de  $rv$ .

Las componentes (adimensionales) del campo magnético son

$$\tilde{b}_{0x} = 0.5 \cdot \text{sen} \psi_{bz} \cdot [1 + \tanh(y)], \quad (6.3.a)$$

$$\tilde{b}_{0z} = 0.5 \cdot (rb + \cos \psi_{bz}) - 0.5 \cdot (rb - \cos \psi_{bz}) \cdot \tanh(y), \quad (6.3.b)$$

donde, en forma análoga al campo de velocidades, definimos el ángulo  $\psi_{bz}$  y la relación entre los módulos de campo magnético  $rb$ , cuyos valores numéricos son  $5^\circ$  (12 horas) ó  $15^\circ$  (10 horas –estimados a partir del modelo de Erkaev [1988]) y  $74/90$ , respectivamente.

El perfil de densidades (adimensionalizado) está definido por

$$\tilde{\rho}_0 = 0.5 \cdot (1 + rd) + 0.5 \cdot (1 - rd) \cdot \tanh(\Delta y / \delta), \quad (6.4)$$

donde el parámetro  $rd$  que establece la relación entre las densidades a ambos lados de la magnetopausa toma el valor  $7/15$  en el evento de referencia. En esta expresión,  $\delta$  corresponde a la escala de longitud de la densidad que, según encontraron Eastman et al. [1996] podría ser menor que la escala de longitud,  $\Delta$ , de la lámina de corriente (ver más adelante, sección 6.4.c). En lo que sigue vamos a mostrar resultados para  $\Delta = \delta$  y  $\Delta = 5\delta$ . También vamos a comparar resultados para  $rd = 1$  (densidad constante) con los resultados correspondientes al valor observado, a fin de poner en evidencia el efecto de la variación de densidad en la inestabilidad KH.

La relación entre la longitud de onda de la perturbación,  $\lambda$ , y el espesor de la magnetopausa está dada por el parámetro  $\alpha = k \cdot h$ , esto es  $\lambda = \pi \Delta / \alpha$ . La frecuencia adimensional, queda definida por  $\tilde{\omega} = \omega h / v_{0(y \rightarrow \infty)}$ , de modo que identificamos la tasa de crecimiento de la inestabilidad con el parámetro

$$p = \text{Im} \left( \frac{\omega \cdot h}{v_{0(y \rightarrow \infty)}} \right). \quad (6.5)$$

Un parámetro adimensional significativo en el análisis del fenómeno considerado es el valor del número de Mach Alfvénico, para regiones de la magnetovaina alejadas de la magnetopausa, definido por

$$M_A = \frac{U}{V_A} = \frac{|v_{0(y \rightarrow \infty)}|}{E_{0(y \rightarrow \infty)} / [4\pi\rho_{0(y \rightarrow \infty)}]^{1/2}}. \quad (6.6)$$

Para los datos del evento del 11 de Noviembre de 1979, este número tiene un valor bajo, de 0.14 aproximadamente.

El sistema de ecuaciones (6.1) para el problema del autovalor  $\tilde{\omega}$ , una vez adimensionalizado, es

$$\begin{aligned} [-\tilde{\rho}_0 \tilde{G}(\alpha^2 - \tilde{D}^2) - \tilde{\rho}_0 \tilde{G}'' - \tilde{\rho}_0' \tilde{G}' + \tilde{\rho}_0' \tilde{G} \tilde{D}]v + M_A^{-2} [\tilde{F}(\alpha^2 - \tilde{D}^2) + \tilde{F}'']b = \\ = \tilde{\omega} [-\tilde{\rho}_0(\alpha^2 - \tilde{D}^2) + \tilde{\rho}_0' \tilde{D}]v, \\ -\tilde{F}v + \tilde{G}b = \tilde{\omega}b, \\ -i\tilde{\rho}_0'v + \tilde{G}\rho = \tilde{\omega}\rho, \end{aligned} \quad (6.7)$$

donde  $\tilde{D} = d/dy$ ,

$$\tilde{G} = \frac{h}{U} \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k} = \alpha \cdot 0.5 \cdot \{\cos(\psi_{kv}) \cdot [1 + \tanh(y)] + rv \cdot \cos(\psi_{kz}) \cdot [1 - \tanh(y)]\},$$

$$\tilde{F} = \frac{h}{B} \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k} = \alpha \cdot 0.5 \cdot \{\cos(\psi_{kb}) \cdot [1 + \tanh(y)] + rb \cdot \cos(\psi_{kz}) \cdot [1 - \tanh(y)]\},$$

con  $\psi_{kz}$  ángulo entre el vector de onda y el eje  $z$ ,  $\psi_{kv} = \psi_{vz} - \psi_{kz}$  y  $\psi_{kb} = \psi_{bz} - \psi_{kz}$ .

En el sistema (6.7) están denotadas las funciones incógnitas adimensionales por

$$v = \frac{v_{ly}}{U}, b = \frac{b_{ly}}{B}, \rho = \frac{\rho_l}{\rho_C}.$$

Los resultados numéricos que vamos a presentar a continuación indican que las tensiones magnéticas son suficientes para estabilizar la configuración. Se puede representar la fuerza de estas tensiones con el valor de  $1/M_A$ . En la próxima sección

investigaremos la incidencia de este parámetro y vamos a establecer condiciones para que la inestabilidad KH pueda desarrollarse en configuraciones similares a las modeladas aquí.

## 6.4 Resultados numéricos

### 6.4.a Región cercana al mediodía. Modelo de magnetopausa sin espesor

De tomar un modelo donde la magnetopausa tiene espesor nulo,  $\Delta = 0$ , el esquema correspondiente a los campos vectoriales de la configuración de equilibrio, indicando con los subíndices 1 y 2 a las magnitudes correspondientes a la magnetovaina ( $y > 0$ ) y a la magnetosfera ( $y < 0$ ), respectivamente, está dado en la figura 6.4.

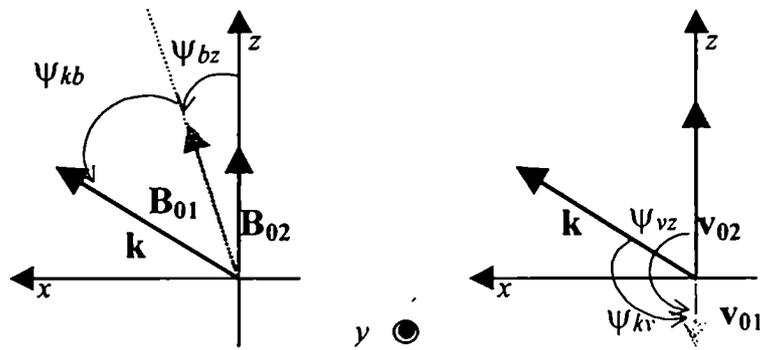


Figura 6.4 Esquema de campos vectoriales con una magnetopausa sin espesor,  $\Delta=0$ .

La relación de dispersión correspondiente a las inestabilidades de KH y RT combinadas es

$$\rho_{01}(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{01})^2 + \rho_{02}(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{02})^2 + (\rho_{01} - \rho_{02})gk = \frac{1}{4\pi} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_{01})^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_{02})^2]. \quad (6.8)$$

Para los modos KH puros,  $g = 0$ , la tasa de crecimiento de la inestabilidad que se obtiene de (6.8) es

$$\text{Im}(\omega) = \frac{kv_{01}}{1+rd} \text{Im} \left\{ \left[ -rd \left[ \cos(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{v}}_{01}) - rv \cos(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{v}}_{02}) \right]^2 + (1+rd) M_A^{-2} \left[ \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{01}) + rb^2 \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{02}) \right] \right]^{1/2} \right\}. \quad (6.9.a)$$

Para el flujo de contracorriente ( $\hat{\mathbf{v}}_{01}; \hat{\mathbf{v}}_{02}$ ) = 180°, entonces

$$\text{Im}(\omega) = \frac{kv_{01}}{1+rd} \text{Im} \left( -rd \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{v}}_{02}) (1+rv)^2 + \frac{1+rd}{M_A^2} \left[ \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{01}) + rb^2 \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{02}) \right] \right)^{1/2} \quad (6.9.b)$$

Con respecto a esta disposición del flujo, el factor desestabilizador

$$-rd \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{v}}_{02}) (1+rv)^2,$$

se hace máximo al tomar  $\mathbf{k}$  en la dirección paralela al flujo. En cambio, el segundo término de (6.9.b) es un factor estabilizador,

$$\frac{1+rd}{M_A^2} \left[ \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{01}) + rb^2 \cos^2(\mathbf{k}; \hat{\mathbf{B}}_{02}) \right],$$

y para un dado  $M_A$  y para ángulos pequeños entre  $\hat{\mathbf{B}}_{01}$  y  $\hat{\mathbf{B}}_{02}$ , se hace máximo al tomar  $\mathbf{k}$  paralelo al campo magnético. Así, si los campos magnéticos estuvieran alineados entre sí y también con el flujo, sería imposible que la configuración resulte inestable, cualquiera sea la dirección de  $\mathbf{k}$  y el valor de los restantes parámetros del sistema. Si, en cambio, hubiera *shear* de campo magnético, para el mismo flujo, la posibilidad de la inestabilidad dependerá fuertemente del valor de  $M_A$ .

Aplicando (6.9) al caso de contracorriente en la magnetopausa a las 12 horas con  $\psi_{vz} = 180^\circ$ ,  $\psi_{bz} = 5^\circ$ ,  $rv = 150/60$ ,  $rb = 74/90$ ,  $rd = 7/15$ ,  $\Delta = \delta$ , la configuración resulta estable si  $M_A < 0.147$ . Por debajo de este valor crítico, no hay orientación del vector de onda que haga la configuración KH inestable debido a la intensidad de las tensiones magnéticas. La figura 6.5 muestra como va cambiando la orientación del vector de onda de máxima tasa de crecimiento,  $\mathbf{k}_{\max}$ , de acuerdo con el incremento de  $1/M_A$  (manteniendo  $rb$  constante). Puede observarse que, cuando el campo magnético es débil la inestabilidad de mayor crecimiento se desarrolla paralela al campo de velocidades.

Este resultado está de acuerdo con el estudio hidrodinámico puro sin presencia de campo magnético,  $M_A \rightarrow \infty$ . A medida que el campo magnético crece ( $rb$  constante), se produce un giro en la orientación de  $\mathbf{k}_{\max}$ , el cual tiende a presentarse perpendicular al campo magnético mayor (suponiendo que el ángulo de *shear* es pequeño) que en este caso es el correspondiente a la magnetovaina. Este comportamiento es el mismo cualquiera sea la longitud de onda y puede observarse que el cambio de orientación presenta su mayor variación para valores de  $M_A^{-1}$  entre 1.4 y 1.6 ( $0.62 < M_A < 0.71$ ).

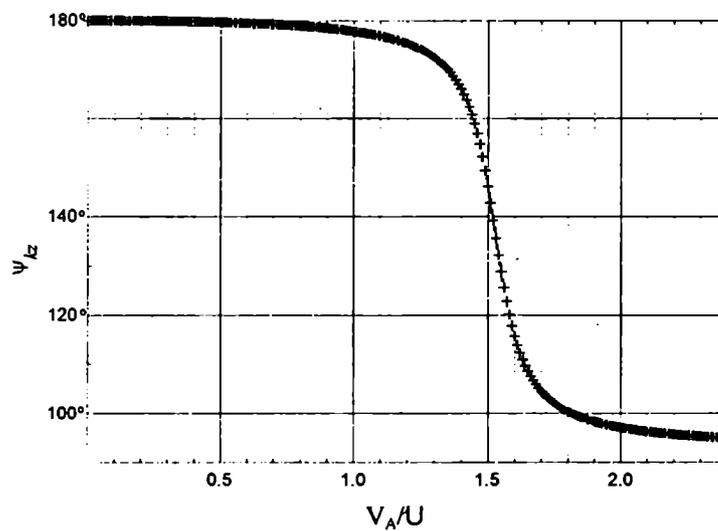


Figura 6.5 Orientación de la perturbación de máximo crecimiento,  $\psi_k$ , para una magnetopausa sin espesor, en función de  $V_A/U = M_A^{-1}$ .

Pero esta discusión que corresponde al límite  $\lambda \rightarrow \infty$ , es sólo una orientación para comprender cualitativamente este efecto. Tenemos que investigar ahora que sucede con los perfiles continuos y  $\lambda/\Delta$  finito.

#### 6.4.b Región cercana al mediodía. Modelo de magnetopausa con espesor

Presentamos aquí los resultados del análisis numérico de los modos KH para la contracorriente de acuerdo con el modelo de magnetopausa con perfiles continuos de espesor finito, presentado en la sección 6.3, para una serie de valores de  $M_A$ .

Las tasas de crecimiento máximas de la inestabilidad ( $p = p_{\max}$ ) que se muestran en la figura 6.6, aumentan con  $\lambda/\Delta$  para un  $M_A$  fijo, y disminuyen con  $M_A$  para una relación constante  $\lambda/\Delta$ . Los valores máximos que se presentan pueden tener distintas orientaciones del vector de onda sobre el plano  $(x, z)$ , tal como se ha discutido en la Sec. 6.4.a, con la diferencia que además hay una dependencia de la orientación con la longitud de onda. Los efectos de estabilización para  $M_A$  bajos aparecen primero para longitudes de onda chicas. Para campos magnéticos débiles,  $\mathbf{k}_{\max}$  resulta paralelo al campo de velocidad y, aumentando las tensiones magnéticas  $\mathbf{k}_{\max}$  se orienta perpendicular al campo magnético (siempre que la cizalladura sea pequeña). Este comportamiento es cualitativamente similar al representado en la Fig. 6.5, pero ahora hallamos que el gradiente de giro de  $\mathbf{k}_{\max}$  es más pronunciado a medida que las longitudes de onda se hacen comparables con  $\Delta$ .

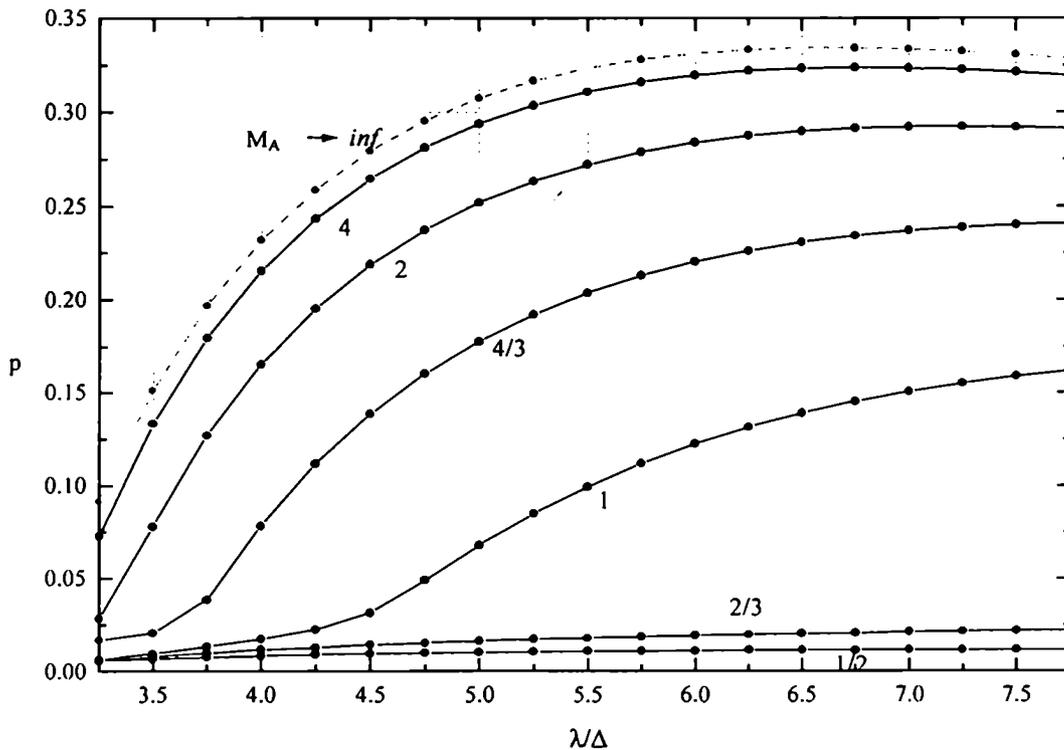


Figura 6.6 Tasas de crecimiento máximas en función de  $\lambda/\Delta$  con  $\Delta = \delta$ ,  $rd = 7/15$ , 12 h.

Por ejemplo, para  $V_A \sim U$  ( $M_A \sim 1$ ) y  $\lambda/\Delta = 3.5$ , resulta  $\mathbf{k}_{\max} \perp \mathbf{B}_0$ ; en cambio, para  $\lambda/\Delta > 6.0$ ,  $\mathbf{k}_{\max}$  es casi paralelo a  $\mathbf{v}_0$ . Para valores de  $V_A$  que superan  $1.5 U$  ( $M_A < 2/3$ ) encontramos que  $\mathbf{k}_{\max} \perp \mathbf{B}_0$  en todo el rango  $\lambda/\Delta$  de la Fig. 6.6. El tiempo de crecimiento de la inestabilidad,  $\tau$ , para campo magnético débil ( $M_A \rightarrow \infty$ ) y para  $\lambda/\Delta = 6.5$ , por ejemplo, es del orden de 7.5 segundos. Este valor aumenta a 18 s cuando  $M_A = 1$ . Para valores de  $M_A > 0.83$ , no supera el minuto, en cambio a  $M_A = 0.5$  le corresponde un tiempo de crecimiento de 3.5 min. Este tiempo supera la hora para valores de  $M_A$  menores que 0.31. Hemos destacado los resultados para  $\lambda/\Delta = 6.5$  porque corresponden al cociente  $\lambda/\Delta$  con mayor tasa de crecimiento cuando los campos magnéticos son débiles.

En las figuras 6.7 y 6.8 presentamos las autofunciones –amplitud y componentes real e imaginaria- correspondientes a las perturbaciones de los campos de velocidad y magnético (componentes  $y$ ), respectivamente, para distintos valores de  $M_A$  y  $\lambda/\Delta = 6.5$ . Las mismas están en función de la variable independiente  $\eta$ , utilizada en la resolución numérica; está adjunta en la misma figura la escala de  $y$  (el vínculo es  $\eta = 1 - e^{-y}$  con  $y > 0$ ,  $\eta = e^y - 1$  con  $y < 0$ ). Están normalizadas de modo que la componente  $y$  de las perturbaciones del campo magnético,  $b$ , valgan 1 en el origen, como se ve en la Fig. 6.8.

En la Fig. 6.7 las autofunciones de la velocidad nos muestran que la perturbación se manifiesta para valores de  $y$ , positivos y negativos, o sea, a ambos lados de la magnetopausa a distancias comparables con su espesor y aún mayores. Sin embargo, se puede observar la fuerte asimetría que presentan las autofunciones de la velocidad conforme las tensiones magnéticas superan la intensidad del flujo. A medida que  $M_A$  decrece, la actividad KH tiende a localizarse en la región del lado interno, es decir del lado de la magnetosfera terrestre. En cambio, las perturbaciones del campo magnético presentan pequeñas sólo pequeñas modificaciones de un caso a otro.

La configuración del evento del 11/XI/79 que corresponde a  $M_A \cong 0.14$  resulta estable para todas las longitudes de onda estudiadas. Esto es debido a la combinación de tensiones magnéticas fuertes con el paralelismo de  $\mathbf{v}_0$  y  $\mathbf{B}_0$  en esta circunstancia.

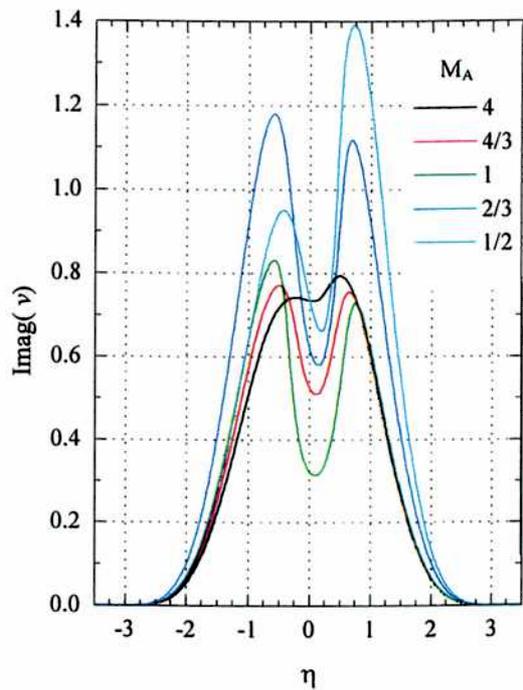
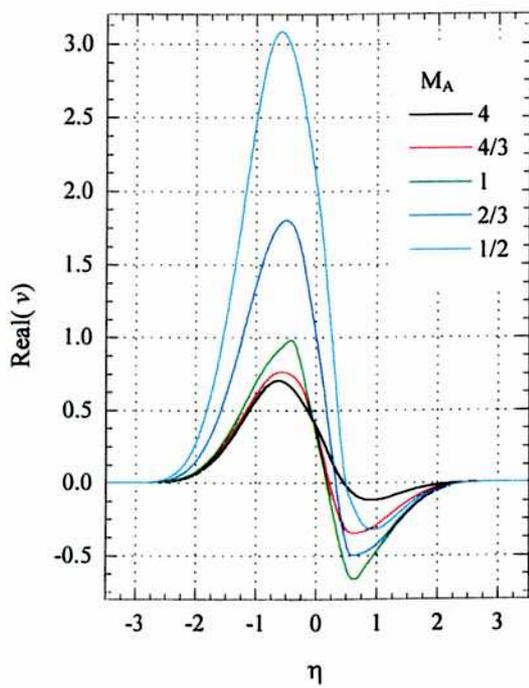
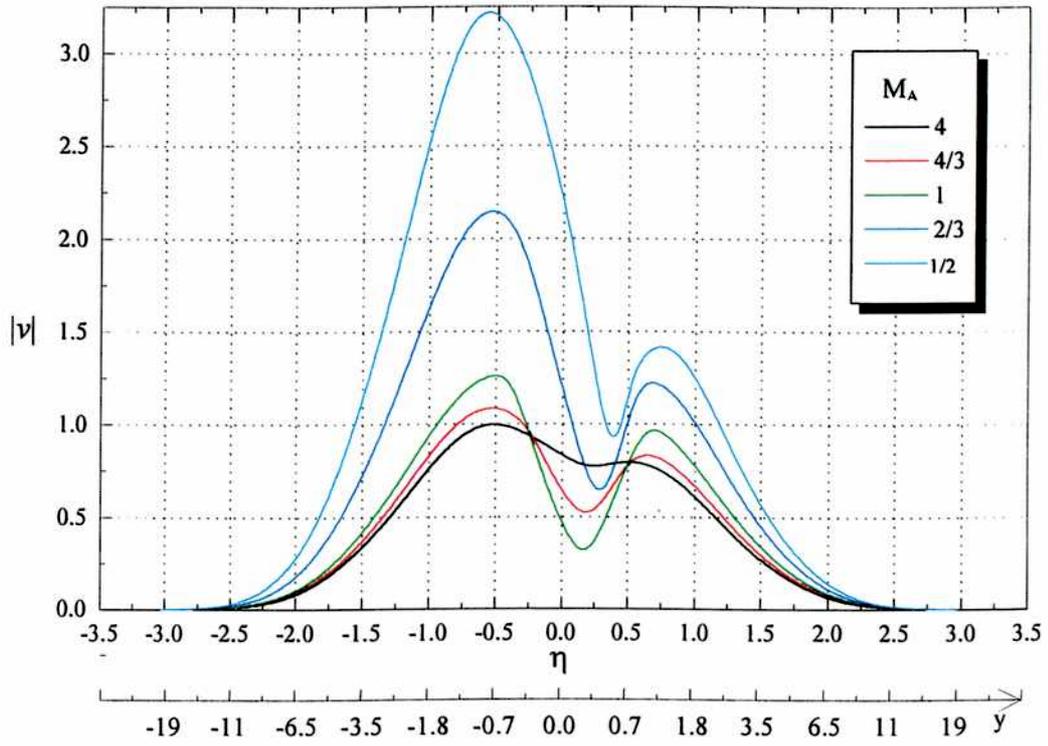


Figura 6.7 Perturbaciones de la velocidad –módulo y componentes real e imaginaria– con distintos  $M_A$ , con  $\lambda = 6.5\Delta$ ,  $\Delta = \delta$ ,  $rd = 7/15$ ,  $12 h$ .

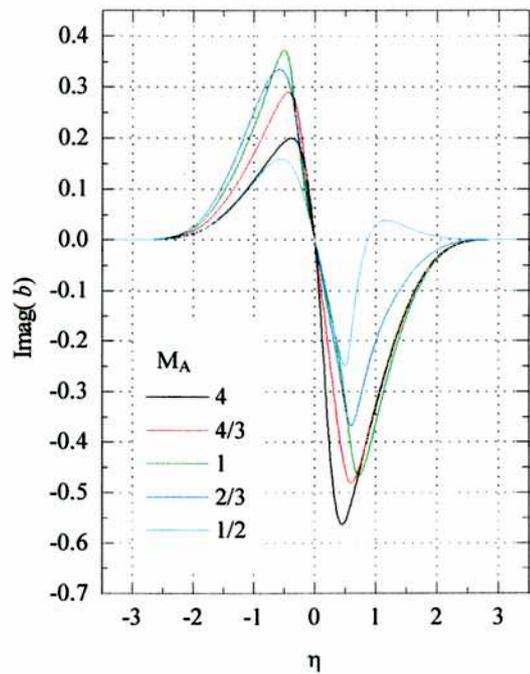
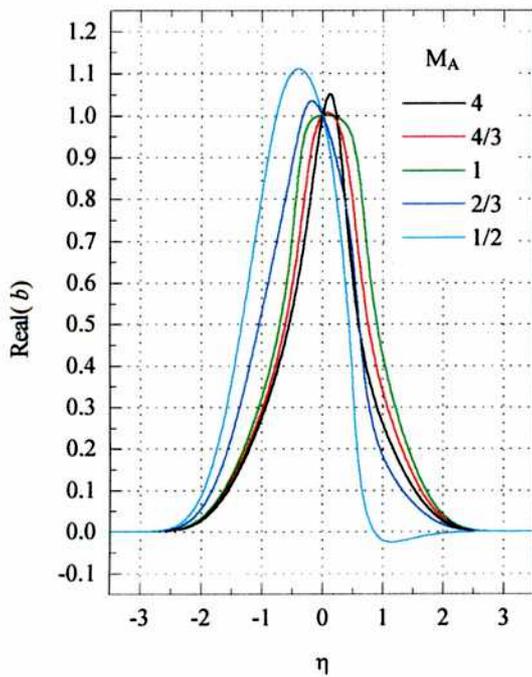
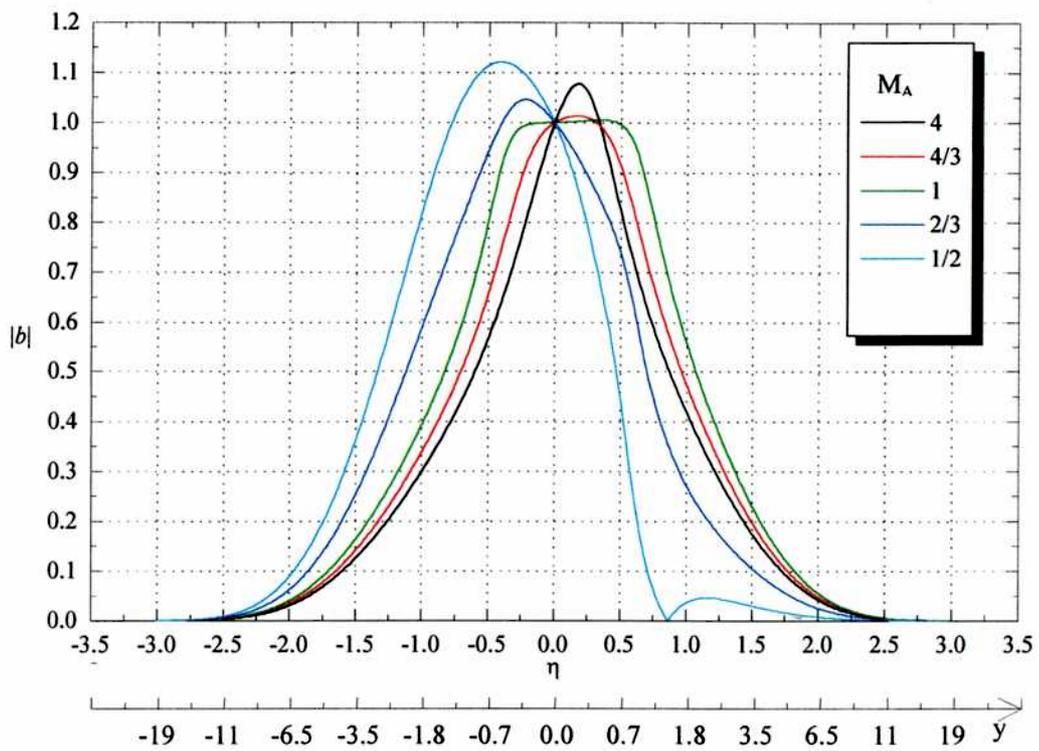


Figura 6.8 Perturbaciones del campo magnético –módulo y componentes real e imaginaria– con distintos  $M_A$ , con  $\lambda = 6.5\Delta$ ,  $\Delta = \delta$ ,  $rd = 7/15$ ,  $12 h$ .

### 6.4.c Comparación con regiones alejadas dos horas del mediodía y otras variaciones

Al observar la ubicación del satélite durante el evento del 11/XI/79 (Fig. 6.2), cercano al plano del ecuador en la región del mediodía, surge el interrogante si el desarrollo de la inestabilidad fuera posible en regiones vecinas. Regiones donde todavía sea plausible la presencia de la contracorriente en el BL, pero donde  $v_0$  haya adquirido una componente este-oeste apreciable. En la zona de las mediciones ( $\sim 12$  h) el flujo es aproximadamente colineal con el campo magnético. Esto posibilita la estabilidad de la configuración incluso para tensiones magnéticas menos intensas que las del caso analizado. Alejándonos del punto subsolar hacia los flancos, la velocidad en la magnetovaina aumenta y la orientación de los campos  $v_0$  y  $B_0$  cambia, por ejemplo es esperable la aparición de una componente  $v_{0x}$ . El acentuado paralelismo entre velocidad y campo magnético de la configuración de la sección 6.4.b disminuye apartándonos del mediodía, y entonces es posible que eventos de contracorriente resulten inestables.

Nos proponemos examinar esta cuestión alejándonos hasta 2 horas al oeste (o al este) y variando los parámetros registrados el 11/XI/79, de acuerdo con los coeficientes del modelo de Erkaev [1988]. Haremos las siguientes hipótesis. Vamos a suponer la misma intensidad para el flujo de contracorriente. Vamos a indicar los resultados obtenidos para este nuevo caso con la denominación 10 h para distinguirlo del primer caso analizado (12 h). Con esta nomenclatura indicamos también las posiciones respectivas –en hora local– sobre el frente de la magnetopausa de las dos regiones estudiadas. Como ya anticipamos en 6.3, a 10 h le corresponde  $\psi_{v_z} = 160^\circ$  y  $\psi_{b_z} = 15^\circ$ , que señalan la presencia de un *shear* en el campo de velocidades y también un aumento del *shear* en el campo magnético.

En la figura 6.9 presentamos las tasas de crecimiento de la inestabilidad KH cuando se considera el modelo dado por las Ecs. 6.2-6.4, donde elegimos dos perfiles para la densidad. En un caso la densidad es constante,  $rd = 1$ , y en el otro caso empleamos el perfil variable de tangente hiperbólica con  $rd = 7/15$ . Se dan los resultados para las dos posiciones 10 h y 12 h, para facilitar la comparación, tomando  $\Delta = \delta$ . Los resultados numéricos presentados son los correspondientes a una longitud de onda particular, igual a 6.5 veces el espesor de la región de transición,  $\lambda/\Delta = 6.5$ .

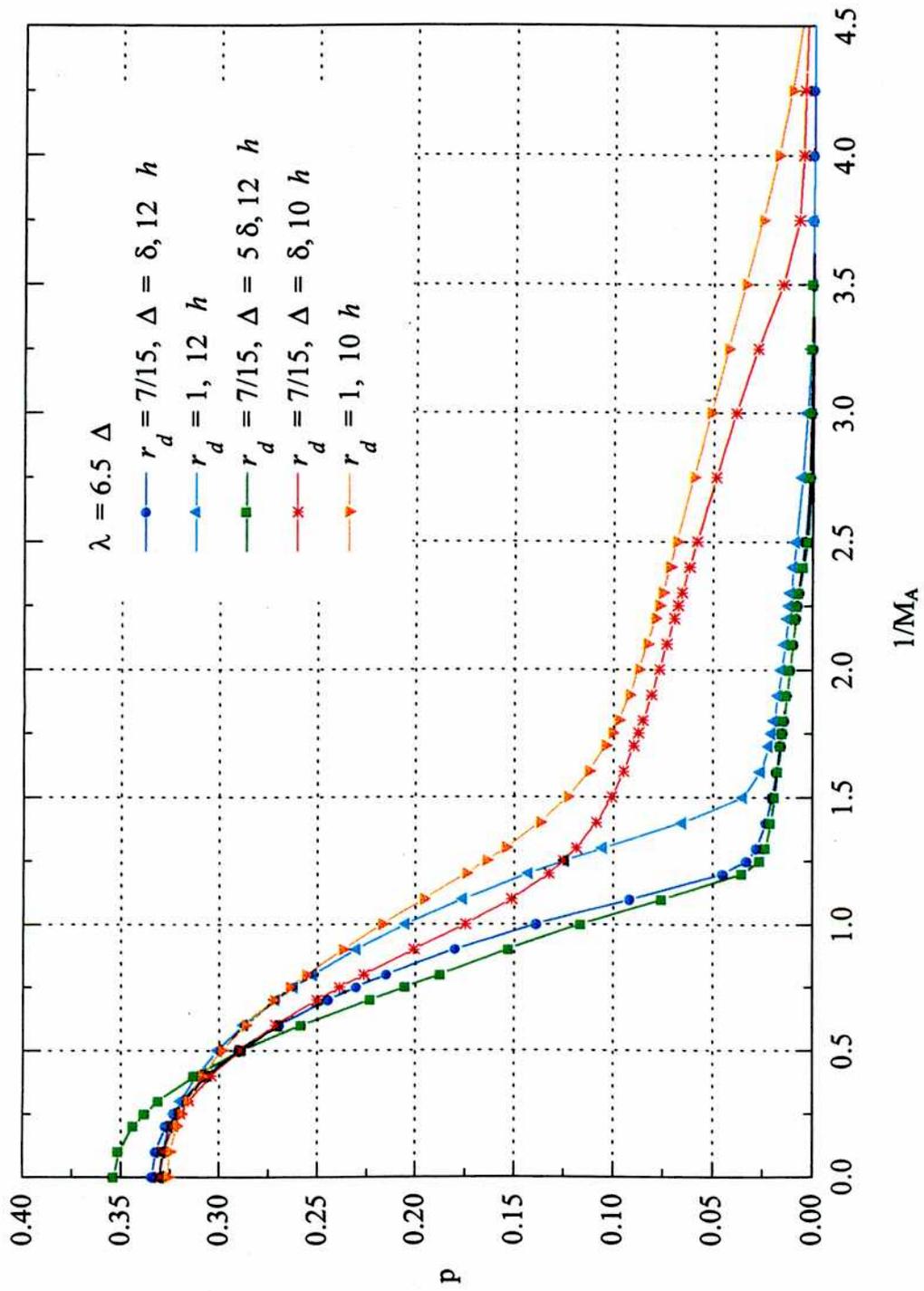


Figura 6.9 Tasas de crecimiento máximas en función de  $M_A^{-1}$  para 5 casos diferentes.

Además en esta misma figura, se presentan las tasas de crecimiento para el caso  $\Delta = 5\delta$  y  $rd = 7/15$  para la posición 12 h. Como ya mencionamos, variamos la escala de longitud de la densidad tomando  $\delta = \Delta/5$  motivados por los resultados de la investigación de Eastman et al. [1996]. Estos autores realizan un estudio estadístico basados en datos de alta resolución de partículas y campos de 235 cruces de satélites con la magnetopausa en la región subsolar registrados por el ISEE 2 y 12 por el AMPTE/CCE, en los cuales no se observa la formación de un BL. Estos eventos son denominados de *magnetopausa prístina*. Especialmente para cruces en las cercanías del mediodía local encuentran que la magnetopausa exhibe, frecuentemente, gradientes y estructuras finas en escalas de longitud mucho menores que la escala de longitud correspondiente a la lámina de corriente propiamente dicha. En particular, mencionan que la caída de nivel de la densidad entre los valores de la magnetovaina y los correspondientes a la magnetosfera presenta una escala de aproximadamente el 20% del ancho de la magnetopausa en regiones del interior de 1 hora de tiempo local del punto subsolar. Así, vamos a considerar en nuestro estudio una cuestión adicional (dejando en segundo plano el efecto de la contracorriente): la influencia de una escala de longitud menor de la variación de la densidad con respecto a la escala de longitud de variación de los campos de velocidad y magnético.

Se evidencia en la figura 6.9 la tendencia hacia la estabilización con  $M_A$  decreciente. La reducción de la inestabilidad KH es menos efectiva para el caso 10 h. Esto se debe a que, en esta posición, la velocidad presenta una componente normal al campo magnético mayor que cerca del mediodía. No obstante, para  $M_A \ll 1$  encontramos que aún apartados de las 12 h, la magnetopausa es también estable, a pesar de la componente de velocidad este-oeste adicional en esta posición. La confrontación entre el tratamiento con densidad constante y los modelos más realistas con variaciones en la densidad, puede observarse en las menores tasas de crecimiento de este último caso. Nótese, sin embargo, que los cambios tienden a desaparecer para  $M_A \gg 1$  cuando  $\Delta = \delta$ . Considerando ahora la influencia de la escala de variación de la densidad, podemos observar que para el caso  $\Delta = 5\delta$ , tenemos algunas diferencias en las tasas de crecimiento correspondientes a  $\Delta = \delta$  para valores altos de  $M_A$ , en la posición 12 h.

En forma análoga al caso 12 h (Figs. 6.7 y 6.8), presentamos las autofunciones correspondientes a las perturbaciones de los campos de velocidad y magnético en las figuras 6.10 y 6.11, respectivamente, en la nueva posición –caso 10 h, para distintos valores de  $M_A$ , manteniendo constantes  $\lambda/\Delta = 6.5$ ,  $\Delta = \delta$  y  $rd = 7/15$ .

A fin de facilitar la comparación de las autofunciones correspondientes a las dos regiones estudiadas, a los perfiles con densidad variable ó constante, y con espesores que verifican las relaciones  $\Delta = \delta$  ó  $\Delta = 5\delta$ , mostramos en las figuras 6.12 y 6.13 las amplitudes de las perturbaciones (velocidad y campo magnético) para las cinco configuraciones estudiadas con  $\lambda = 6.5 \Delta$ ,  $rv = 150/60$  y con  $M_A$  tomando los valores 4, 1, 2/3, 1/2.

Las perturbaciones para densidad constante se mantienen aproximadamente simétricas de ambos lados de la magnetopausa y no se presentan sustanciales diferencias para las dos posiciones, 12 h y 10 h, excepto para valores muy chicos de  $M_A$ . A las 10h se mantiene la asimetría en las perturbaciones de la velocidad con  $rd = 7/15$  respecto del mediodía.

Resulta interesante mencionar que, en el sentido de la problemática tratada en trabajos observacionales recientes (ver Sec. 4.3) acerca de cual frontera es KH inestable, la magnetopausa o el IEBL, los resultados obtenidos en este capítulo, contrastan con los resultados del capítulo anterior. Así, mientras que las configuraciones excepcionales de flujo de plasma en contracorriente aquí analizadas presentan, para  $M_A < 1$ , una mayor actividad KH del lado interno (más cercano a la magnetosfera propiamente dicha), para las configuraciones estudiadas en el Cap. 5 de magnetopausa en condiciones normales para IMF norte, la inestabilidad KH resulta más activa del lado del lado externo (hacia la magnetovaina propiamente dicha) al aumentar la latitud.

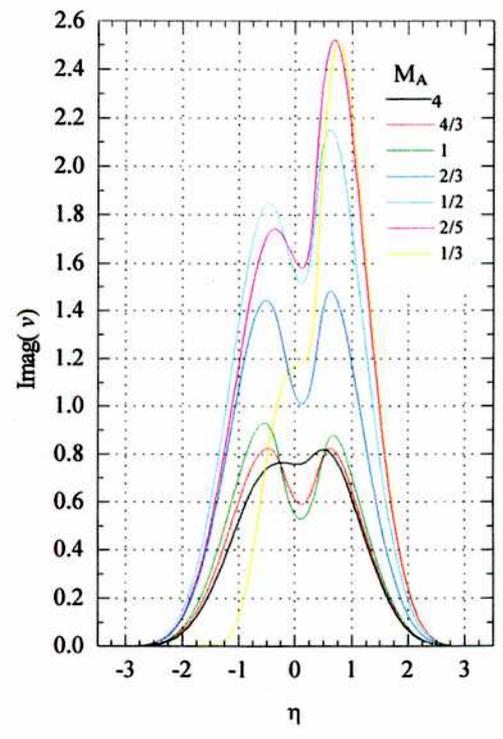
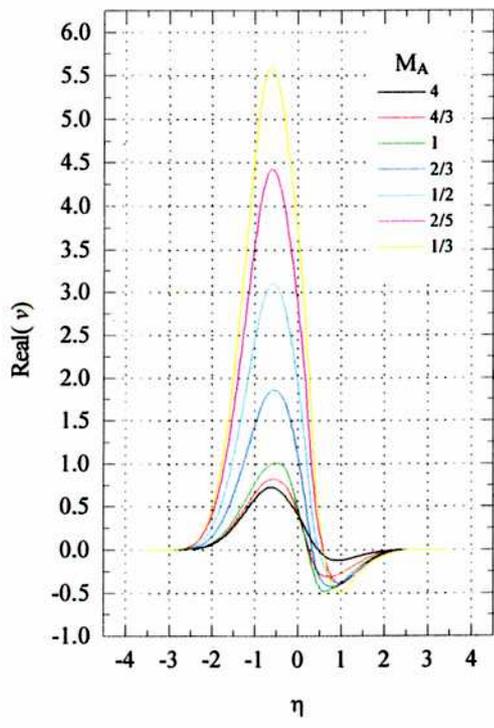
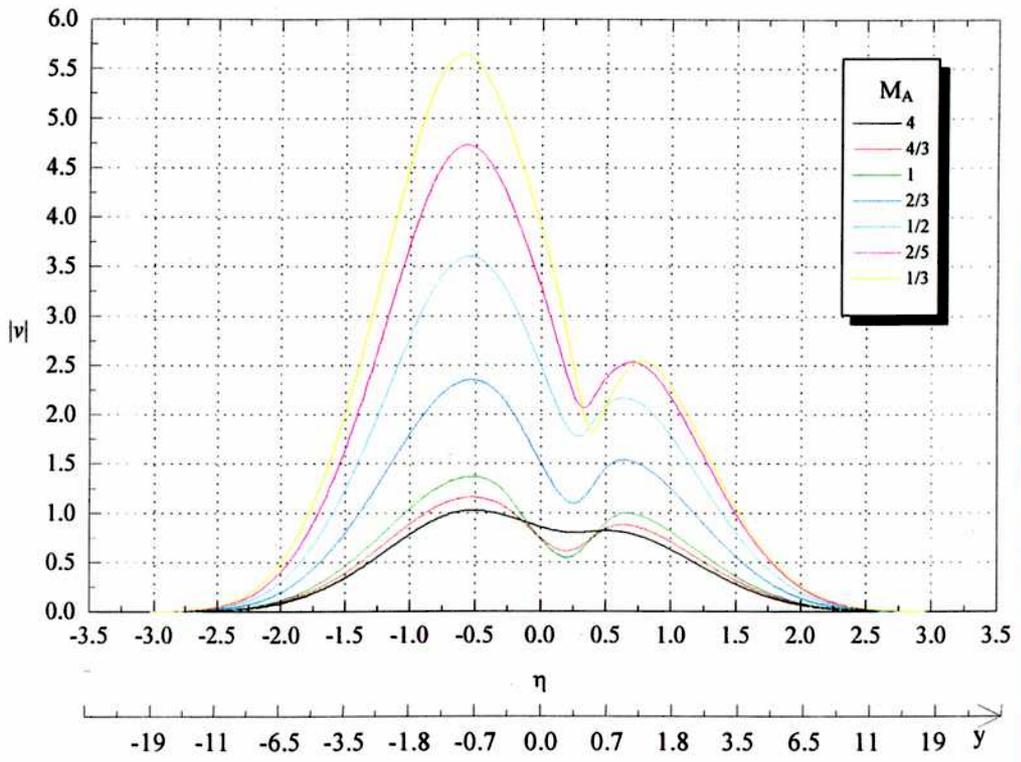


Figura 5.10 Perturbaciones de la velocidad -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos  $M_A$ , con  $\lambda = 6.5\Delta$ ,  $\Delta = \delta$ ,  $rd = 7/15$ , 10 h.

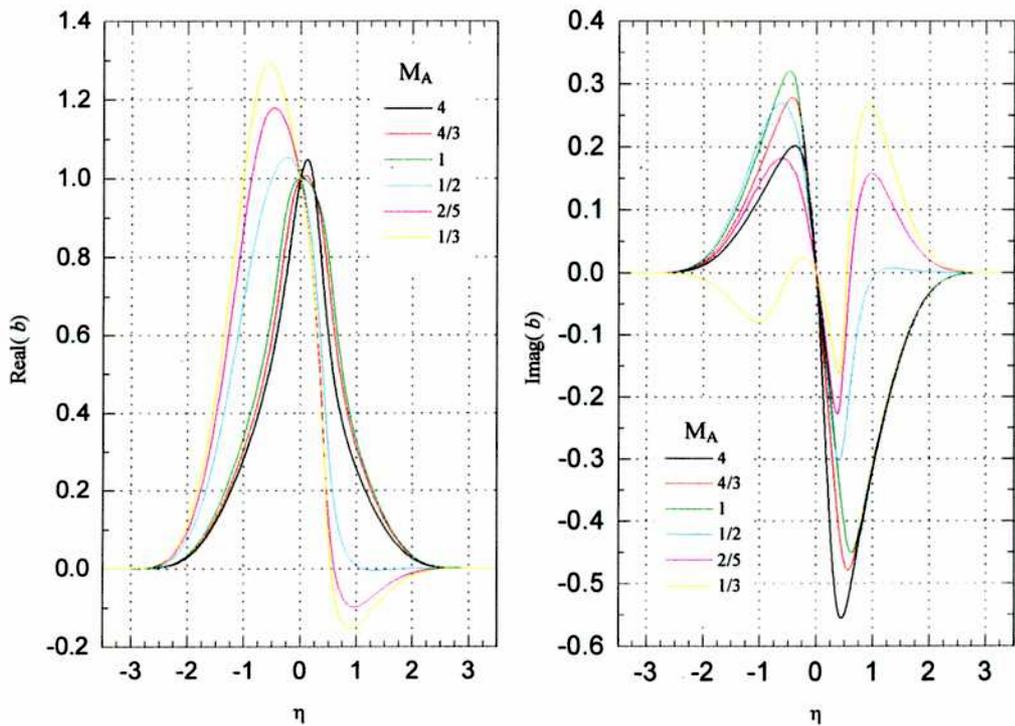
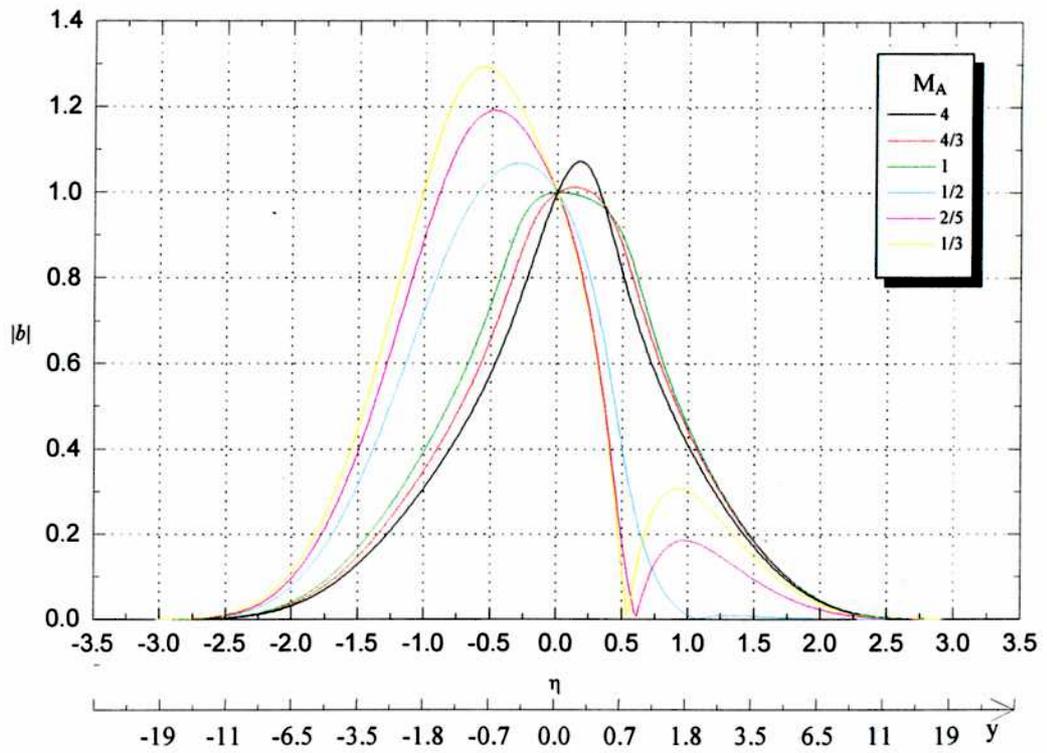


Figura 5.11 Perturbaciones del campo magnético -módulo y componentes real e imaginaria- con distintos  $M_A$ , con  $\lambda = 6.5\Delta$ ,  $\Delta = \delta$ ,  $rd = 7/15$ ,  $10 h$ .

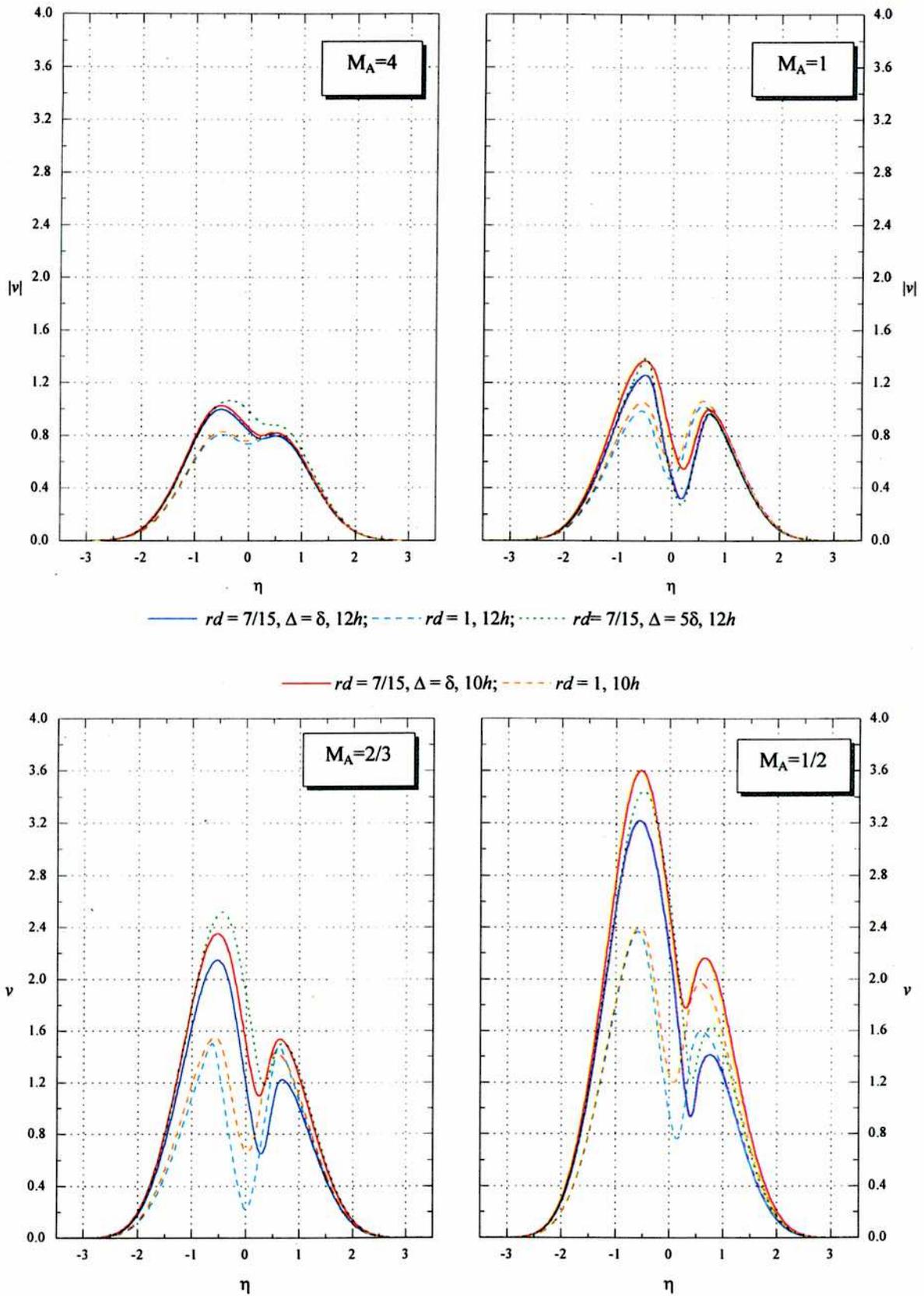


Figura 6.12 Perturbación de la velocidad con distintos  $M_A$  y  $\lambda = 6.5\Delta$  en 5 casos.

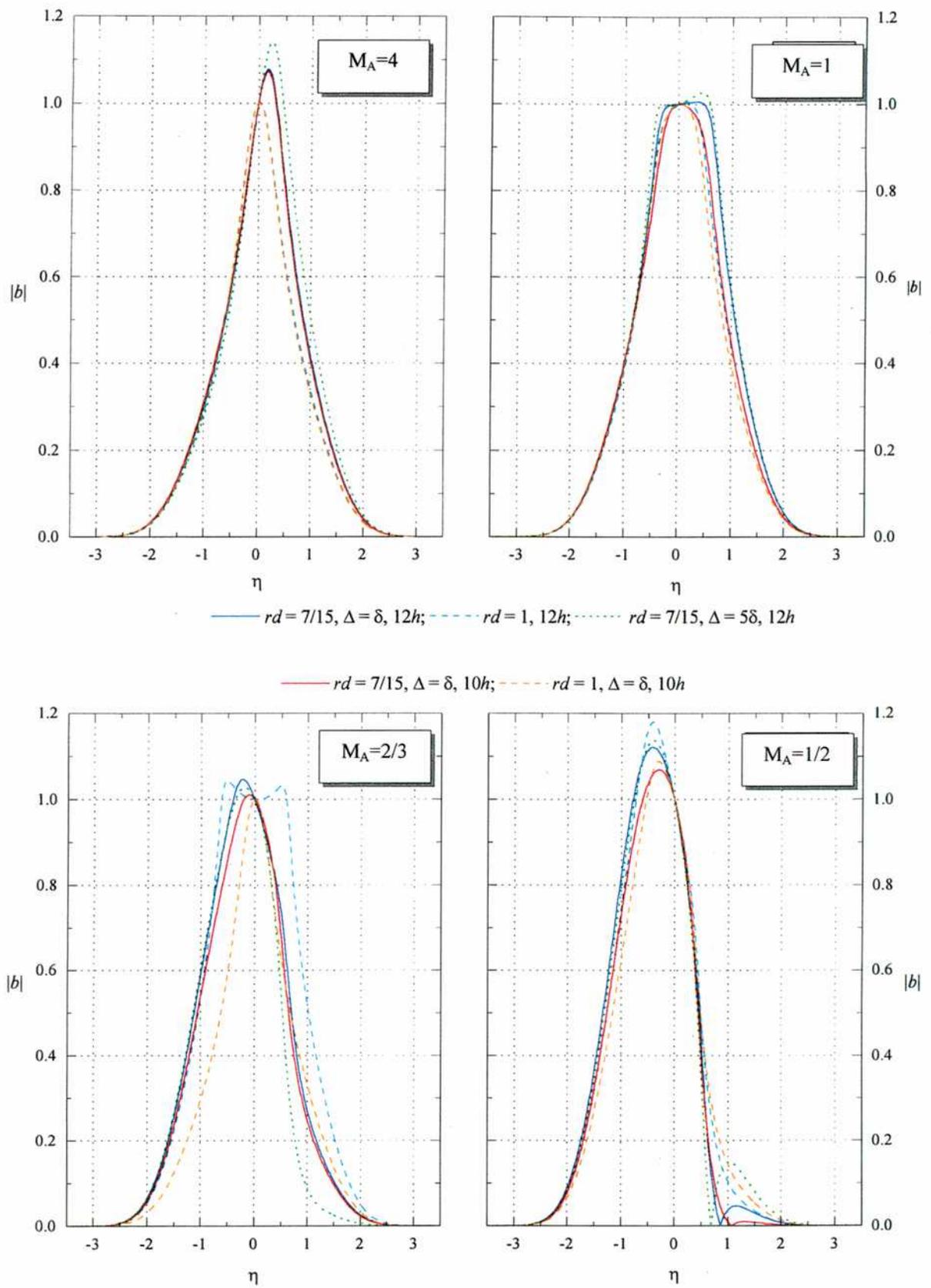


Figura 6.13 Perturbación del campo magnético con distintos  $M_A$  y  $\lambda = 6.5\Delta$  en 5 casos.

## 6.5 Interpretación teórica: extensión magnetohidrodinámica del Teorema de Howard

A fin de interpretar, en forma cualitativa, la estabilización de los modos KH en los escenarios de la magnetopausa que examinamos numéricamente, realizamos un análisis más general sobre los factores estabilizadores presentes en la configuración.

Para simplificar el sistema de ecuaciones (6.1), definimos la variable desplazamiento del plasma como

$$\zeta = i \frac{v_{1y}}{\omega}. \quad (6.10)$$

Incorporamos, nuevamente, la presencia de una gravedad  $g$  no nula adicionando el término  $(ik^2\rho_1g)$  en (6.1.a). Las ecuaciones (6.1.b-c) se transforman en

$$B_{1y} = iF\zeta, \quad (6.11.a)$$

$$\rho_1 = -\zeta D\rho_0. \quad (6.11.b)$$

Combinamos (6.10-11) con (6.1.a) para obtener una ecuación para  $\zeta$ ,

$$D(HD\zeta) - k^2(H + gD\rho_0)\zeta = 0, \quad (6.12)$$

donde  $H = \rho_0\omega^2 - F^2/4\pi$ . Observamos que si el factor  $gD\rho_0$  es nulo, (6.12) corresponde a una forma autoadjunta.

Representamos las proyecciones de las velocidades de la configuración de equilibrio sobre la dirección del vector de onda por

$$V_{Ak}(y) = \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}}{\sqrt{4\pi\rho_0(y)}}, \quad V_k(y) = \mathbf{v}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}. \quad (6.13)$$

Con esta notación, resulta

$$H = k^2\rho_0 \left[ \left( C - V_k(y) \right)^2 - V_{Ak}^2(y) \right] = k^2\rho_0\tilde{H},$$

y la magnitud relacionada a la frecuencia corrida Doppler

$$\frac{\omega}{k} = C - V_k(y) \quad \text{donde} \quad C = \frac{\omega_r}{k} + i\frac{\omega_i}{k} = c_r + ic_i.$$

La ecuación que rige el desplazamiento (6.10) es

$$D(\rho_0 \tilde{H} D \zeta) - (k^2 \rho_0 \tilde{H} + g D \rho_0) \zeta = 0. \quad (6.14)$$

Dado que los perfiles correspondientes a la configuración de orden cero que estudiamos en el modelo son del tipo tangente hiperbólica, en regiones alejadas de la central (fuera de la localización de la magnetopausa) los campos de velocidad y magnético y la densidad permanecen constantes. El comportamiento asintótico del desplazamiento del plasma en dichas regiones responde a

$$D^2 \zeta - k^2 \zeta = 0,$$

asociado a un decaimiento exponencial.

Para una orientación definida de  $\mathbf{k}$  existe un valor máximo y un valor mínimo de  $V_k^2(y)$ , a los que denotamos con  $V_{min}(k)$  y  $V_{MAX}(k)$ , respectivamente. Para el análisis elegimos el supremo y el ínfimo de este conjunto para todas las direcciones posibles de  $\mathbf{k}$ . Multiplicamos (6.14) por la función conjugada  $\zeta^*$ , e integramos por partes para obtener

$$\int M \tilde{H} dy + \int dy g \frac{d\rho_0}{dy} |\zeta|^2 = 0, \quad (6.15)$$

donde  $M \equiv \rho_0 \left( \left| \frac{d\zeta}{dy} \right|^2 + k^2 |\zeta|^2 \right)$  es una función definida positiva. Dado que se satisface

que

$$\tilde{H} = (c_r - V_k(y))^2 - (c_i^2 + V_{Ak}^2(y)) + 2ic_i(c_r - V_k(y)),$$

las componentes real e imaginaria de (6.15) son, respectivamente,

$$\int M \left[ (c_r - V_k(y))^2 - (c_i^2 + V_{Ak}^2(y)) \right] dy + \int dy g \frac{d\rho_0}{dy} |\zeta|^2 = 0, \quad (6.16)$$

$$2ic_i \int M (c_r - V_k(y)) dy = 0. \quad (6.17)$$

De la ecuación (6.17) deducimos que si  $c_i \neq 0$ , entonces  $c_r$  cae dentro del intervalo de variación de  $V_k(y)$ , esto es que  $c_r \in (V_{min}; V_{MAX})$  y verifica que

$$c_r \int dy M = \int dy M V_k(y). \quad (6.18)$$

De (6.16), deducimos que  $\int M [c_r^2 + c_i^2 + V_{Ak}^2] dy = \int M V_k^2 dy + \int dy g \frac{d\rho_0}{dy} |\zeta|^2$ . A partir de la desigualdad

$$\int dy M (V_k(y) - V_{min}(y))(V_k(y) - V_{MAX}(y)) \leq 0,$$

y de (6.18), obtenemos que

$$\int dy M \left\{ \left[ c_r - \frac{1}{2}(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 - \left[ \frac{1}{2}(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 + c_i^2 \right\} \leq - \int dy M V_{Ak}^2. \quad (6.19)$$

En el caso hidrodinámico puro,  $V_{Ak}^2 = 0$ , (6.19) se reduce a

$$\int dy M \left\{ \left[ c_r - \frac{1}{2}(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 - \left[ \frac{1}{2}(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 + c_i^2 \right\} \leq 0.$$

Siendo  $M$  definida positiva, resulta que

$$\left[ c_r - \frac{1}{2}(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 + c_i^2 \leq \left[ \frac{1}{2}(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2, \quad (6.20)$$

expresión correspondiente al Teorema hidrodinámico de Howard [Drazin y Reid, 1981] que indica que para ondas inestables, con  $c_i > 0$ , el complejo  $C$  está restringido a tomar valores dentro del semicírculo que define (6.20). Así,  $|c_i|$  está contenido en un semicírculo con centro en  $\left( \frac{1}{2}(V_{min}^0 + V_{MAX}^0); 0 \right)$  y radio  $r = \frac{1}{2}(V_{MAX}^0 - V_{min}^0)$ , lo que asegura que

$$|c_i| \leq \frac{1}{2}(V_{MAX}^0 - V_{min}^0).$$

En presencia de campo magnético, obtenemos que

$$\left[ c_r - \frac{1}{2}(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 + c_i^2 \leq \left[ \frac{1}{2}(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 - \langle V_{Ak}^2 \rangle, \quad (6.21)$$

donde la magnitud no negativa

$$\langle V_{Ak}^2 \rangle = \frac{\int dy M V_{Ak}^2}{\int dy M},$$

limita el radio del círculo (6.20), según esquematizamos en la figura 6.14.

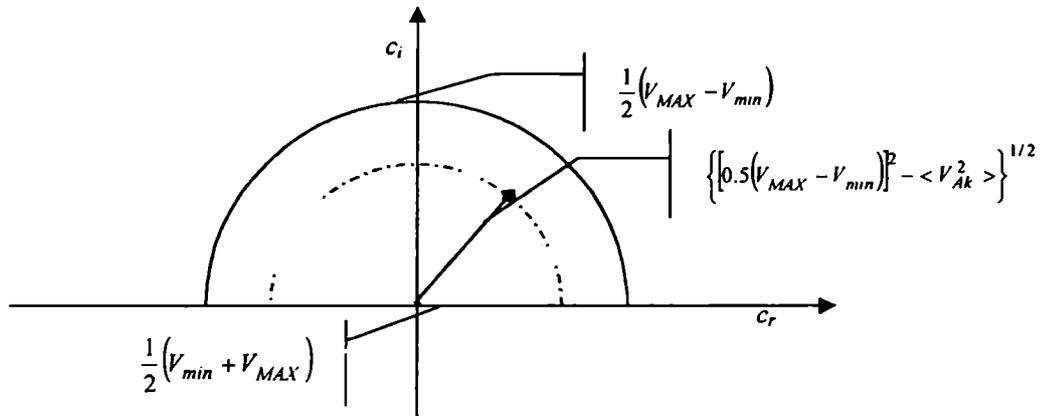


Figura 6.14 Reducción del semicírculo del Teorema hidrodinámico de Howard en presencia de campo magnético.

La estabilización de los modos KH que examinamos numéricamente en la sección anterior puede entenderse, cualitativamente, en términos de la ecuación (6.21). De ella, se sigue que para los modos inestables, el valor característico  $C$  está restringido dentro de un semicírculo ( $c_i > 0$ ) centrado en  $(1/2)(V_{min} + V_{MAX})$  con radio  $R = \left\{ \left[ 0.5(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 - \langle V_{Ak}^2 \rangle \right\}^{1/2}$ . Cuando la intensidad del campo magnético aumenta con respecto al campo de velocidad (lo cual corresponde a valores decrecientes de  $M_A$ ) es posible que aparezca una tendencia a valores más chicos del radio  $R$ , puesto que  $\langle V_{Ak}^2 \rangle$  no puede ser nulo para campos magnéticos con cizalladura. Esto es, la estabilización puede visualizarse como una reducción del círculo de inestabilidad para números de Mach Alfvénico pequeños. Así, de existir un valor  $\min \{ \langle V_{Ak}^2 \rangle \}_k = \langle V_A^2 \rangle_{min}$  que supere  $(V_{MAX} - V_{min})/2$ , la onda resulta estable y aparecerá un corte en la curva de inestabilidad.

Podemos formalizar nuestros resultados en el siguiente teorema, cuya demostración hemos desarrollado a lo largo de esta sección.

Sea  $C = c_r + ic_i$  con  $c_r = \text{Re}(\omega/k)$  y  $c_i = \text{Im}(\omega/k)$ . Sea también  $V_{Ak}(y) = [\mathbf{B}_0 / \sqrt{4\pi\rho_0(y)}] \cdot \mathbf{k}/k$  y  $V_k(y) = \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k}/k$ , donde  $\mathbf{B}_0(y)$ ,  $\mathbf{v}_0(y)$  son perfiles arbitrarios tales que para cada orientación de  $\mathbf{k}$  existe un máximo y un mínimo, denotados por  $V_{MAX}(k)$  y  $V_{min}(k)$ , respectivamente. Hállese  $V_{MAX}$  como el mayor de todos los  $V_{MAX}(k)$ , y  $V_{min}$  como el menor de  $V_{min}(k)$ , sobre todas las direcciones posibles de  $\mathbf{k}$ . Defínase  $\langle V_{Ak}^2 \rangle = \int dy M V_{Ak}^2 / \int dy M$ , con  $M \equiv \rho_0(y) \left( |D\zeta|^2 + k^2 |\zeta|^2 \right)$ . Se puede demostrar que

$$\left[ c_r - (1/2)(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 + c_i^2 \leq \left[ (1/2)(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 - \langle V_{Ak}^2 \rangle \equiv R^2.$$

De agregar la presencia de un campo gravitatorio en la dirección  $y$ , ya sea real o ficticio, aparece un nuevo factor que amplifica o reduce el radio del semicírculo (6.21), en función del signo de la gravedad  $g$  y del signo del gradiente de la densidad  $\rho_0$  de acuerdo con siguiente expresión

$$\left[ c_r - \frac{1}{2}(V_{min} + V_{MAX}) \right]^2 + c_i^2 \leq \left[ \frac{1}{2}(V_{MAX} - V_{min}) \right]^2 - \langle V_{Ak}^2 \rangle - \int dy g \frac{d\rho_0}{dy} |\zeta|^2. \quad (6.22)$$

Observamos, nuevamente, que en el entorno de la magnetopausa terrestre el acoplamiento de modos RT puede favorecer o reducir la actividad KH en función del sentido de la aceleración que la misma presente.

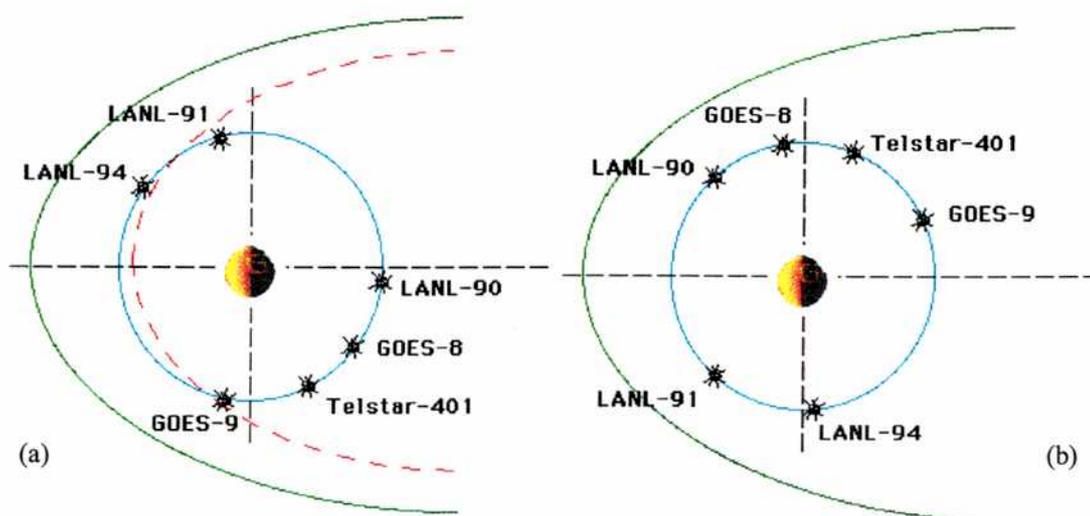
## **7 Inestabilidades de la magnetopausa diurna durante la interacción con la nube magnética interplanetaria del 11 de Enero de 1997**

En este capítulo presentamos un estudio detallado de las inestabilidades y ondas excitadas por el pasaje de la nube magnética del 11 de Enero de 1997 sobre un flanco ecuatorial cercano de la magnetopausa, combinando teoría e interpretación de observaciones. Contamos con registros de alta resolución de satélites situados en distintas regiones del espacio y registros de magnetómetros en varias posiciones sobre la Tierra. La gran compresión de la magnetopausa al comienzo del período 00:30 - 05:30 UT que hemos estudiado, seguido de una repentina descompresión a 02:00 UT, y de varias horas de campo interplanetario orientado fuertemente al norte, le confieren a este evento características singulares en relación con la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz.

### **7.1 La nube magnética: aspectos generales**

Una gran nube magnética causada por la eyección de masa de la corona solar (CME, *coronal mass ejection*) el día 6 de Enero de 1997, se aproxima a la Tierra cuatro días más tarde, y continúa interactuando con la magnetosfera terrestre hasta el día 11 de Enero. Ese día, cerca de 02:00 UT, se produce un gran incremento en la presión dinámica del viento solar, que llega a superar varias veces los valores normales, seguido por una espectacular caída de la presión dinámica en pocos minutos, con la consiguiente drástica perturbación de la magnetopausa terrestre. La interacción de la nube magnética con la Tierra está vinculada con registros anormales de altos niveles de radiación, y también se conecta probablemente con la inutilización del equipo de telecomunicaciones del satélite AT&T Telstar 401. La posición de este último, y de los satélites GOES y LANL (*Los Alamos National Laboratory*) durante los mencionados sucesos, está esquematizada en la figura 7.1.

La fuerte interacción nube magnética - magnetosfera se manifestó también en auroras boreales y tormenta magnética, pero esta última no produjo, como en otros eventos, cortes masivos en el suministro de energía eléctrica.



Posición de la magnetopausa: — normal — sugerida; — órbita geosincrónica

Figura 7.1 Posiciones aproximadas de los satélites geostacionarios el 11/I/97:

(a) ~02:00 UT Tiempo de cruce de la magnetopausa con LANL,

(b) ~ 11:15 UT Tiempo de anomalías en Telstar-401.

Las CMEs son vastas estructuras de plasma y campo magnético expelidas del Sol. Desde que se identificaron por primera vez en la década del 70 han estado en el centro del interés de la comunidad científica espacial y se conocen hoy como un elemento clave del enlace entre las erupciones solares y la mayoría de las perturbaciones interplanetarias y las tormentas geomagnéticas [e.g., Gosling, 1993]. El evento en estudio está catalogado como una CME característica, dirigida a la Tierra, del tipo *halo*. Las nubes magnéticas –término utilizado por primera vez por Burlaga et al. [1981] – constituyen un subconjunto de las CMEs. Su característica observacional consiste en un aumento de la intensidad del campo magnético con respecto a los valores del viento solar, una gran rotación de la dirección de dicho campo a través de la estructura de la nube, y un bajo beta de protones. SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*), observatorio de la ESA (*European Space Agency*) con colaboración de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), tomó una imagen del inicio de la gran eyección a las 17:34 UT del día 6 de Enero con el cronógrafo C<sub>2</sub> de LASCO (*Large Angle and Spectrometric Coronagraph*). A partir de allí, el evento quedó registrado por un conjunto de satélites del programa ISTP (*International Solar*

*Terrestrial Physics*) y varios otros observatorios especializados ubicados en órbitas terrestres e, incluso, magnetómetros en Tierra. Si bien la actividad geomagnética resultante fue menor en comparación con otros eventos de la época de máxima actividad solar, el estudio de esta nube ha despertado gran interés como lo acreditan, por ejemplo, la sesión del congreso de física espacial realizado el 7-8 de Abril *ISTP Science Workshop of Jan. 7-9 1997*, Washington, DC, y también la edición *ISTP Sun-Earth Connections* del *Geophysical Research Letters*, Vol. 25, No. 14, 1998, especialmente dedicados a este evento. Es considerado como el primer evento en su tipo del que se ha logrado una visión bastante completa de su evolución, contando con la colaboración de más de una docena de países. La figura 7.2 es una proyección del halo dentro de una imagen EIT (*Extreme Ultraviolet Imaging Telescope*) del Sol, durante una rotación previa; la circunferencia verde marca el círculo formado por el halo. En la figura 7.3 esquematizamos la ubicación de algunos de los principales satélites involucrados en la documentación del evento.

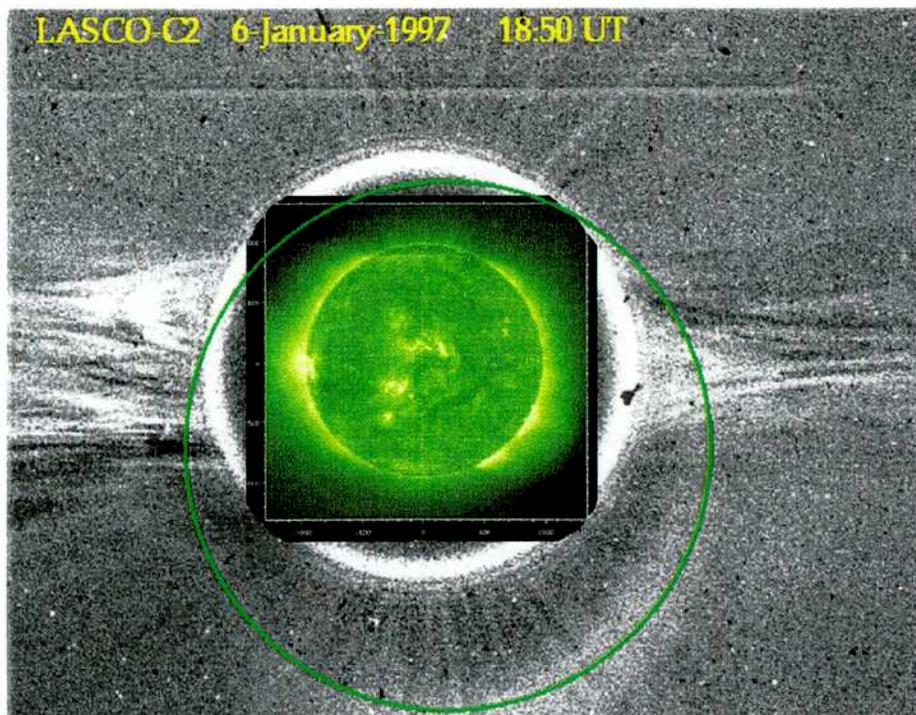


Figura 7.2 Imagen de SOHO/LASCO C<sub>2</sub> del halo coronal del 6-I-97.

(Fuente: [http://umbra.nascom.nasa.gov/istp/cloud\\_event.html](http://umbra.nascom.nasa.gov/istp/cloud_event.html).)

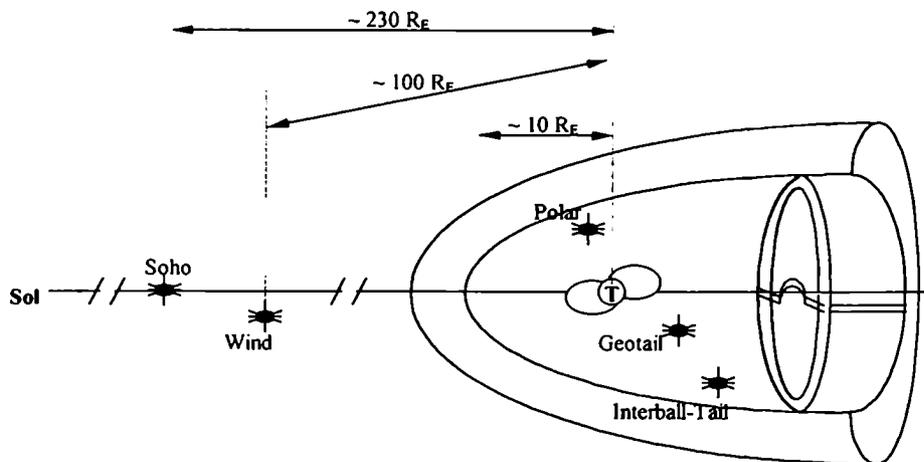


Figura 7.3 Esquema de la ubicación de distintos satélites el 11/1/97.

## 7.2 La nube magnética encuentra la Tierra

De importancia en nuestro estudio son los registros del viento solar del satélite WIND y las oscilaciones de la magnetopausa observadas por los satélites GEOTAIL e INTERBALL Tail (cuyos registros hemos estudiado extensamente). No hay registros satelitales de la magnetovaina en zonas cercanas al frente de la magnetopausa, debido a la posición de los satélites en el período de interés. En cuanto a los registros en órbitas terrestres mencionamos a POLAR, GOES y equipos del LANL (ver Fig. 7.1) según los cuales la intensidad de los cinturones de radiación aumentó más de cien veces respecto a los niveles anteriores al 10 de Enero y siguieron subiendo durante varios días. Con respecto a las redes de magnetómetros terrestres, hemos utilizado datos aportados por una de las cuatro cadenas pertenecientes al ISTEP, CANOPUS (*Canadian Auroral Network for the OPEN Program Unified Study*) y las colaboraciones internacionales de las cadenas IMAGE (*International Monitor for Auroral Geomagnetics Effects*) y GREENLAND. Presentamos información adicional de los satélites y sus instrumentos en el apéndice 3. Entre otros registros satelitales importantes para un estudio global de este evento [Fox et al., 1998] podemos mencionar a FAST, SAMPEX, IMP 8, YOHKOH e INTERBALL Aurora que no hemos considerado aquí (con una breve salvedad para IMP 8).

La figura 7.4 muestra las proyecciones de las órbitas de los satélites del ISTEP e INTERBALL, durante 4 días a partir del 9 de Enero, sobre los planos X-Z y X-Y en el

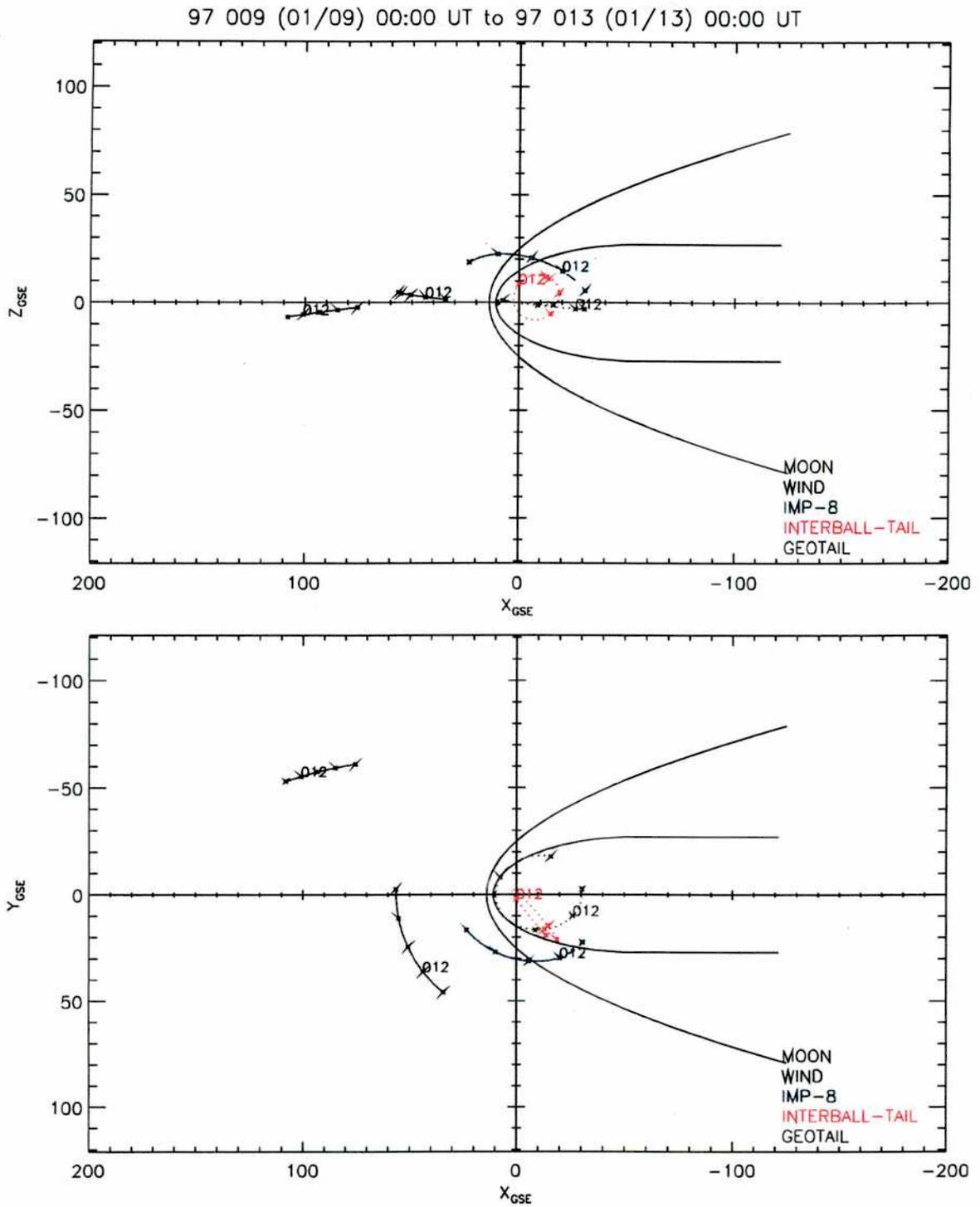


Figura 7.4 Proyecciones de las órbitas de los satélites del ISTP e INTERBALL, incluye un modelo de la forma de la onda de choque y de la magnetopausa.  
(Fuente: [http://www-sprof.nasa.gov/cgi-bin/gif\\_wal](http://www-sprof.nasa.gov/cgi-bin/gif_wal); Dr. Mauricio Peredo y Dr. Scott Boardsen)

sistema de referencia GSE, en un rango de distancias entre +200 y -200  $R_E$ . Están incluidas en la figura las proyecciones de un modelo de la onda de choque interplanetaria (BS) y un modelo de la magnetopausa. Los modelos están calculados a partir de condiciones promedio para el IMF y el viento solar, presión de 2.1 nPa. Los trazos de las líneas de las trayectorias de los satélites varían dependiendo de la región donde el satélite está localizado: trazo continuo para el viento solar, discontinuo para la magnetovaina y punteado para la magnetosfera.

Las características físicas de la CME en el espacio interplanetario cercano de la Tierra fueron monitoreadas remotamente por el instrumento WAVES del satélite WIND, mediante la detección de emisiones de ondas de radio kilométricas tipo II (rango de frecuencias ~30 kHz a unos pocos MHz). Estas emisiones son generadas en la frecuencia fundamental de plasma y su armónica, por los electrones acelerados en los choques interplanetarios provocados por las CMEs [Kaiser et al., 1998] y no pueden ser detectadas en instrumentos en Tierra pues la ionosfera bloquea dichas ondas. Cuando un choque interplanetario se propaga alejándose del Sol, la frecuencia de las emisiones de radio disminuye debido a que la densidad electrónica del medio interplanetario decrece. WAVES es capaz de detectar estas ondas a gran distancia –mucho antes que la nube arribe a las inmediaciones terrestres– y determinar la dirección en la que dichas ondas viajan. WAVES detectó este tipo de ondas a partir de 02:00 UT del 8 de Enero hasta 01:00 UT tres días después.

Las primeras mediciones *in-situ* fueron hechas por el instrumento CELIAS (*Charge, Element, and Isotope Analysis System*) de SOHO ubicado a ~230  $R_E$  de la Tierra. Cerca de 00:10 UT del día 10, se registraron datos correspondientes al frente de choque que precede a la nube; la velocidad del viento solar y la densidad aumentaron de 350 a 450 km/s y de 7 a 13 iones/cm<sup>3</sup>, respectivamente. Después de las 04:00 UT, 10 de Enero, se produjo un nuevo aumento, marcando el arribo de la nube, la velocidad subió a 520 km/s, pero la densidad bajó a valores previos al evento, 2 iones/cm<sup>3</sup>, por un par de horas. Las siguientes mediciones *in-situ*, le corresponden al satélite WIND (~70  $R_E$ ) el cual detectó el choque a 00:50 UT del mismo día 10, y registró el arribo de la nube, con una fuerte componente magnética orientada al sur, a las 04:40 UT. El campo magnético interplanetario permaneció sur por 12 horas y luego rotó hacia el norte.

Aproximadamente 18 minutos después de alcanzar a WIND, la nube arribó a la Tierra, tardando un día entero en pasar por ella.

El extremo final de la nube fue observado en horas tempranas del 11 de Enero, completando una estructura con un ancho de más de 45 millones de kilómetros. Una peculiaridad, del mayor interés para el tema de esta tesis, se manifestó en la etapa final de los registros de la nube magnética, durante las primeras horas del 11 de Enero de 1997. La cola de la nube contenía un filamento de densidad excepcionalmente alta, 185 partículas por  $\text{cm}^3$ , con respecto a los registros medios de viento solar a 1 UA (unidad astronómica). Se trata del "*plasma plug*" de alta presión dinámica que produjo la gran compresión de la magnetopausa entre 01:00 - 02:00 UT. Como consecuencia de la compresión, satélites cuyas órbitas normalmente están en la magnetosfera, se encontraron temporalmente y excepcionalmente en la magnetovaina. GEOTAIL e INTERBALL Tail [Yermolaev et al., 1998] en el flanco ecuatorial del anochecer de la magnetosfera fueron los primeros satélites de la vecindad terrestre que detectaron la nube, como lo evidencian sus múltiples excursiones entre la magnetosfera y la magnetovaina. Los cruces se deben a la alta presión dinámica del viento solar que desplaza de la posición de equilibrio de la magnetopausa y no pueden atribuirse a perturbaciones por procesos de reconexión debido a la orientación norte del IMF. Este es el período que será objeto de nuestra atención en las siguientes secciones.

Luego del arribo de la nube, se manifestó una creciente actividad de subtormenta magnética y aumentó la actividad auroral, como quedó registrado por POLAR [Spann et al., 1998] y las cámaras y fotómetros terrestres en el Polo Norte, Alaska y Escandinavia. SuperDARN (*Super Dual Radar Network*) detectó una creciente convección ionosférica y las cadenas de magnetómetros en la Tierra detectaron pulsaciones Pi-2. Las máximas perturbaciones fueron registradas por la red de magnetómetros CANOPUS y fueron detectadas pulsaciones en altas y bajas latitudes, como discutimos más adelante. Se registró y cuantificó la deposición de grandes cantidades de energía en la ionosfera terrestre. Algunas estimaciones sugieren que en la cúspide del evento la potencia eléctrica disipada en la aurora en los hemisferios fue de  $\sim 1400\text{GW}$ , poco menos del doble de la capacidad de potencia eléctrica generada por los Estados Unidos [Fox et al., 1998].

### 7.3 Plan de la exposición

Para describir el estudio realizado vamos a presentar en primer lugar las observaciones de WIND, nuestro monitor en el espacio interplanetario, y luego las observaciones de INTERBALL Tail. En el primer caso vamos a identificar períodos con distintas propiedades del plasma interplanetario. En el segundo caso vamos a identificar los regímenes físicos de plasma que observa el satélite, y que corresponden a distintos momentos en los cruces de la magnetopausa citados. En ambos casos se trata de datos originales, aún no publicados, facilitados por cortesía de los investigadores principales a cargo del instrumental de los respectivos satélites.

Estamos interesados en analizar las ondas observadas durante el pasaje del final de la nube magnética, y la actividad KH excitada en el lado del anochecer [ $\sim 12 R_E$  hacia la cola de la línea aurora-crepúsculo] en la magnetovaina cerca de la magnetopausa, la magnetopausa, el LLBL y el *plasmashet*. Se trata de una región crítica para los estudios de la interacción viento solar-magnetosfera, todavía poco conocida, sobre la cual hemos podido obtener excelentes datos de INTERBALL Tail para este evento. Después de una sección sobre la teoría de la actividad KH para esta región, vamos a discutir también los datos de las cadenas de magnetómetros terrestres que registraron la influencia de las perturbaciones de la magnetopausa durante el período estudiado.

### 7.4 Observaciones de WIND

En la figura 7.5 mostramos los registros de protones y campo magnético de WIND para el intervalo de 00:30 a 05:00 UT, 11/1/97, con una resolución de  $\sim 1.5$  min, cuando el satélite está ubicado  $\sim (94, -57, -5)R_E$  (GSM). Representamos, del panel superior al inferior: la densidad de protones,  $N$  (partículas por  $\text{cm}^3$ ); el módulo de la velocidad del plasma,  $V$  (km/s); la temperatura,  $T$  (K); las componentes GSM del campo magnético,  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ , y el campo total  $B$  (nT); el ángulo de reloj (*clock*) para el IMF ( $^\circ$ ) definido con  $\theta = \arctan[|B_y/B_z|]$ ; la presión dinámica,  $P$  (nPa); el beta de protones,  $\beta$ , y el número de Mach Alfvénico,  $M_A$ . Los registros de partículas provienen de los sensores de SWE (*Solar Wind Experiment*) y los de campo del magnetómetro dual de entrada triaxial MFI (*Magnetic Fields Investigation*). Las líneas verticales

delimitan distintas regiones de la nube en las cuales los parámetros del viento solar varían suavemente. La ventaja de distinguir intervalos en los cuales las características del plasma interplanetario son cuasi-constantes es que facilitan la identificación de fenómenos ondulatorios propios de la magnetopausa, que de otra manera podrían atribuirse a variaciones de las propiedades de la nube.

Hasta 00:53 UT, intervalo que denominamos  $A_1$ , no se presentan modificaciones significativas en las características registradas del viento solar. A partir de allí, y por un intervalo que dura hasta 02:02 UT, se produce un tapón de alta presión que provoca un incremento paulatino en la componente  $B_z$ . Esta zona, que denominamos  $A_2$ , culmina con una abrupta caída de la presión dinámica. Luego de este descenso, de 02:02 a 02:41 UT intervalo identificado como  $A_3$ , el ángulo de reloj se reduce a un promedio de  $17^\circ$ , y el número de Mach Alfvénico decrece de valores mayores a 10 a un valor promedio de 7. Las implicancias dinámicas de estas modificaciones serán analizadas en secciones posteriores.

De 02:41 a 02:55 UT, intervalo que titulamos  $A_4$ , se acentúan las características norte del campo magnético (ángulo de reloj medio  $\approx 5^\circ$ ) y se presenta una nueva subida en la presión. Esta región culmina con un repentino giro en la orientación del campo magnético, el cual se vuelve marcadamente sur, pero disminuye su intensidad, apareciendo una estructura llamada agujero magnético (*magnetic hole*). En esta zona,  $A_5$ , aumenta un poco la velocidad, mientras que la temperatura asciende abruptamente y disminuye la densidad. A partir de allí, de 03:12 a 04:30 UT, intervalo  $A_6$ , el campo magnético vuelve a orientarse norte, y mantiene un valor promedio de  $10^\circ$  para el ángulo de reloj con módulo creciente. La velocidad promedio supera ahora los 450 km/s, a diferencia de los valores medios registrados al comienzo del día, 420 km/s. Las densidades son bajas y las temperaturas se mantienen altas pero con valor medio inferior respecto de los valores registrados en  $A_5$ . En este intervalo pueden identificarse claramente tres pulsos de presión. Luego de 04:30 UT se extiende el intervalo  $A_7$ , que es una transición del final de la nube magnética al viento solar.

Para estimar los tiempos de retraso entre registros de distintos satélites, utilizamos los datos (no mostrados aquí) y la ubicación del satélite IMP 8 (Fig. 7.4)  $\sim (-8, 31, 20)R_E$ , el cual observó hasta 04:06 UT (tiempo de IMP 8) esencialmente el mismo campo que WIND (notemos que después de esa hora, IMP 8 se encontraba en la

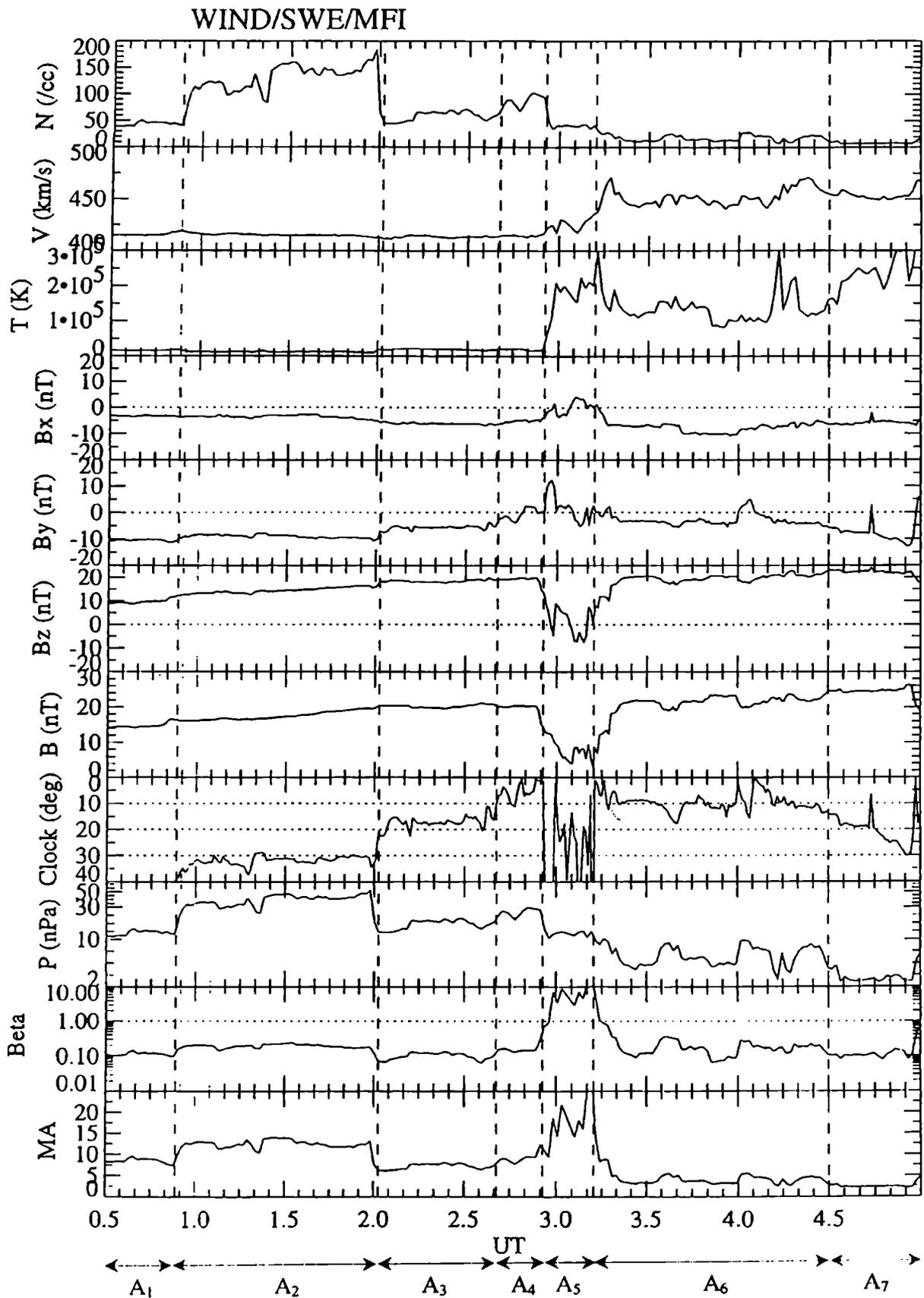


Figura 7.5 Datos de protones y campo magnético de WIND, 00:30 – 05:00 UT. 11/1/97.

Del panel superior al inferior: densidad, módulo de la velocidad, temperatura y componentes GSM y módulo del campo magnético, ángulo de *clock*, presión dinámica, beta y número de Mach Alfvénico.

magnetovaina). Comparando los tiempos de inicio del agujero magnético obtenemos un retraso en WIND-IMP 8 de 22 minutos. Esta estimación junto con la posición de INTERBALL Tail, 4-5  $R_E$  corriente abajo de IMP 8 también hacia el crepúsculo, nos permite establecer como atraso WIND-INTERBALL Tail un tiempo de 25 minutos. Este resultado cobra importancia cuando, como es nuestro objetivo, se desean coordinar las observaciones de ambos satélites para analizar la respuesta dinámica que provocan las perturbaciones del campo magnético interplanetario y los parámetros de la nube magnética que, viajando a través del espacio, alcanza la magnetopausa y altera la magnetosfera terrestre.

## **7.5 Observaciones de INTERBALL Tail: identificación de regímenes**

A partir de las observaciones de INTERBALL Tail (IT) de campo magnético y plasma –protones y electrones– para todo el período de interés (00:30 – 05:30 UT, Enero 11, 1997) identificamos los regímenes de plasma que el satélite muestrea. Más adelante estudiamos la actividad ondulatoria de casi todas estas regiones. La figura 7.6 muestra la trayectoria de IT y GEOTAIL en este intervalo, superpuesta a la posición (media) de la magnetopausa comprimida basada en el modelo de Shue et al. [1997], correspondiente a tres tiempos de WIND: 01:00-02:00 UT (trazo interno), 02:00-03:00 UT (medio) y 03:20-05:00 UT (externo). Vemos que hay grandes variaciones de la posición de la magnetopausa en los tres intervalos citados. Los paneles inferiores corresponden al detalle ampliado de las trayectorias de los satélites en coordenadas GSM. En la sección 7.6.c utilizaremos este mismo modelo de Shue et al. [1997] en forma paramétrica para todo el intervalo estudiado.

En la figura 7.7 mostramos los datos de protones y campo magnético con una resolución de 2 minutos y un segundo, respectivamente. Representamos, del panel superior al inferior, la densidad de protones (partículas por  $\text{cm}^3$ ), el módulo de la velocidad de flujo (km/s), la temperatura (eV), las componentes GSM del campo de velocidades, y el campo magnético total y sus componentes GSM (nT). Las líneas verticales delimitan distintas regiones identificadas por características que se explican en los párrafos siguientes. Los datos de campo provienen del instrumento FM-3I [Nozdrachev et al., 1995] y los datos de protones corresponden al espectrómetro angular de energía CORALL [Yermolaev et al., 1997]. CORALL es un instrumento multicanal

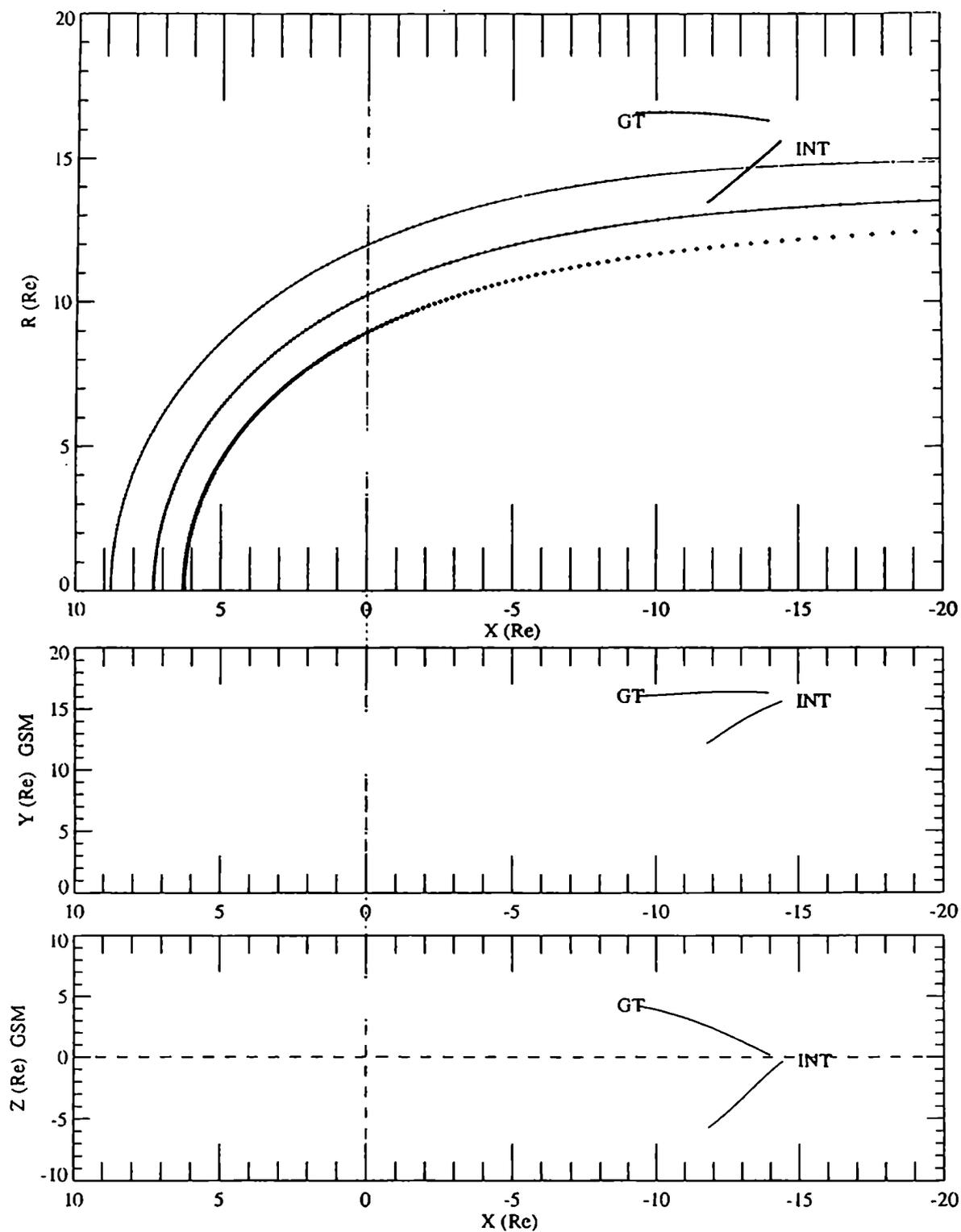


Figura 7.6 Trayectoria de INTERBALL (IT) y GEOTAIL (GT) 00:30 – 05:30 UT, 11/I/97.

Posiciones promedio de la magnetopausa basadas en Shue et al. [1997]:

línea interna 01:00 – 02:00 UT, media 02:00 – 03:00 UT y externa 03:20 – 05:00 UT.

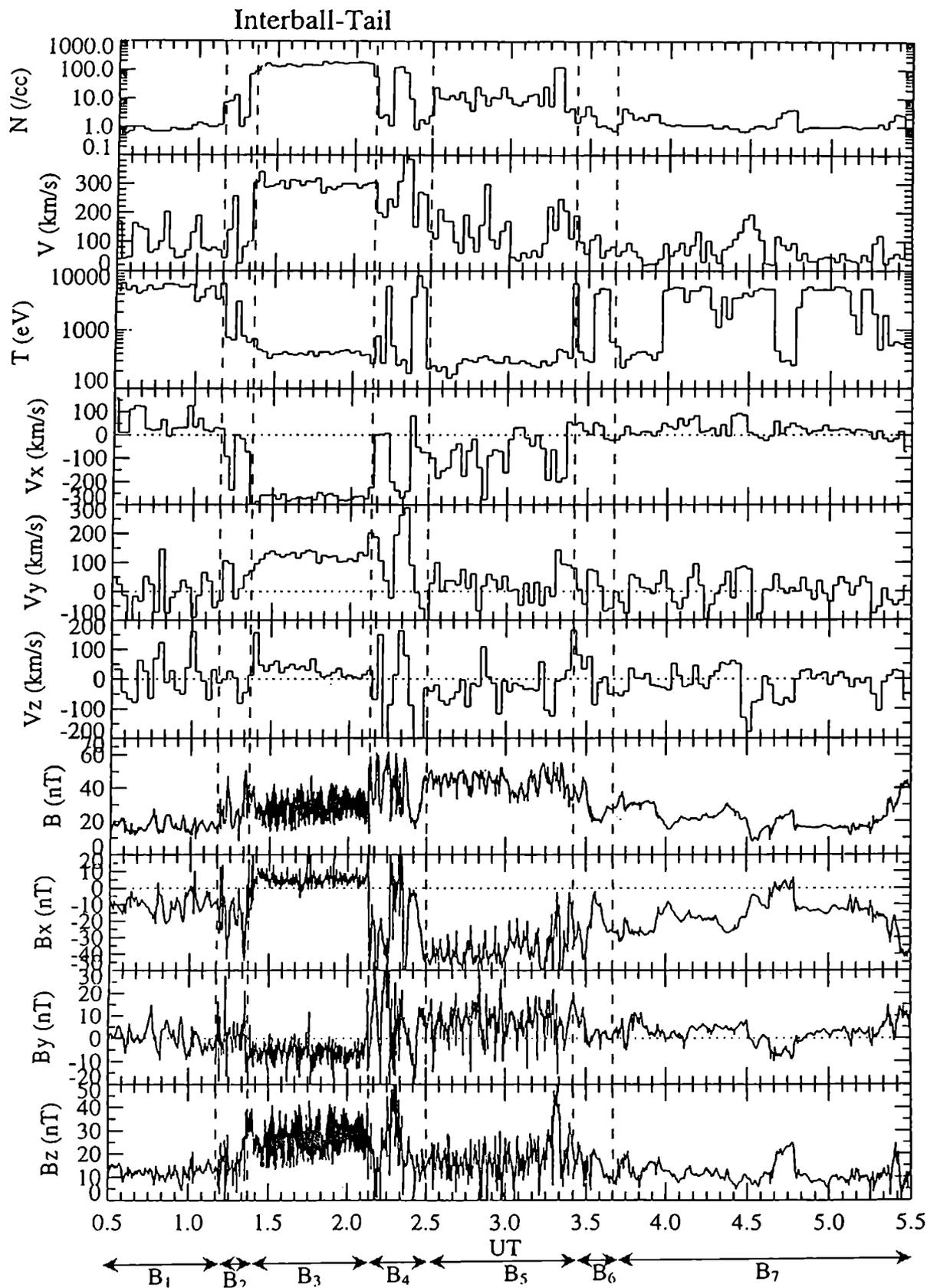


Figura 7.7 Datos de protones y campo magnético de IT, 00:30 – 05:30 UT, 11/1/97.

Del panel superior al inferior: densidad, módulo de la velocidad, temperatura y componentes GSM de la velocidad y campo magnético total y sus componentes GSM.

con un ángulo de aceptación dispuesto en abanico en un plano que contiene la dirección Sol-Tierra (eje), rotando alrededor de esta dirección con un período de 2 minutos. La visión de campo es de  $5^\circ \times 110^\circ$ , y está dividido en cinco sectores con direcciones centrales relativas a la línea Sol-Tierra de  $42^\circ$  (CORALL 1),  $66^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $114^\circ$ ,  $138^\circ$  (CORALL 5). Dado que CORALL fue diseñado para estudios magnetosféricos y no del viento solar, el ángulo de aceptación no incluye el cono de  $35^\circ$  alrededor de la dirección Sol-Tierra. Así, cuando el flujo de iones está apuntando acentuadamente en forma directa a lo largo de la línea Sol-Tierra, tal como sucedió de 01:22 a 02:08 UT (cuando el IT estaba en la magnetovaina) las densidades iónicas basadas en los datos de CORALL son menores que las reales. En su lugar, para estimaciones más realistas de la densidad, usamos en este intervalo los valores estimados obtenidos del conjunto de copas de Faraday del sensor de plasma VDP de gran ángulo, descrito en Safrankova et al. [1997]. Sin embargo creemos que las densidades y temperaturas están algo sobrestimadas.

La figura 7.8 muestra espectrogramas de energía protónica por unidad de carga en función del tiempo para todo el intervalo, con intensidades de flujo codificadas según una escala cromática. El rango de las mediciones de energía/carga ( $E/q$ ) se extiende desde 10 hasta 30000 eV; este rango abarca tanto la población de la magnetovaina cuanto la correspondiente a la magnetosfera. El panel superior corresponde a mediciones de CORALL 5 (dirección hacia al Sol) y el panel medio a las de CORALL 1 (opuesta al Sol). En el panel inferior, los datos corresponden a energía/carga de electrones.

Presentamos a continuación la descripción de la identificación adoptada en la figura 7.7 para distinguir distintas regiones en base a los registros del satélite y facilitar el análisis. Inicialmente, antes de 01:10 UT, IT está en la magnetosfera-*plasmashet*, como puede inferirse de la baja densidad (cerca de  $1 \text{ cm}^{-3}$ ) y de las altas temperaturas. El flujo está dirigido, generalmente, hacia el Sol. Identificamos esta región como  $B_1$ .

De 01:10 a 01:22 UT, la temperatura presenta una tendencia decreciente, mientras que la densidad es creciente. Los espectrogramas de CORALL muestran una mezcla de partículas de energías típicas de la magnetovaina (protones  $\sim 10^3$  eV, electrones  $\sim 10^2$  eV). En este intervalo, referido como  $B_2$ , IT está cruzando el LLBL.

11 de Enero, 1997

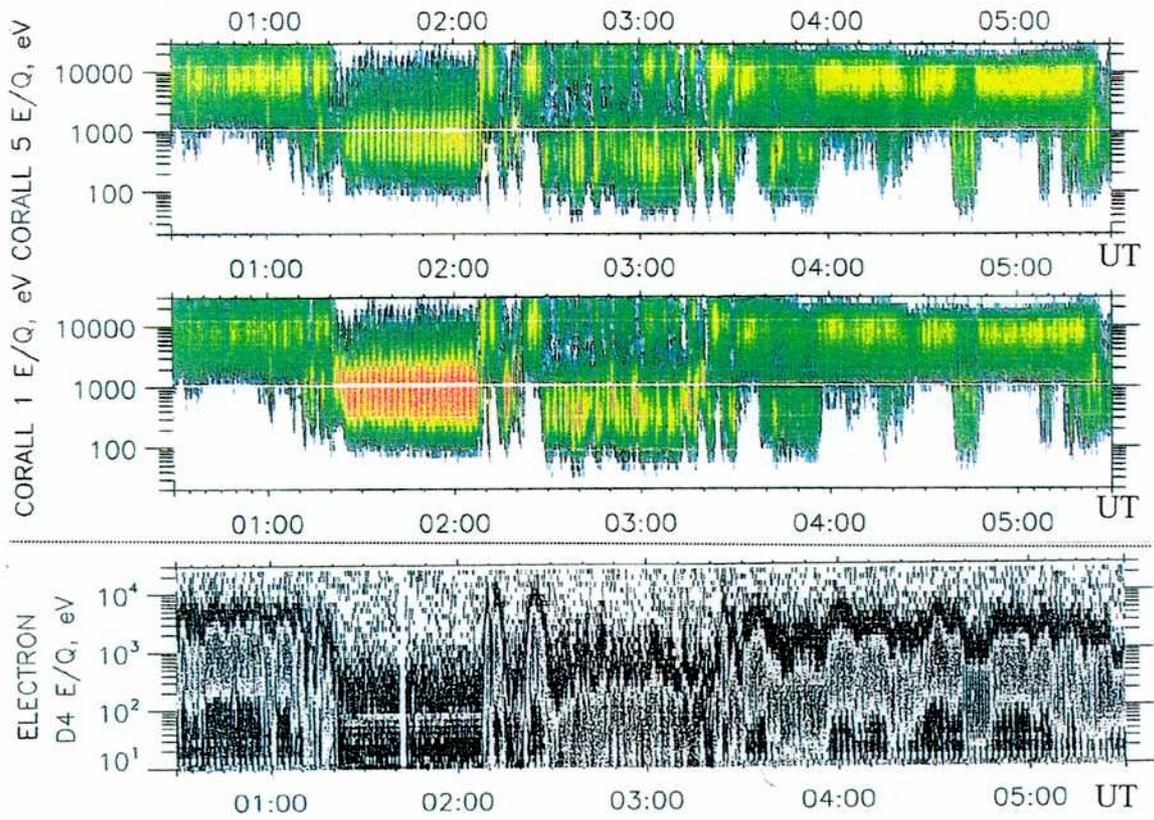


Figura 7.8 Espectro de energía iónica, en dos direcciones: la más cercana al lado solar (CORALL 5) y la opuesta (CORALL 1), y electrónica. 00:30 –05:50 UT

De 01:22 a 02:08 UT, durante el pasaje del tapón de alta densidad cuando la presión dinámica excede cierto umbral, IT está en la magnetovaina. Denominamos este intervalo como B<sub>3</sub>. Esta identificación es consistente con: a) la población vista por CORALL de protones con energías en un rango de valores que contrasta con el de la magnetosfera (Fig. 7.8); b) alta velocidad con fuertes componentes V<sub>x</sub> negativa (lado opuesto al Sol) y V<sub>y</sub> positiva (hacia el atardecer); y c) la configuración de campo magnético fuertemente norte que contrasta con la orientación del campo de la magnetosfera, características apropiadas a la localización de IT en la magnetovaina (Fig. 7.6). A una energía promedio de 300 eV, la temperatura es, sin embargo, alta. Comparaciones realizadas con los parámetros relevantes de GEOTAIL (ubicado también en la magnetovaina cerca de IT) muestran que las densidades y temperaturas de IT en B<sub>3</sub> están sobrestimadas. La densidad promedio de GEOTAIL en este intervalo es  $\sim 60\text{cm}^{-3}$  y la temperatura es  $\sim 130$  eV. En consideraciones posteriores, adoptaremos estos últimos valores promedios para B<sub>3</sub>.

A 02:08 UT ocurre una abrupta entrada de IT en la magnetosfera. Por 22 minutos se producen evidentes oscilaciones en el campo magnético y en los parámetros de plasma. En esta región, que identificamos con B<sub>4</sub>, se alcanzan la mayoría de los valores extremos en el campo magnético total y en las componentes V<sub>y</sub> y V<sub>z</sub>. De 02:15 a 02:20 UT se produce una corta salida a la magnetovaina, que termina cuando la caída rápida y fuerte de la presión vista por WIND, poco antes de las 02:00 UT (Fig. 7.5), alcanza el emplazamiento de IT.

La magnetosfera, nuevamente expandida, pone a IT en el LLBL durante poco menos de una hora, de 02:30 a 03:25 UT, intervalo que identificamos como región B<sub>5</sub>. El LLBL puede ser inferido por: a) densidades intermedias entre la magnetosfera y la magnetovaina; b) un flujo que, en general, está en dirección opuesta al Sol pero es más débil que en la magnetovaina; y c) una orientación del campo magnético que se mantiene aproximadamente constante en casi todo el intervalo, como la que podría corresponder a un campo de la magnetosfera (para la posición del satélite al sur del ecuador en GSM [Fig. 7.6, panel inferior]) pero que está estirado hacia la cola por el flujo del plasma en el LLBL. Los espectrogramas de protones muestran una lámina mixta consistente en componentes tanto magnetosféricas como de la magnetovaina (Fig. 7.8).

De 03:25 a 03:40 UT, el efecto de la segunda gran caída de la presión dinámica (Fig. 7.5) a las 02:55 tiempo de WIND, alcanza a IT. Se registraron oscilaciones del campo magnético tanto en IT, cuanto en la Tierra (ver sección 7.7.c ), esto da origen a la región que denominamos B<sub>6</sub>. De allí en adelante, en la región identificada con B<sub>7</sub>, IT está en la magnetosfera-*plasmashet*, excepto por 3 ocasiones donde, a) las bajas temperaturas; b) las elevadas densidades; y c) tanto la baja velocidad, cuanto las energías de las partículas, indican encuentros con perturbaciones cerca de la magnetopausa. La mayor intensidad en CORALL 5 comparada con CORALL 1 indica que esta población está fluyendo generalmente hacia el Sol.

Más información sobre estas regiones es provista por los parámetros derivados, obtenidos por interpolación lineal de los registros de IT, mostrados en la figura 7.9 con 2 minutos de resolución temporal: el beta protónico ( $\beta$ ), los números de Mach Alfvénico ( $M_A$ ) y sónico ( $M_S$ ), las presiones (en nPa) dinámica ( $P_{dyn}$ ), térmica de protones ( $P_p$ ) y de campo magnético ( $P_b$ ), y, por último, la temperatura (en eV) protónica ( $T$ ). En B<sub>3</sub>, por razones ya mencionadas, acordamos que el beta y el número de Mach Alfvénico están sobrestimados, y que el número de Mach sónico está subestimado. Usando datos de GEOTAIL, obtenemos valores promedios  $\beta \sim 10$ ,  $M_A \sim 5$  y  $M_S \sim 1.9$ . Esto significa que, la región B<sub>3</sub> es de beta de plasma muy alto, con un flujo fuertemente superalfvénico y moderadamente supersónico. Superpuesto a las variaciones medias de los parámetros físicos hasta aquí discutidas, existen varias manifestaciones periódicas, que difieren de un régimen a otro, como puede observarse al comparar los parámetros correspondientes a B<sub>3</sub>, B<sub>4</sub> y B<sub>5</sub>. Discutiremos el comportamiento protónico, electrónico y las diversas actividades de ondas vistas por IT, luego de mencionar algunas nociones teóricas, vinculadas en forma directa con este evento, en las que se basa nuestro análisis.

## **7.6 Elementos teóricos y aplicación de modelos numéricos**

### **7.6.a La problemática de la inestabilidad KH en el lado diurno, su propagación, e inestabilidad KH en el flanco cercano**

Como ya mencionamos en el capítulo 4, la inestabilidad KH se considera en muchos trabajos que tratan lo que genéricamente se denomina la interacción viscosa entre el viento solar y la magnetosfera [c.g., Belmont y Chanteur, 1989; Kivelson y

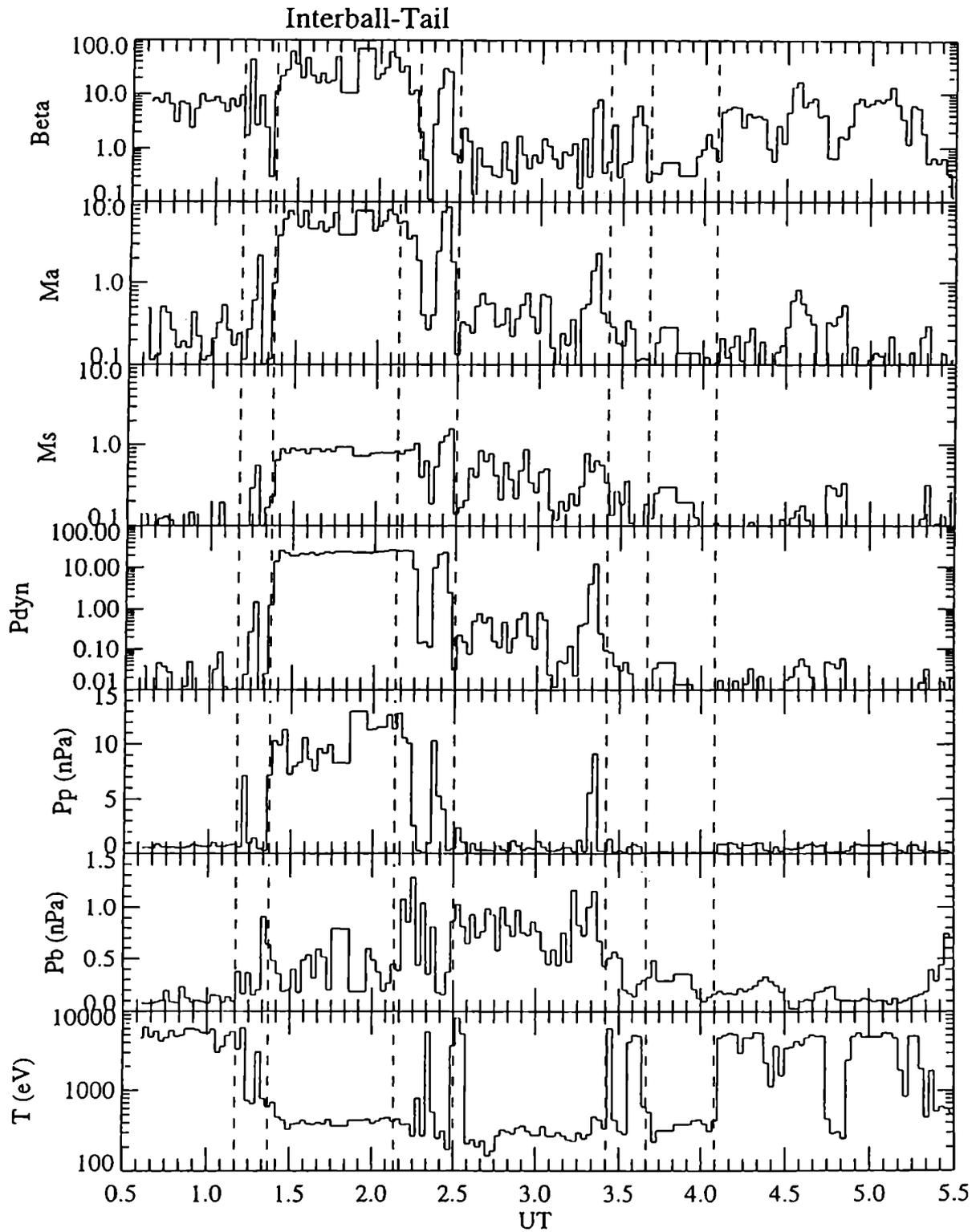


Figura 7.9 Datos derivados de los registros de IT, 00:30 – 05:30 UT, 11/1/97.

Del panel superior al inferior: beta de protones, números de Mach Alfvénico y sónico, presiones dinámica, térmica y de protones y de campo magnético, y temperatura de protones.

Chen, 1995; Farrugia et al., 1998a]. Vamos a destacar sólo algunos puntos que son importantes para el análisis del evento que constituye el eje de este capítulo.

Como dijimos en la sección 4.4, está ampliamente difundida entre los especialistas la noción de que la inestabilidad se desarrolla en el lado diurno de la magnetopausa, y se propaga luego hacia los flancos, los cuales serán estables a partir del momento en que el flujo de plasma en la magnetovaina vuelve a ser supersónico. Sin embargo [Miura, 1990, 1992] ha publicado resultados de simulaciones que parecen contrariar el último aspecto de esta idea. Los trabajos de Miura serán discutidos en la sección 7.6.c.

Cuando se considera la generación de actividad KH en el frente diurno, y se trata de correlacionar la inestabilidad con las perturbaciones que se observan a distancias de varios  $R_E$  hacia la cola, deben tenerse en cuenta diversos procesos que operan mientras estas ondas están propagándose desde el lado diurno hacia el nocturno. Entre los más relevantes para nuestro análisis de la actividad KH originada por la nube magnética del 11 de Enero, mencionemos los siguientes:

- a) procesos no lineales de la inestabilidad que producen una cascada hacia longitudes de onda más largas (cascada inversa, Belmont y Chanteur [1989]);
- b) estiramientos de las longitudes de onda debido a que las ondas se propagan en un medio cuya velocidad aumenta hacia la cola de la magnetosfera;
- c) ingreso de una perturbación superficial a una zona KH activa, donde su amplitud es ulteriormente aumentada, o inversamente, egreso de una perturbación KH de una zona de amplificación (donde ha crecido durante varios tiempos característicos) la cual se propaga luego sobre un substrato estable;
- d) aumento o disminución de la tasa de crecimiento de una onda debido a un efecto RT por aceleración de la magnetopausa (como resultado de una variación de la presión dinámica) como estudian Mishin [1993], Gratton et al. [1996] y Farrugia et al. [1998b].

Para el análisis de las zonas de actividad KH en el frente diurno durante el período de 03:00 - 05:30 UT del 11/1/97, aplicaremos los mapas de excitación KH obtenidos por Farrugia et al. [1998b] (descritos en la sección 4.5). Esta teoría es adecuada para el evento en estudio puesto que estamos considerando una configuración de IMF con valores de ángulo de reloj variando entre  $0^\circ$  y  $30^\circ$ , durante la mayor parte

del período mencionado (ver Fig. 7.5). Los resultados sobre la generación en el frente diurno, con los procesos que actúan durante la propagación de las ondas nos permitirán explicar algunas de las características de las observaciones de IT.

Por otra parte, la teoría y códigos numéricos para el estudio de la KH con perfiles continuos, desarrollados en esta tesis, nos servirán para modelar y discutir la generación de actividad KH, en la configuración física particular, localizada en la zona del flanco cercano, observada durante los cruces de IT por la magnetopausa.

#### **7.6.b Efectos de la presión dinámica sobre la magnetopausa el 11/I**

Los efectos de la presión dinámica son muy importantes en el período bajo estudio dada su gran variación entre un intervalo y otro, de aquellos definidos en 7.4 (ver panel 9 de la Fig. 7.5). Una teoría del movimiento de la magnetopausa en el lado del crepúsculo para la posición de IT, frente a cambios de la presión no existe al presente, y su desarrollo no es una empresa menor. Sin embargo, podemos dar algunas ideas acerca de los movimientos de la magnetopausa mediante dos modelos simples que suelen ser utilizados para este propósito. El primero es una sencilla estimación basada en la conservación de la cantidad de movimiento, que (con oportunos cambios de los parámetros físicos) puede ser empleada indistintamente en la zona diurna o en los flancos. El segundo es el modelo de Smit [1968], un poco más elaborado, que se aplica a la región frontal. Además presentamos aquí los resultados de aplicar a este evento el modelo más reciente de Shue et al. [1997].

##### **I) Estimación basada en un modelo de conservación de la cantidad de movimiento**

Una primera estimación de la aceleración que sufre la magnetopausa a 02:00 UT (tiempo de WIND) cuando se produce la gran caída de presión, está basada en un modelo local de frontera plana, inicialmente en equilibrio bajo la acción de dos presiones opuestas, la presión magnética de un lado y la presión dinámica del plasma solar del otro. Esta frontera sufre a una brusca alteración debido a un cambio de densidad de partículas,  $\Delta n_{vs}$ , del lado del viento solar. Nótese que, en efecto, durante la caída de presión de las 02:00 UT la velocidad del plasma interplanetario permanece constante.



Figura 7.10 Esquema de la aceleración sufrida por una magnetopausa plana y libre.

Si suponemos una reflexión especular del viento solar, cuya velocidad consideramos de módulo constante (con valores próximos a 420 km/s) la frontera se moverá con una velocidad dada por la expresión [Baumjohann et al., 1983]

$$\Delta V_{MP} = V_{vs} \left[ 1 - \sqrt{\frac{n_{vs0}}{n_{vs0} - |\Delta n|}} \right], \quad (7.1)$$

donde  $n_{vs0}$  y  $n_{vs0} - |\Delta n|$  indican las densidades antes y después del cambio, valores que estimamos en 185 y 45 partículas por  $\text{cm}^3$ , respectivamente. Nótese que la expresión "reflexión especular" no debe ser tomada en el sentido estricto, sino que ha sido empleada para indicar un cambio global en la cantidad de movimiento sin entrar en detalles en como verdaderamente ocurre dicha variación. Si consideramos que la caída de densidad es lineal

$$n_{vs}(t) = n_{vs0} - (n_{vs0} - n_{vs1}) \frac{t}{\Delta t}, \quad (7.2)$$

y se desarrolla en un intervalo  $\Delta t = 180$  s, expandimos (7.1) para obtener la expresión correspondiente a la aceleración de la frontera

$$g(t) = \frac{dV_{MP}}{dt} = -\frac{1}{2} V_{vs} \frac{d \ln[n_{vs}(t)]}{dt}. \quad (7.3)$$

Evaluando (7.3) con los parámetros mencionados, obtenemos valores de  $g$  cercanos a  $0.9 \text{ km/s}^2$  en la dirección de la normal local a la magnetopausa. Dado que esta separa el plasma relativamente más frío y denso (magnetovaina) de un plasma tenue y más caliente (magnetosfera) son precisamente aceleraciones de este orden de

magnitud las que permiten argumentar la plausibilidad de inestabilidades del tipo RT [Mishin, 1993; Gratton et al., 1996].

## II) Estimaciones basadas en la extensión del modelo de Smit

Podemos examinar también la respuesta de la región subsolar de la magnetopausa a variaciones de la presión a partir de una extensión del modelo originalmente propuesto por Smit [1968] y aplicado posteriormente por Gratton et al. [1996]. En este modelo, el frente de la magnetopausa cuya superficie se representa con un paraboloides (Ec. A4.1 y Fig. A4.1 del apéndice), se comporta como un oscilador armónico amortiguado y forzado (Ec. A4.2 del apéndice). La fuerza restauradora está dada por el campo magnético terrestre, la inercia es básicamente debida al plasma de la magnetovaina en la región subsónica, y el término forzante es la presión dinámica del viento solar. El único término amortiguador considerado por Smit es el originado por la resistencia debida al desplazamiento de la onda de choque de proa (BS), pero este amortiguamiento ha sido criticado por ser demasiado bajo [Freeman et al., 1996]. Por lo tanto, en nuestro análisis, variamos el término de amortiguación tomado por Smit multiplicándolo por un factor, identificado con  $K_a$  con  $K_a \geq 1$ . Más detalle sobre este modelo se dan en el apéndice 4.

En nuestros cálculos, el término forzante varía con el tiempo de acuerdo con la presión medida por WIND. Como no hay registros satelitales de la magnetovaina diurna en zonas cercanas a la magnetopausa durante el período en cuestión, debemos introducir estimaciones para el campo magnético y la densidad de partículas. Para campos interplanetarios orientados al norte, como el observado, nos encontramos en presencia de la formación de un PDL (ver Sec. 4.1). Para campos magnéticos norte, con poca cizalladura, la variación del módulo del campo magnético a través de la magnetopausa es pequeña [Phan et al., 1994]. En nuestros cálculos despreciamos, por lo tanto, la variación de intensidad del campo magnético. El campo magnético de la magnetosfera se obtiene equilibrando la presión magnética del dipolo comprimido con la presión del viento solar (Ec. A4.7). En cuanto a la estimación del valor de la densidad en la magnetovaina (región subsolar)  $n_{mv}$ , lo consideraremos comprendido entre una y dos veces el valor del viento solar,  $n_{vs}$ , dado por los datos de WIND. Esta estimación proviene de considerar el factor  $\sim 4$  (choque fuerte) de aumento de la densidad del

plasma al atravesar el BS y su descenso característico en el PDL [Paschmann et al., 1993] a aproximadamente la mitad de su valor en la magnetovaina propiamente dicha.

Resolvemos la ecuación diferencial del oscilador (A4.2) teniendo en cuenta las variaciones temporales medidas de la  $n_{vs}$ , de la presión dinámica,  $p_d$ , y de las velocidades de flujo y térmica del viento solar. Esto significa que el coeficiente de inercia y la intensidad del "resorte" son también variables en el tiempo junto con el forzante. Ilustramos las oscilaciones inducidas durante el período en el cual el filamento de alta densidad pasó por la Tierra (intervalo  $A_2$ ).

Las dos filas superiores de la figura 7.11 corresponden a la posición del punto subsolar de la magnetopausa,  $r(t)$ , en unidades de  $R_E$ , predicha por el modelo. El panel de la izquierda muestra resultados para  $n_{mv}=n_{vs}$ , y para una amortiguación igual que la de Smit (arriba),  $Ka=1$ , y un término de amortiguamiento 50 veces mayor (abajo),  $Ka=50$ . Los paneles de la derecha muestran los resultados correspondientes para  $n_{mv}=2n_{vs}$ . En líneas punteadas, se superpone la posición de equilibrio determinada a partir de la presión dinámica (Ec. A4.6). El eje horizontal corresponde al tiempo, medido en segundos, después de 00:50 UT (Fig. 7.4). En forma análoga, las dos filas inferiores corresponden a la aceleración,  $g(t)$ , en  $km/s^2$ .

El efecto de suponer amortiguamiento grande (mayor que en Smit [1968]) no modifica apreciablemente el período de las oscilaciones y disminuye un poco su amplitud (para  $n_{mv}=n_{vs}$ ). La carga de masa en la magnetovaina (*mass loading*) aumenta el período de las oscilaciones y afecta en forma significativa la amplitud. Con los parámetros correspondientes al panel superior izquierdo, obtenemos que antes de la caída de presión a 01:22 UT (ver Fig. 7.5;  $t = 1900$  s en la Fig. 7.11) la magnetopausa oscila cerca de su posición de equilibrio con una amplitud  $\sim 1.5 R_E$ . Después de esta caída de presión, las oscilaciones se hacen mayores ( $3.2 R_E$ ), y de período menor ( $\sim 8.8$  min). El efecto de la caída de presión a 02:00 UT ( $t = 4200$  s en la Fig. 7.11) revierte el movimiento anterior y causa una excursión hacia el Sol, después de la cual las amplitudes de las oscilaciones se reducen ( $\sim 1.6-1.5 R_E$ ). Este golpe de retorno en el panel superior izquierdo, que es menos pronunciado o está ausente en los otros paneles ocurre porque el oscilador no está en fase con el forzante. Cuando se aumenta la masa de la magnetovaina esta característica desaparece dado que se incrementa la inercia del sistema.

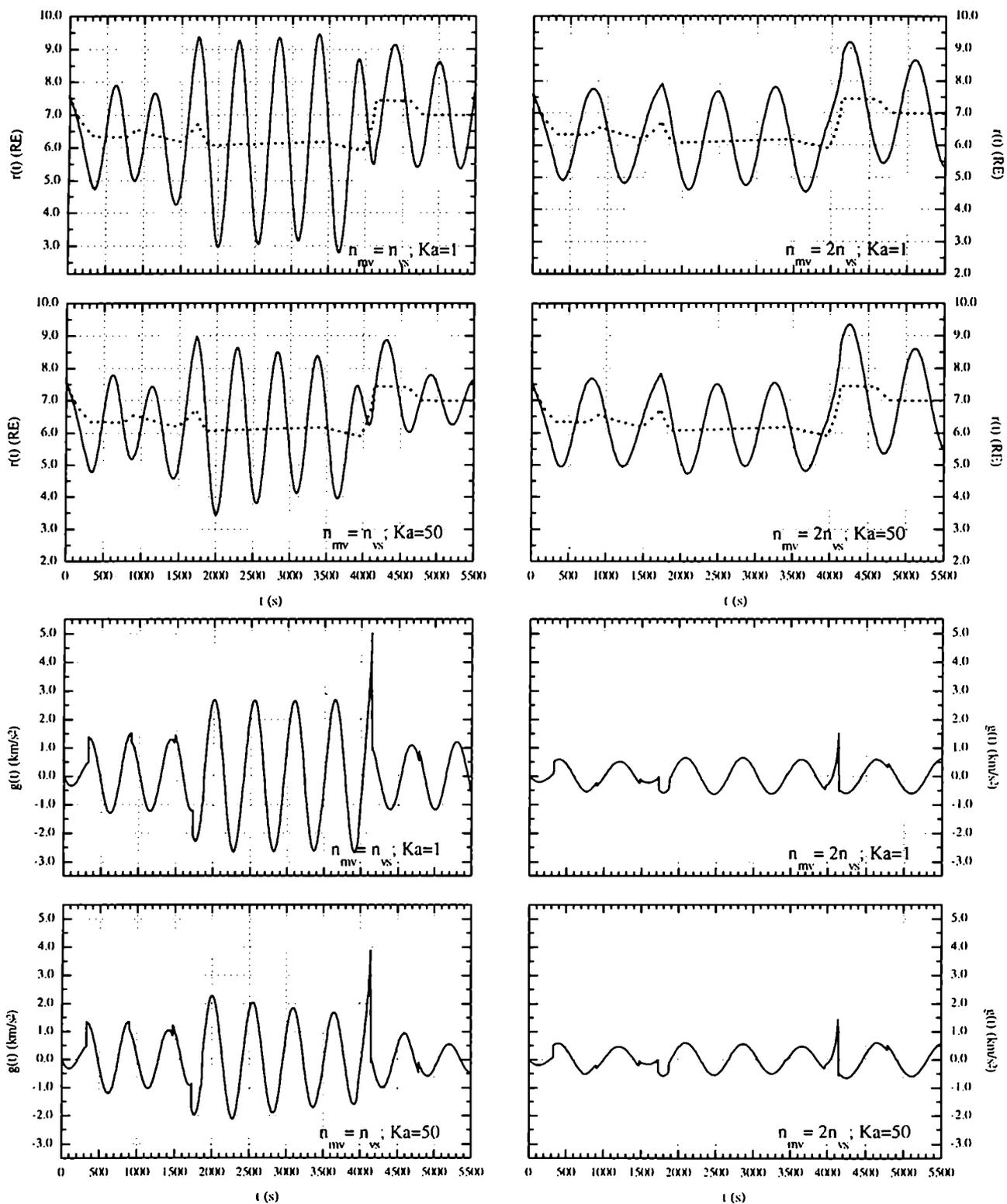


Figura 7.11 Posición,  $r(t)$ , y aceleración,  $g(t)$ , de la MP predichas por el modelo adaptado de Smit [1968]. El tiempo,  $t$ , son los segundos transcurridos después de 00:50 UT, 11/1/97. En los 4 paneles superiores está superpuesta con línea de trazos la posición de equilibrio de la MP.

Debido a las limitaciones inherentes al modelo, estos resultados se dan sólo como indicadores cualitativos de los procesos descritos. Sin embargo, ponen en evidencia la naturaleza oscilante de la frontera, como infieren Berchem y Russell [1984] de las observaciones de los dos satélites ISEE. Para el flanco, los datos de IT nos aportan valores empíricos para el período de oscilación de la frontera. Sobre este tópico volvemos más adelante.

### III) Aplicación del modelo de Shue

Un modelo más reciente para la posición de la magnetopausa es el elaborado por Shue et al. [1997]. Este modelo tiene en cuenta tanto la presión dinámica del viento solar cuanto la componente  $B_z$  del IMF (ya sea positiva o negativa). Presentamos en la figura 7.12, la serie de estados de equilibrio en función del tiempo (promedios de 1 min) que se obtiene al aplicar este modelo al evento del 11/1/97 en el período 00:00 - 06:00 UT (tiempo de IT). El panel superior muestra dos curvas que corresponden, respectivamente, a las distancias radiales (en  $R_E$ ) del punto subsolar SS (curva inferior: S) y de uno de los dos puntos, DT, de intersección del plano meridiano mediodía-medianoche con el meridiano que une el amanecer con el crepúsculo sobre la magnetopausa (curva superior: T). Estos últimos puntos mencionados se conocen como *dawn terminator* y *dusk terminator* y, dada la simetría axial del paraboloides que representa la magnetosfera, se encuentran a la misma distancia de la Tierra que los flancos ecuatoriales de la magnetopausa sobre el plano meridiano amanecer-crepúsculo. El panel inferior corresponde al cociente entre ambas distancias (T/S) y, como esquematizamos en la figura 7.13, indica la apariencia que adquiere la frontera magnetosférica en función del tiempo.

Observamos de la Fig. 7.12 que la magnetopausa presenta grandes variaciones en su posición. El efecto de la caída de presión vista por WIND a 02:00 UT produce una expansión impulsiva de la magnetopausa de  $\sim 1.6 R_E$  en el frente a las 02:25 UT (retraso estimado de 25 min discutido en la Sec. 7.4). Las expansiones que se producen de la magnetosfera  $\sim 03:25$  UT son aún mayores, pero en el frente son menos súbitas. El parámetro T/S tiene una tendencia general decreciente, excepto un aumento significativo que se produce a  $\sim 03:30$  UT e indica que el obstáculo magnetosférico es

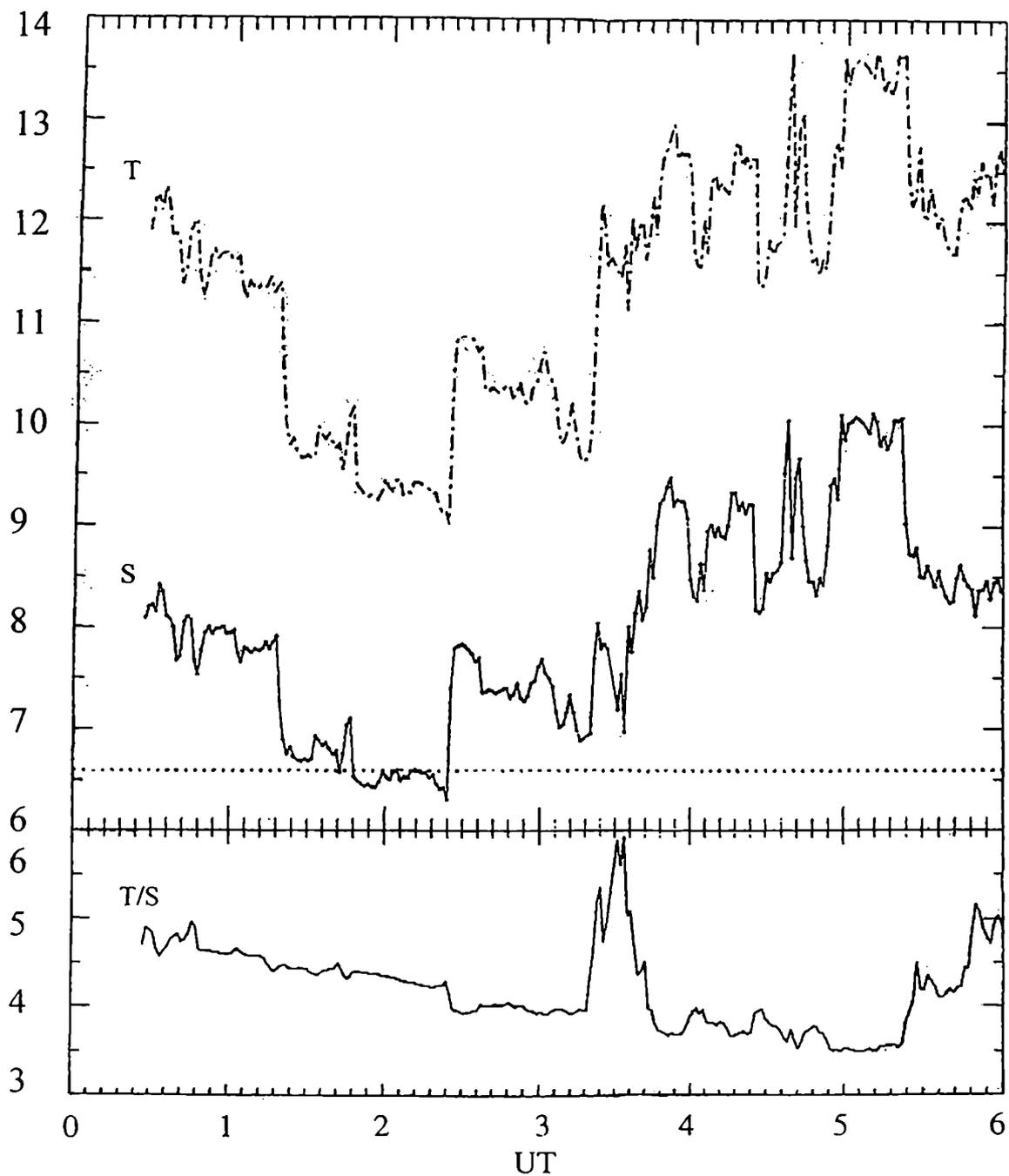


Figura 7.12 Modelo de Shue et al. [1997] aplicado al 11/1/97.  
 Panel superior: distancias radiales de los puntos SS (S) y DT (T).  
 Panel inferior: cociente T/S de los parámetros.

menos puntiagudo. Utilizaremos estos resultados en la próxima sección y al discutir los registros de los magnetómetros en la sección 7.7.c.

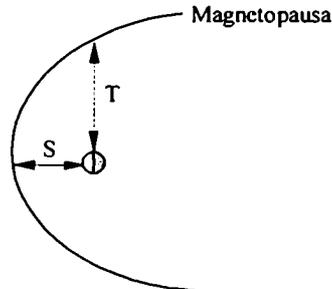


Figura 7.13 Esquema de la definición de las distancias radiales S y T.

### 7.6.c Modelado de la KH en los flancos con perfiles de tangente hiperbólica

Aplicamos ahora el modelo de transición estratificada de espesor  $\Delta$  y perfiles de densidad, velocidad y campo magnético, con cizalladura, construidos mediante tangentes hiperbólicas (ver sección 6.3), a partir de valores promedios de los datos de IT en el estudio de la inestabilidad de KH. Los resultados obtenidos, nos permitirán examinar las condiciones de excitación local de ondas de superficie, es decir generadas directamente en la región atravesada por el satélite.

Son necesarias las direcciones y los valores asintóticos del campo de velocidad y del campo magnético de ambos lados de la estructura, al igual que los valores de las densidades del plasma. Para asignarlos, tomamos valores promedios de datos observados durante intervalos de tiempo significativos, y los adaptamos con oportunas proyecciones al modelo plano. Consideramos dos transiciones: la primera, que denominamos con TA, corresponde al pasaje de la magnetovaina - BL y la segunda, denominada TB, corresponde a la transición BL - magnetosfera. Los valores medios están tomados de los períodos: 01:22 a 02:08 UT (región B<sub>3</sub> de IT), 02:30 a 03:25 UT (región B<sub>5</sub> de IT), 04:00 a 04:40 UT (en el interior de B<sub>7</sub> de IT), respectivamente. Hacemos notar, nuevamente, que la constancia aproximada de valores medios del viento solar monitoreados por WIND en los intervalos definidos en la Sec. 7.4, justifica la adopción de valores observados por IT en distintos tiempos. Los valores promedios de las densidades son 10, 7 y 1 cm<sup>-3</sup>, en correspondencia al avance temporal.

En los dos casos considerados elegimos un sistema local de coordenadas  $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$  de modo que  $\bar{Y}$  resulta perpendicular a la estratificación plana que identifica la transición. Para TA,  $\bar{Y} > 0$  corresponde a la zona de la magnetovaina mientras que  $\bar{Y} < 0$  corresponde al BL; el eje  $\bar{Z}$  es paralelo al campo magnético de la magnetovaina. Para TB,  $\bar{Y} > 0$  corresponde a la región del BL mientras que  $\bar{Y} < 0$  se refiere a la magnetosfera; el eje  $\bar{Z}$  es paralelo al campo magnético del BL. En ambos casos, entonces, el eje  $\bar{Z}$  local es paralelo al campo magnético antes de atravesar la estructura de la transición respectiva (subindicado con 1,  $\mathbf{B}_{01}$ ).

Dada la configuración más general de los campos de velocidad y magnético, es necesaria una modificación de los perfiles que se usaron en capítulos anteriores. Para esta situación la versión, adimensionalizada, del campo de velocidades es

$$\begin{aligned} V_{0\bar{X}} / |V_{01}| &= 0.5 \cdot \sin(V_{01}; \bar{Z}) \cdot [1 + \tanh(2\bar{Y}/\Delta)] + 0.5 \cdot rv \cdot \sin(V_{02}; \bar{Z}) \cdot [1 - \tanh(2\bar{Y}/\Delta)] \\ V_{0\bar{Z}} / |V_{01}| &= 0.5 \cdot \cos(V_{01}; \bar{Z}) \cdot [1 + \tanh(2\bar{Y}/\Delta)] + 0.5 \cdot rv \cdot \cos(V_{02}; \bar{Z}) \cdot [1 - \tanh(2\bar{Y}/\Delta)], \end{aligned}$$

donde  $V_{01} = V_{0(\bar{Y} \rightarrow \infty)}$ ,  $V_{02} = V_{0(\bar{Y} \rightarrow -\infty)}$  y  $rv = |V_{02}/V_{01}|$ . Las expresiones para el campo magnético son similares y no las escribimos. Finalmente el perfil de densidad es

$$\rho_0 / \rho_{01} = 0.5 \cdot (1 + rd) + 0.5 \cdot (1 - rd) \cdot \tanh(2\bar{Y}/\Delta),$$

con  $\rho_{01} = \rho_{0(\bar{Y} \rightarrow \infty)}$ ,  $\rho_{02} = \rho_{0(\bar{Y} \rightarrow -\infty)}$  y  $rd = \rho_{02} / \rho_{01}$ .

En la figura 7.14 están esquematizadas las configuraciones de los campos para TA y TB a través de sus valores asintóticos. Los cocientes entre los valores de un lado y del otro de la transición para la densidad y los módulos de velocidad y campo magnético son, para TA,  $rd=7/10$ ,  $rv=105/300$ ,  $rb=45/30$ , y para TB,  $rd=1/7$ ,  $rv=40/105$ ,  $rb=20/45$ . Las densidades y los ángulos asintóticos están indicados en el gráfico. Con esta elección, los números de Mach Alfvénico correspondientes a las estructuras TA y TB son 1.67 y 0.33, respectivamente.

Para la transición magnetovaina - BL los resultados del análisis numérico de la inestabilidad KH indican la estabilidad de los modos o tasas de crecimiento prácticamente ignorables. Esta transición, entonces, puede ser considerada estable, pero la frontera puede ser perturbada, tanto por ondas generadas en otras regiones que pasan por esta posición, cuanto por oscilaciones de la transición siguiente: BL - magnetosfera.

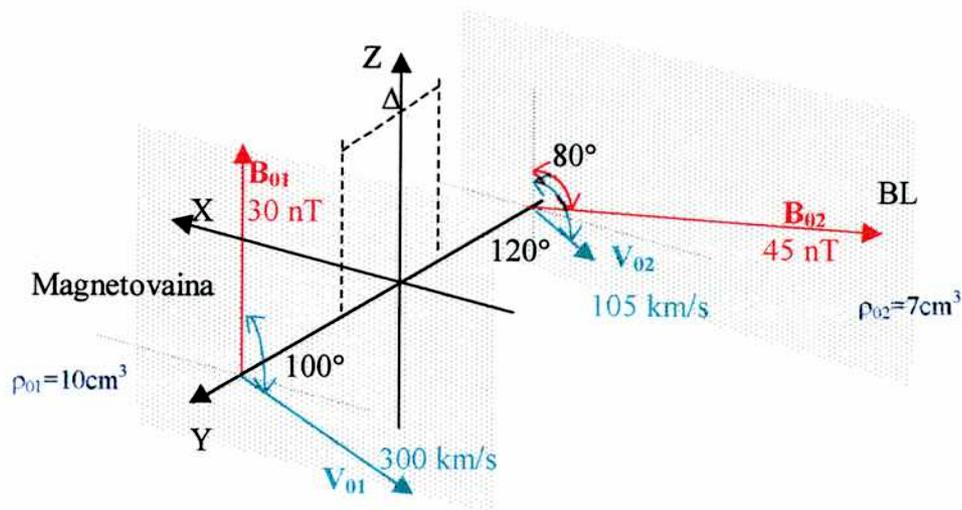


Figura 7.14.a Transición TA, magnetovaina - BL:  $rd=7/10$ ;  $rv=105/300$ ;  $rb=45/30$ .

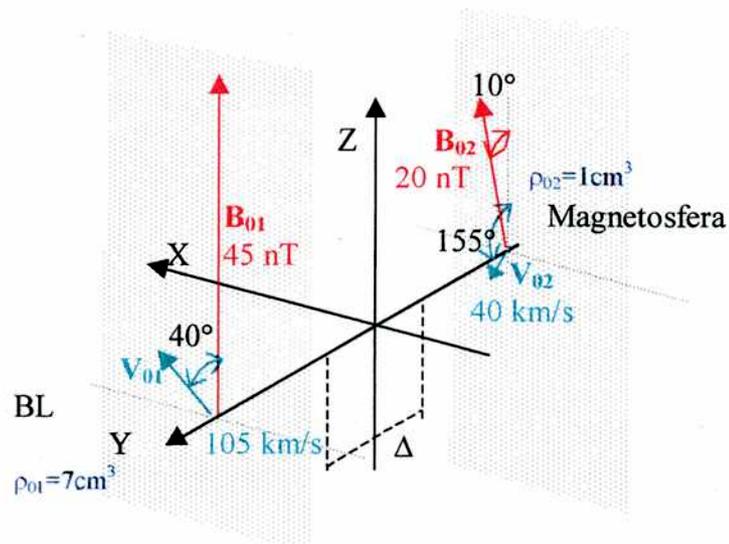


Figura 7.14.b Transición TB, BL - magnetosfera:  $rd=1/7$ ;  $rv=40/105$ ;  $rb=20/45$ .

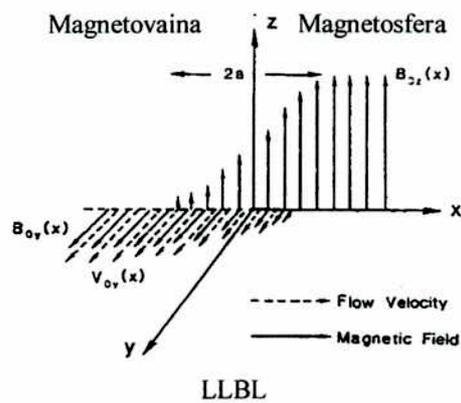


Figura 7.15 Configuración estudiada por Miura [1990], adaptación.

La estabilidad de TA se debe en gran medida a que los campos magnéticos asintóticos son casi ortogonales entre sí. Cuando el vector de onda  $k$  se dispone de manera de minimizar las tensiones magnéticas del campo más fuerte ( $k \perp B_{02}$ ), el modo correspondiente sólo perturba una fracción de la velocidad  $V_{02}$ , mientras que la zona con velocidad más fuerte  $V_{01}$  soporta todo el efecto de la acción estabilizadora de  $B_{01}$ . El resultado neto es una autofunción con una tasa de crecimiento prácticamente despreciable. Se podría objetar que una debilidad de este cálculo estriba en haber ignorado la compresibilidad, y aquí la magnetovaina es levemente supersónica. Es nuestra convicción que la inclusión del efecto de la compresibilidad (un cálculo considerablemente más complicado que el aquí presentado) confirmaría *a fortiori* la estabilidad. En efecto, es sabido que las velocidades supersónicas estabilizan la KH, por lo menos para el modelo de la discontinuidad tangencial. En nuestro caso, cuando  $k$  se orienta normal a  $B_{01}$ , para eliminar el factor estabilizante de la magnetovaina, la correspondiente autofunción penetra en el BL y sufre la estabilización de las tensiones magnéticas de  $B_{02}$ . Esta zona (BL) es subsónica, y ciertamente nuestro modelo es allí válido. La inclusión de efectos de compresibilidad para la magnetovaina, a nuestro criterio, no puede más que agregar elementos estabilizadores.

Miura en las referencias [1990, 1992] encuentra inestable un modelo de transición magnetovaina - magnetosfera con espesor finito para un flujo supersónico en los flancos. A este respecto cabe observar que la inestabilidad no se debe a la compresibilidad (este autor reconoce que el efecto estabilizador de la compresibilidad crece con el número de Mach,  $M_s$ , p. 10660 Ref. [1992]) sino a la configuración de velocidades y campos que Miura ha considerado. En estas referencias el campo de velocidad en la magnetovaina es paralelo al campo magnético (ver figura 7.15 adaptada de Miura [1990]) una situación bien diferente a la de la Fig. 7.14.a. Por lo tanto, la elección de  $k$  paralelo al campo de la magnetovaina en el caso de Miura, no tiene mayores consecuencias sobre la parte del perfil que tiene velocidad supersónica, ya que allí agregaría tensión magnética a una zona ya estabilizada por la compresibilidad. Pero en cambio, esta orientación ( $k \perp B_{01}$ ) cancela la tensión magnética del lado magnetosférico, cuyo campo magnético Miura convenientemente ha tomado normal al campo de velocidades. Por consiguiente, en el modelo estudiado por Miura la

perturbación se desarrolla (libre de tensiones magnéticas) en la porción subsónica del perfil de velocidad, y es suficiente para dar tasas de crecimiento apreciables.

No sucede lo mismo con la segunda transición, TB. Aquí encontramos inestabilidad para modos con  $k$  casi perpendicular a  $B_{01}$  (campo del BL) que es el campo magnético de mayor intensidad en esta transición. Esta dirección de  $k$  permite no sólo eliminar las tensiones magnéticas en el BL, sino también posibilita una proyección considerable de la velocidad  $V_{01}$ . Por otra parte, el único efecto estabilizante, la tensión magnética originada por  $B_{02}$ , queda muy disminuido para esta dirección de  $k$ . Los valores adimensionales de las tasas de crecimiento,

$$p = \text{Im}[2\omega / (\Delta | V_{01}(\bar{Y} \rightarrow \infty) |)],$$

en función de  $\lambda/\Delta$  se dan en la figura 7.16. El mayor valor de  $p$  se obtiene cerca de  $\lambda/\Delta \approx 4$ . La tasa adimensional máxima está en el mismo orden de valores que la dada por Miura [1990], para el modelo citado.

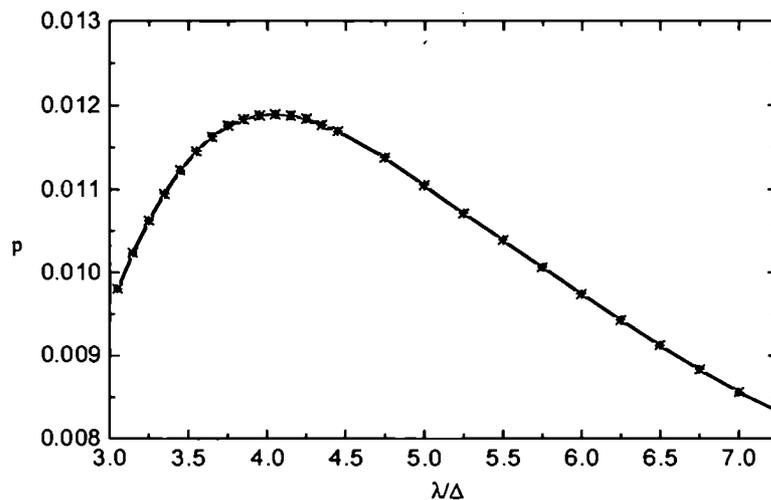


Figura 7.16 Tasas de crecimiento (adimensionalizadas) máximas en función de  $\lambda/\Delta$  para la transición TB: BL - magnetosfera (TB).

En la figura 7.17 presentamos el módulo de la componente  $\bar{Y}$  de la perturbación de los campos de velocidad,  $v = V_{i\bar{Y}} / |V_{01(\bar{Y} \rightarrow \infty)}|$ , y sus respectivas componentes real e imaginaria, para distintas longitudes de onda. En forma análoga, para la componente  $\bar{Y}$  del campo magnético en la figura 7.18. Las autofunciones (normalizadas como en el capítulo 6,  $b = B_{i\bar{Y}(\bar{Y}=0)} / |B_{01(\bar{Y} \rightarrow \infty)}| = 1$ ) muestran claramente que la mayor amplitud del campo de velocidades y del campo magnético ocurre del lado del BL, y se extiende considerablemente,  $2 - 3\Delta$  a partir de  $\bar{Y} = 0$  (centro del gradiente de velocidad) en el interior de esta región. La inestabilidad KH tiende a la formación de vórtices de "ovillos" de plasma. La KH genera una perturbación que es (con buena aproximación) arrastrada por el movimiento del plasma en el BL, es decir que los "ovillos" o "rollos" se mueven hacia la cola.

Con estos resultados podemos construir un cuadro esquemático de las perturbaciones en el *boundary layer*, ilustrado en la figura 7.19. La inestabilidad KH genera "ovillos" (*billows*) que modulan el flujo de materia en el BL. Estas oscilaciones se mueven hacia la cola de la magnetosfera con la velocidad media del BL. Las perturbaciones tienden a enrollar materia relativamente más fría de la zona cercana a la magnetopausa con plasma más caliente procedente de la magnetosfera. En la figura, el grisado refleja cualitativamente la intensidad de la temperatura.

Las características cualitativas resumidas en la Fig. 7.19 encuentran una confirmación en los datos de temperatura, componente  $V_x$  de la velocidad, componentes del campo magnético y registros de CORALL, observados por IT durante su pasaje por el BL. Por comodidad de comparación visual reproducimos combinados en la figura 7.20 estos datos de observación. El satélite está en el BL durante el período (aproximadamente) 02:30 - 04:00 UT, salvo por un par de breves excursiones en la magnetosfera cerca de las 03:30 UT debido a cambios de la presión dinámica que modifican la magnetopausa, claramente descritos en la Fig. 7.12 a esa misma hora. Durante el lapso en el cual IT está en el BL notamos fuertes fluctuaciones de las componentes en todo el intervalo. Una coincidencia importante se nota en los paneles de CORALL: mezcla de poblaciones frías y calientes en todo el lapso. La energía de la población caliente corresponde bien a los valores medios entre 00:30 - 01:20 UT y después de las 04:00 UT (aproximadamente), cuando IT está en la magnetosfera. Del

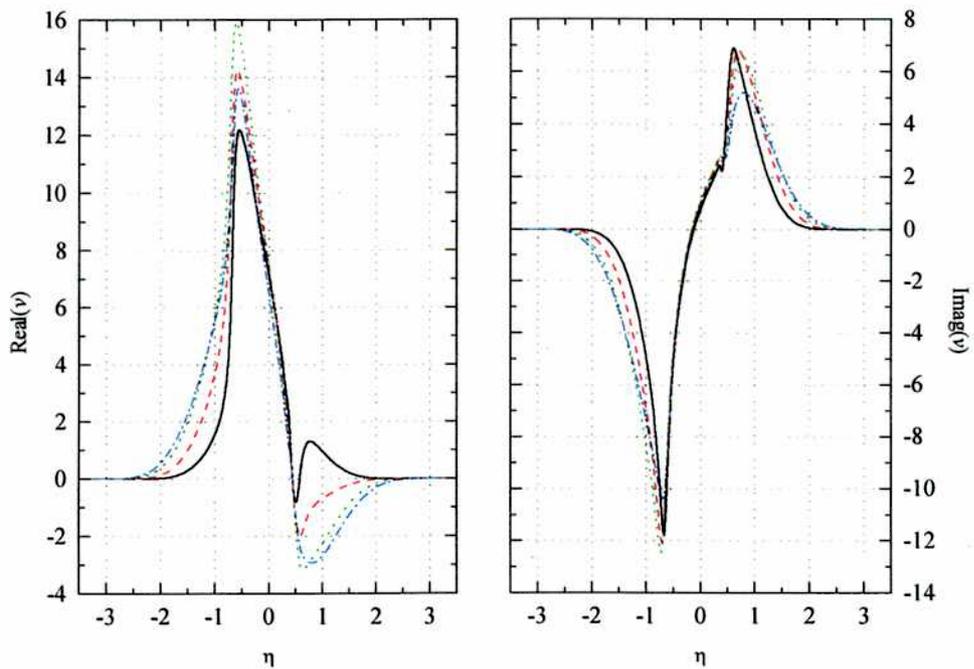
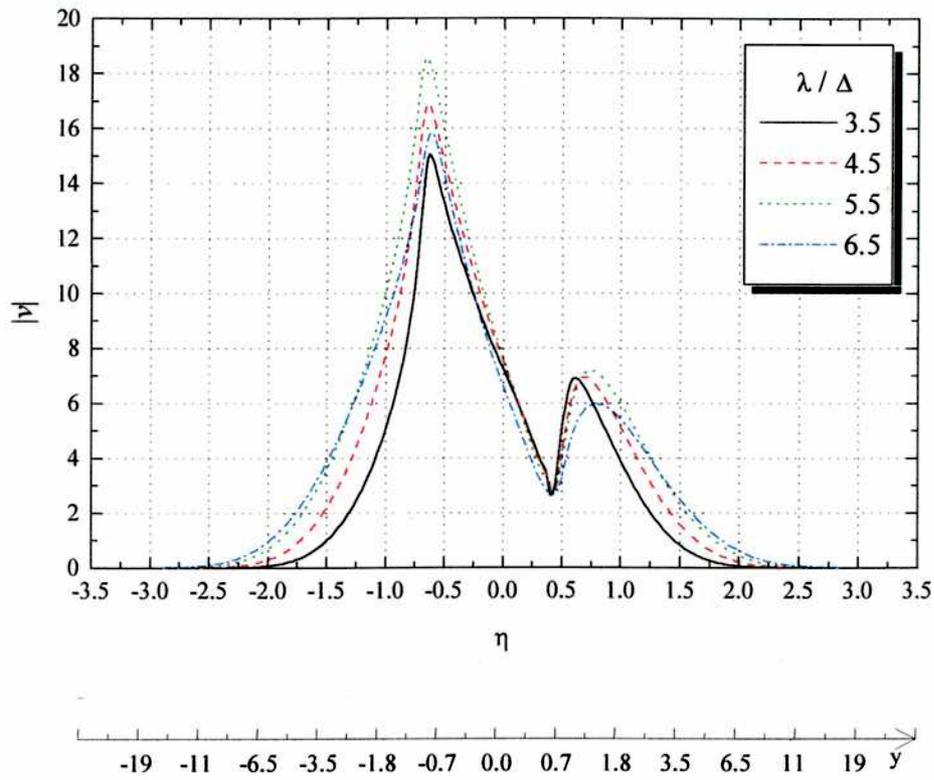


Figura 7.17 Perturbación de la velocidad, componente  $\bar{Y}$ , para distintas longitudes de onda  $\lambda$ , módulo y componentes real e imaginaria.

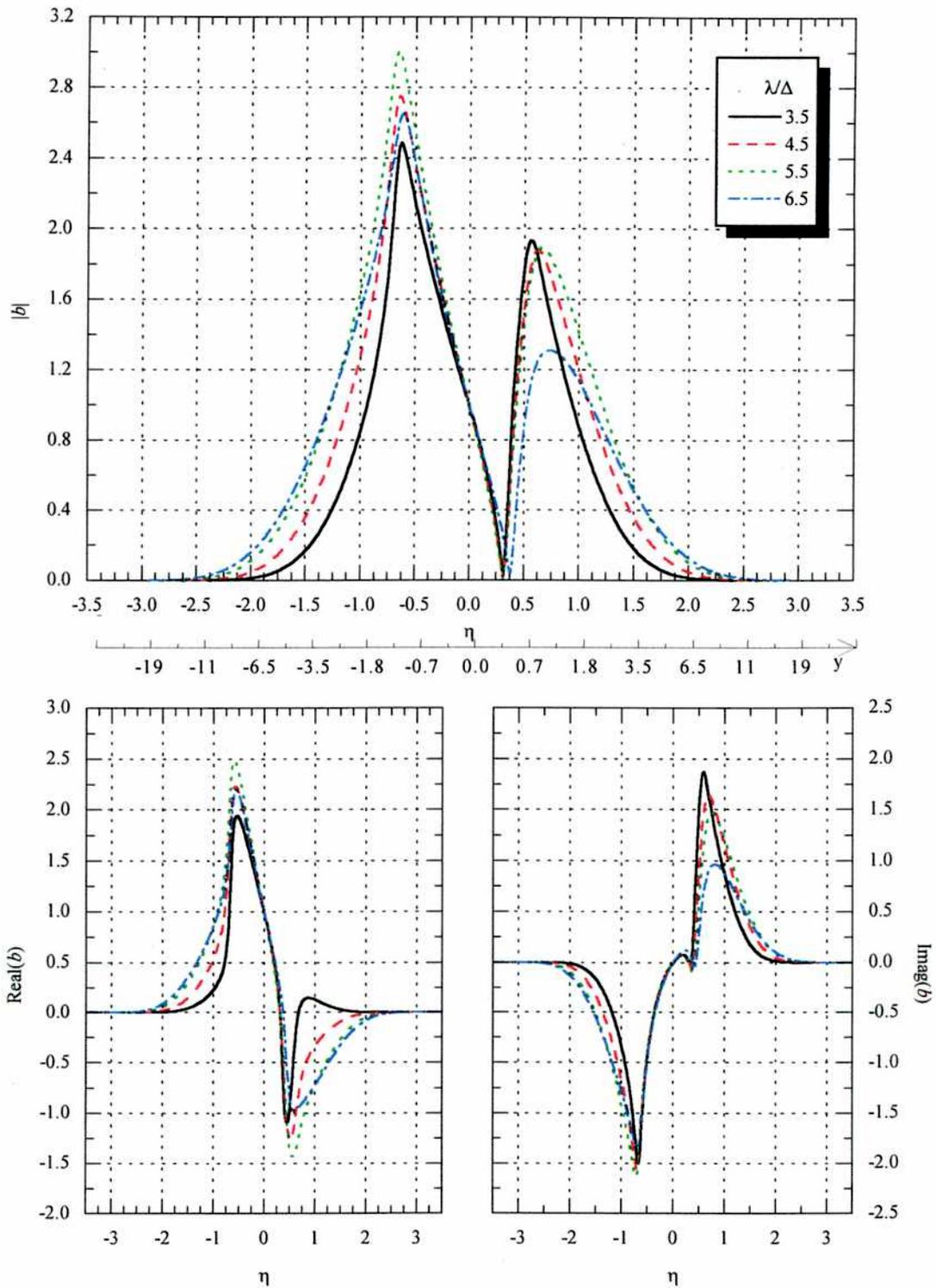


Figura 7.18 Perturbaciones de la componente  $\bar{Y}$  del campo magnético para distintas longitudes de onda, módulo y componentes real e imaginaria.

panel inferior de la Fig. 7.20 estimamos que el gradiente de temperatura en la transición BL - magnetosfera es grande debido a las acentuadas variaciones que se observan cuando el satélite la atraviesa, como por ejemplo a las 03:24, 03:26, 03:32, 03:38 UT. Estas variaciones se producen en tiempos menores a la resolución del instrumento, 2 min.

Todos estos elementos observacionales, a nuestro entender, ayudan a consolidar el cuadro de la Fig. 7.19. En suma: el BL está perturbado por actividad KH asociada al gradiente de velocidad del IEBL. El satélite cruza el BL y durante su travesía, puede ser considerado como estacionario mientras el plasma del BL fluye rápidamente alrededor del IT con velocidad media  $\sim 105$  km/s. Por lo tanto, IT registra las fluctuaciones debidas al pasaje continuo de los "ovillos" de actividad KH.

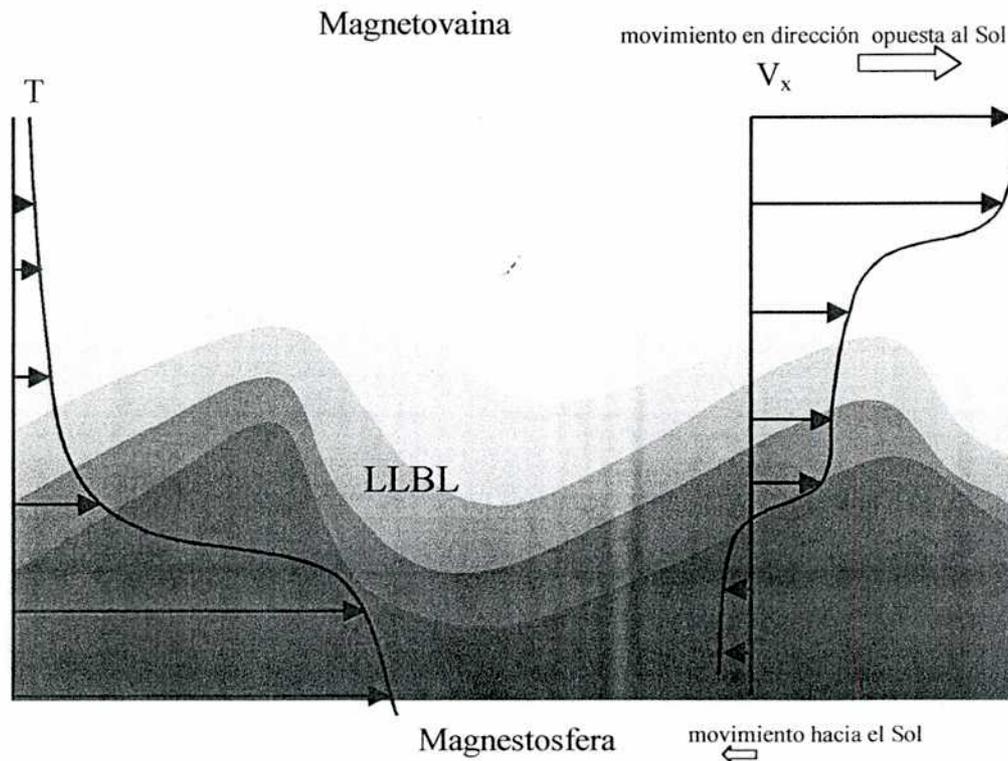


Figura 7.19 Ilustración de los "ovillos" en el BL generados por inestabilidad KH.

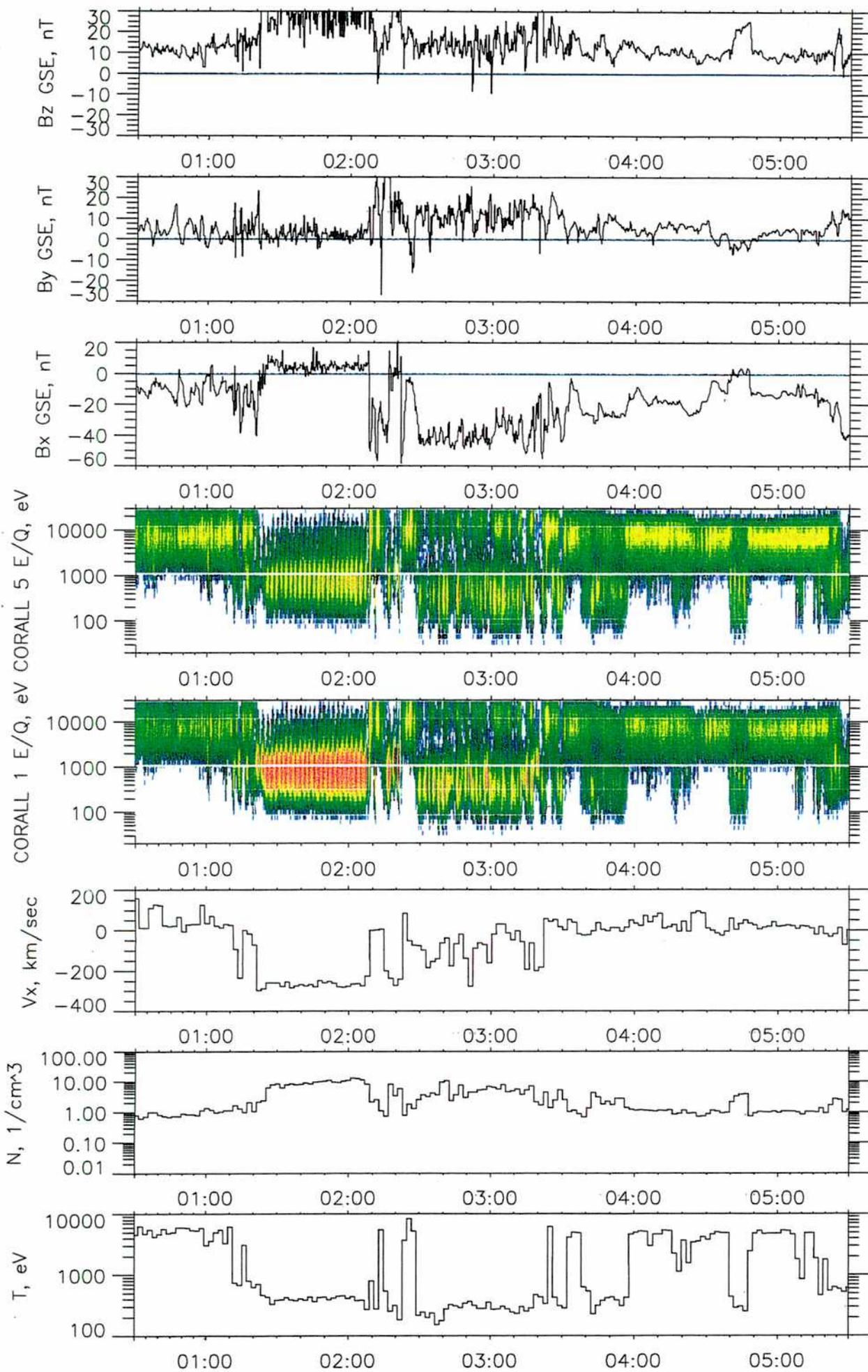


Figura 7.20 Datos combinados de IT, 00:30 - 05:50 UT, 11/1/97

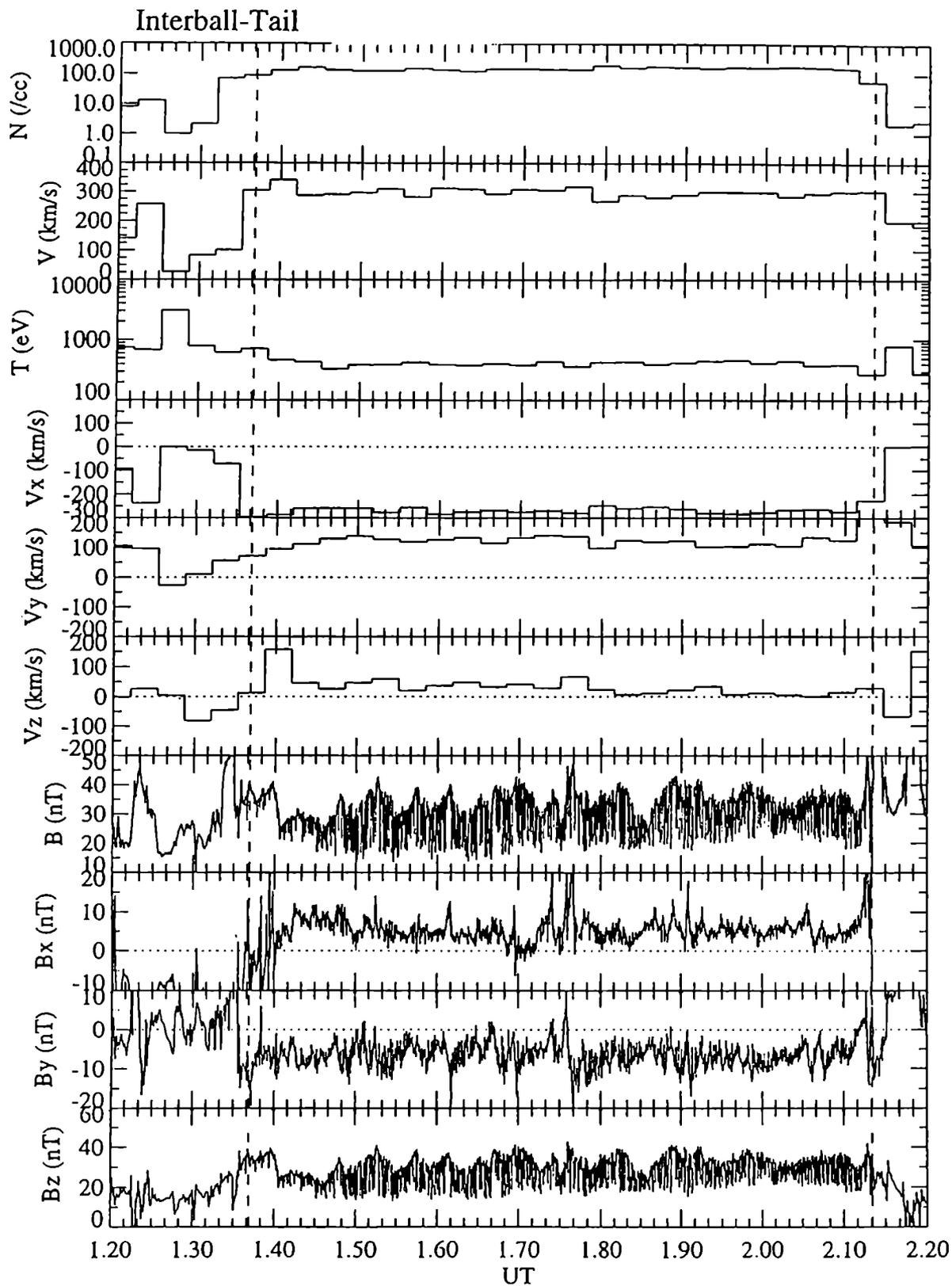


Figura 7.21 Datos de protones y campo magnético de IT, 01:12 – 02:12 UT, 11/I/97.

## 7.7 Ondas cercanas a la región ecuatorial diurna de la magnetopausa comprimida

### 7.7.a Ondas en la magnetovaina

La región  $B_3$  corresponde al pasaje del filamento de alta densidad observado por WIND aproximadamente 25 minutos más temprano, correspondiente al intervalo  $A_2$  como ya mencionamos. Hay dos tipos de ondas observados por IT en la magnetovaina (flanco ecuatorial cercano:  $B_3$ ) que tienen frecuencias muy dispares, una entre 0.1 - 0.2 Hz y otra alrededor de 3.5 mHz. Los datos de alta resolución del campo magnético de IT presentados en el gráfico expandido de la figura 7.21, entre líneas verticales, muestran las oscilaciones de alta frecuencia a 0.1 - 0.2 Hz, moduladas por una “envolvente” de 3.5 mHz. Esto se observa todavía más claramente en el segmento de 10 min de la figura 7.22.

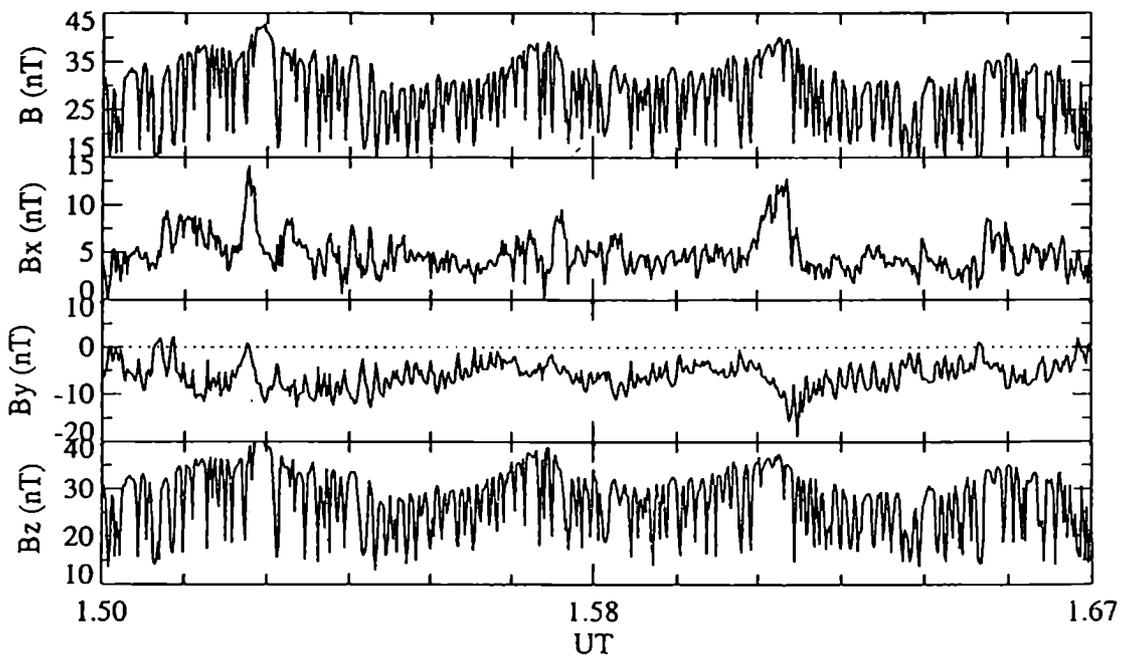


Figura 7.22 Datos campo magnético de IT, 01:30 – 01:40 UT, 11/1/97.

En el modo de mayor frecuencia, como puede verse en la Fig. 7.22, las perturbaciones afectan principalmente a la componente z del campo magnético,  $B_z$ , i.e., ellas son compresionales y de gran amplitud ( $\Delta B/B \sim 1$ ). Su período medio es  $\sim 5 - 10$  s correspondiendo a una frecuencia en el rango de 0.1 - 0.2 Hz. Considerando que la frecuencia local de giro de protones es  $f_p \sim 3$  Hz, la frecuencia de dichas ondas es  $\sim 0.05 f_p$ . A nuestro juicio estas son ondas magnetosónicas de gran amplitud, las cuales se generan detrás de la onda de choque por inestabilidades tipo *mirror* [ver, e.g., Gosling y Robson, 1985]. Estos modos se desarrollan en plasmas de alto beta protónico y la condición para la inestabilidad es que el cociente entre las temperaturas paralela y perpendicular verifique la desigualdad  $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1 + 1/\beta_{\perp}$ . En la magnetovaina diurna  $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$ , como mostraron los experimentos AMPTE, tanto en configuraciones comprimidas [e.g., Anderson et al., 1994], cuanto en condiciones de viento solar normales [Phan et al., 1994]. Los modos magnetosónicos excitados por el efecto *mirror* en la magnetovaina diurna han sido estudiados por varios autores. Entre los primeros en identificar estas perturbaciones se encuentran Kaufmann et al. [1970], quienes usaron los datos de Explorer en el lado diurno cerca del mediodía. Los períodos comprendidos entre 30 y 60 s observados por Explorer implican frecuencias en el rango 0.03 - 0.017 Hz. Las frecuencias más altas medidas por IT el 11 de Enero en  $B_3$ , se deben al corrimiento Doppler producido por el aumento de la velocidad del flujo en el flanco. Estimando en 50 - 100 km/s la velocidad del plasma en la magnetovaina diurna tenemos un incremento de velocidad por un factor entre 3 y 6 en la posición de IT, lo que es consistente con el incremento de frecuencia respecto de las perturbaciones observadas por Kaufmann et al.. Hasta donde sabemos, esta es la primera observación de ondas magnetosónicas en la región de la cola cercana del lado del crepúsculo.

Consideremos ahora el otro modo de menor frecuencia caracterizado por la modulación envolvente, ver Fig. 7.22. A partir de la figura 7.21, contamos entre 8 y 10 depresiones en el módulo del campo magnético,  $B$ , en el lapso entre 01:22 y 02:05 UT, produciendo un período promedio de 4.7 minutos, i.e., una frecuencia de 3.6 mHz. Esto corresponde al rango de las Pc-5, una frecuencia citada para pulsaciones geomagnéticas a las que se le asigna un origen en ondas KH en la magnetopausa [e.g., Samsom et al., 1971; Kivelson y Southwood, 1986; Kivelson y Chen, 1995]. Ver también la discusión de los registros de magnetómetros terrestres en la siguiente sección. La perturbación

afecta todas las componentes del campo magnético, y es particularmente intensa en la componente  $B_z$ , que es la componente más fuerte del campo medio en la magnetovaina. La presencia de una envolvente puede hacer pensar en un proceso de automodulación de las ondas magnetosónicas. Sin embargo por varios motivos, que especificaremos enseguida, es más probable que la envolvente se deba a una onda de gran amplitud en la superficie de la magnetopausa. Esta interpretación está de acuerdo con la idea que la inestabilidad KH se produce en regiones inestables del lado diurno, y esas perturbaciones son luego propagadas hacia la cola (Sec. 7.6.a). Usando la velocidad de flujo de la magnetovaina como una estimación rudimentaria de la velocidad de propagación de dichas ondas, obtenemos una longitud de onda de 13 - 14  $R_E$ . Estos valores están de acuerdo con las longitudes de onda estimadas de perturbaciones KH medidas sobre la magnetopausa ecuatorial cerca del meridiano amanecer-atardecer [e.g., Lepping y Burlaga, 1979; Chen et al., 1993; Kivelson y Chen, 1995]. Estas ondulaciones han sido también registradas por GEOTAIL (no reproducidas aquí) el cual estaba desplazado  $\sim 1.2 R_E$  de IT a lo largo de la dirección normal a la magnetopausa, ver Fig. 7.6. La distancia de penetración de ondulaciones KH en la magnetovaina es del orden de la longitud de onda dividida  $2\pi$ , y dada la gran longitud de onda inferida, resulta que ambos satélites IT y GEOTAIL podrían observar esa perturbación. Las observaciones de las cadenas de magnetómetros en Tierra, como vamos a ver, concuerdan con la identificación de las ondas de frecuencia de 3.5 mHz con ondas de la magnetopausa de naturaleza KH. En cambio la hipótesis de un fenómeno de automodulación de las ondas magnetosónicas no podría explicar las observaciones magnetosféricas ya que se trataría de un mecanismo propio del plasma de la magnetovaina sin acoplamiento energético con la magnetosfera.

### **7.7.b Observaciones de los magnetómetros terrestres y su análisis**

La interpretación ofrecida para la onda de 3.5 mHz está reafirmada por un estudio de magnetogramas terrestres. Utilizamos los datos registrados por dos cadenas longitudinales, una cerca del amanecer y la otra cerca del atardecer, en la misma región de tiempo magnético local (MLT, *magnetic local time*) en la cual estaba IT en el período en estudio. Estas cadenas son IMAGE (aurora) con la mayoría de sus estaciones ubicadas en los países escandinavos, y CANOPUS (crepúsculo) con sus estaciones

ubicadas en la zona central y oeste del norte de Canadá (ver mapas en el apéndice 3, Fig. A3.3). Además, tal como hicieron Kivelson y Chen [1995], elegimos otras dos estaciones (de la cadena GREENLAND) a diferentes longitudes, conectando el amanecer con el crepúsculo. Así, formamos un lazo con cuatro estaciones, aproximadamente todas a la misma latitud, que cubre un amplio rango longitudinal. Los nombres codificados de estas estaciones son: ESK (CANOPUS), SKT (GREENLAND-West), SCO (GREENLAND-East) y BJN (IMAGE); todas están ubicadas cerca de la latitud 70-71° en unidades geomagnéticas corregidas (PACE). La localización de las estaciones está dada en la tabla 7.1. El MLT corresponde al UT corregido con una cantidad que, si bien varía de una estación a otra, es de ~3 h para la cadena IMAGE y de ~7h para CANOPUS. Así, en el intervalo comprendido entre las 00:00 y 06:00 UT, el MLT para IMAGE varía entre 03:00 y 09:00 h y para CANOPUS varía entre 17:00 y 23:00 MLT, justificando el uso de amanecer y crepúsculo para su posición.

						IMAGE
Nombre	Código	Coord. Geográficas		Coordenadas PACE		MLT
		Latitud	Longitud	Latitud	Longitud	
Ny Alesund	NAL	78.92	11.95	75.99	112.89	20:48
Hornsund	HOR	77.00	15.60	73.93	110.98	20:53
Hopen Island	HOP	76.51	25.01	72.82	116.34	20:31
Bear Island	BJN	74.50	19.20	71.25	109.33	21:58
Sørøya	SOR	70.54	22.22	67.09	106.99	21:13
Kilpisjärvi	KIL	69.02	20.79	65.61	104.58	21:15
Muonio	MUO	68.02	23.53	64.43	105.90	21:10
Oulujärvi	OUJ	64.52	27.23	60.53	104.73	21:06
						CANOPUS
Nombre	Código	Coord. Geográficas		Coordenadas PACE		MLT
		Latitud	Longitud	Latitud	Longitud	
Taloyoak	TALO	69.50	266.50	79.6	-36.7	6:46
Contwoyto Lake	CONT	65.80	248.80	74.3	-61.2	8:23
Eskimo Point	ESKI	61.10	266.00	71.9	-31.6	6:36
Fort Churchill	FCHU	58.80	265.90	69.7	-30.8	6:35
Fort Smith	FSMI	60.00	248.10	67.9	-57.3	8:13
Fort Simpson	FSIM	61.80	238.80	67.6	-69.9	9:04
Fort McMurray	MCMU	56.70	248.80	64.8	-54.4	8:04
Pinawa	PINA	50.20	264.00	61.2	-31.6	6:40

Tabla 7.1 Ubicación de magnetómetros

Analizaremos tanto las series temporales, cuanto los picos de la densidad espectral de potencia de los registros. El estudio de la secuencia de observaciones permite vincular, en forma relativamente directa, las ondas de los magnetogramas con las perturbaciones observadas por IT. El estudio de los espectros de potencia (EDP) depende no sólo de la resolución de los datos, sino también de la longitud del período temporal seleccionado para su cálculo, y por esta limitación es menos directo. Basaremos este último análisis sobre los espectros correspondientes al intervalo completo de interés, 00:30 - 05:30 UT.

Los registros de CANOPUS para la serie temporal del módulo del campo magnético, presentados en la figura 7.23, muestran perturbaciones en varias frecuencias. Particularmente prominentes son las oscilaciones resonantes vistas en dos emisiones, alrededor de las 02:20 y 03:20 UT (110 y 170 en la figura, respectivamente). En esta cadena la resonancia aparece localizada en la cáscara L (Sec. 4.4.a) que pasa por las estaciones MCMU y FSMI, ambas ubicadas a  $\sim 248^\circ$  de longitud (geográfica) pero a distintas latitudes. Lo mismo sucede con los registros de IMAGE (no mostrados aquí). Estas oscilaciones pueden ponerse en correspondencia con oscilaciones de la magnetopausa, i.e., son consecuencia de movimientos de esta frontera debido a cambios en la presión dinámica del viento solar (e.g., Southwood, 1974; Farrugia et al., 1989; Gratton et al., 1996) que pueden observarse en la Fig. 7.12 generada con el modelo de Shue et al. [1997]. Las ondas de compresión (magnetoacústicas) debidas al movimiento de la magnetopausa transmiten energía al interior de la magnetosfera y resuenan con ondas de Alfvén en una capa L. El modo de Alfvén transmite corriente eléctrica paralela al campo magnético a lo largo de las líneas de campo hasta la ionosfera y excita las perturbaciones de los magnetómetros. Se trata del mecanismo que hemos descrito en la Sec. 4.4.a. La estación de más baja latitud de CANOPUS, PINA, muestra la llegada del filamento de alta densidad que contenía la nube en su etapa final (*plasma plug*), durante la cual el campo magnético B registrado por la estación terrestre aumenta en forma impulsiva. El gran incremento de la presión se ve mejor en las estaciones de baja latitud. Además de las ondas hasta aquí mencionadas, hay otras pero de mucho menor amplitud. Están relacionadas con otras causas y las consideraremos junto con los EDP.

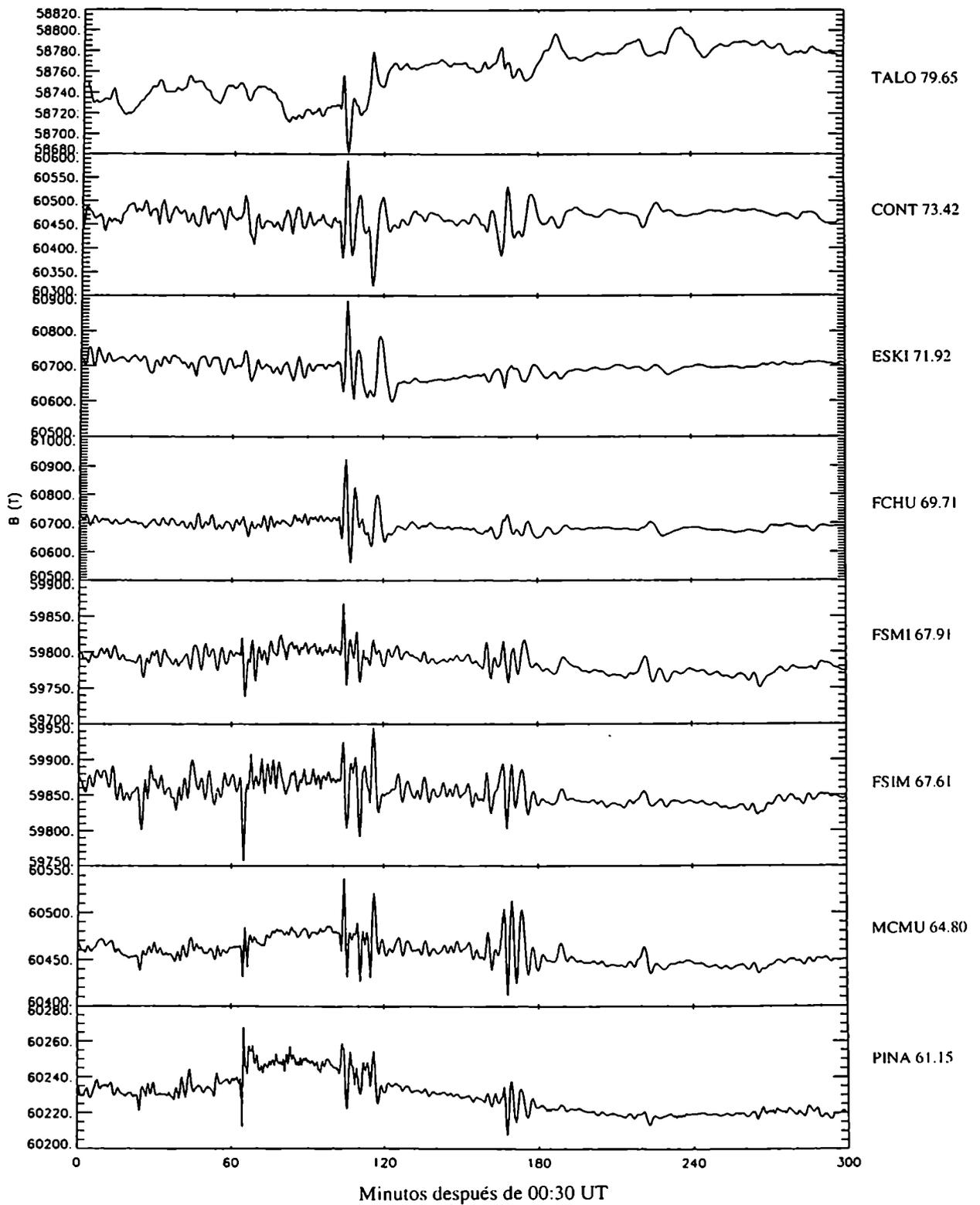


Figura 7.23 Registros de CANOPUS en el período 00:30 – 05:30 UT, 11/I/97.

En las figuras 7.24, 7.25 y 7.26, graficamos el EDP ( $nT^2/Hz$ ) de la componente horizontal del campo terrestre para todo el período bajo estudio, registrado por las dos cadenas longitudinales CANOPUS (crepúsculo) e IMAGE (amanecer) y el lazo latitudinal mencionado con anterioridad, respectivamente. En los espectros correspondientes al crepúsculo, Fig. 7.24, se observan dos picos predominantes y un tercer pico que se desarrolla en las latitudes menores mientras que el primer pico (el de frecuencia menor) disminuye en potencia. El primero de los picos mencionados corresponde a una frecuencia de 2 mHz (período de  $\sim 8$  min) y está presente en los espectros de estaciones de latitudes más altas en un entorno de 2 grados alrededor de  $71.5^\circ$  de latitud (coordenadas PACE). El segundo pico, de frecuencia cercana a 3.2 mHz (período  $\sim 5$  min en el rango de Pc-5), se observa en casi todas las estaciones (excepto las de latitud menor). Como puede verse en la figura 7.25, este pico también aparece en tres de las estaciones de la cadena IMAGE, aunque a una frecuencia ligeramente más alta con respecto al crepúsculo (3.5 mHz), corrimiento que está dictado por los parámetros específicos de ese sector particular. En la figura 7.26 correspondiente al lazo latitudinal, se observa también el pico de frecuencia  $\sim 3.2$  mHz, que también presenta algunos corrimientos de frecuencia a medida que nos movemos a distintas longitudes, puesto que las condiciones de la magnetopausa no son independientes del tiempo local. También es evidente en este lazo el pico de  $\sim 2$  mHz en todas las estaciones.

En nuestra opinión, el pico de  $\sim 3.2$  mHz es el que corresponde a la inestabilidad KH observada por IT en  $B_3$ . Es sabido (ver Secs. 4.2 y 4.4.a) que la inestabilidad KH produce oscilaciones, en el campo magnético observado en Tierra, con estas características. La densidad de potencia espectral local, cuyo máximo concuerda con la observada por IT ("envolvente", Sec. 7.7.a), es un buen argumento en favor de esta interpretación. Estas observaciones concuerdan también con nuestra expectativa acerca de la actividad KH, debido a que la inestabilidad se halla favorecida durante la mayor parte del período estudiado, en virtud del bajo valor medio del ángulo de reloj del IMF en todo el intervalo 03:00 - 05:30 UT.

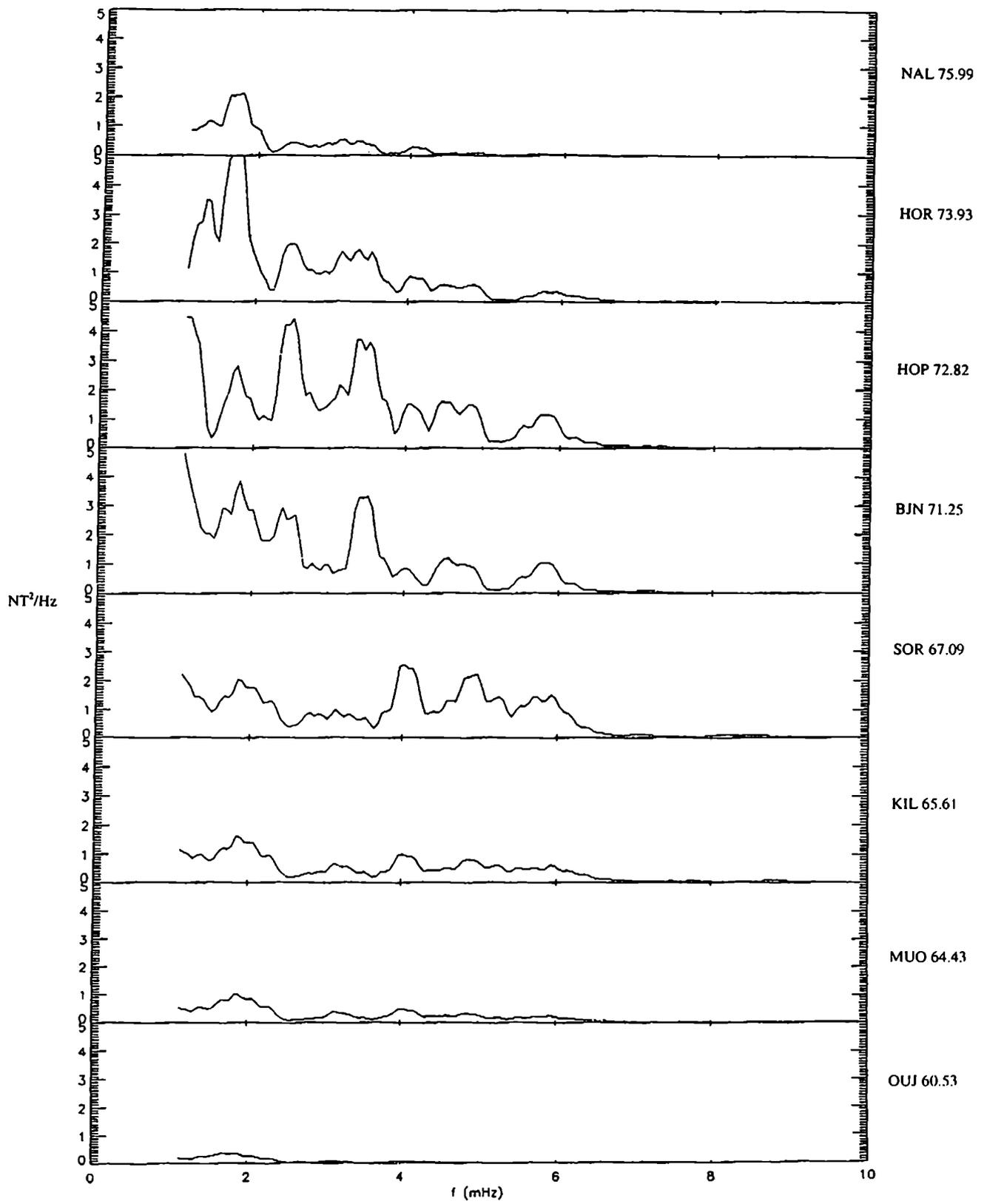


Figura 7.24 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena IMAGE, 00:30 - 05:30 UT, 11/1/97.

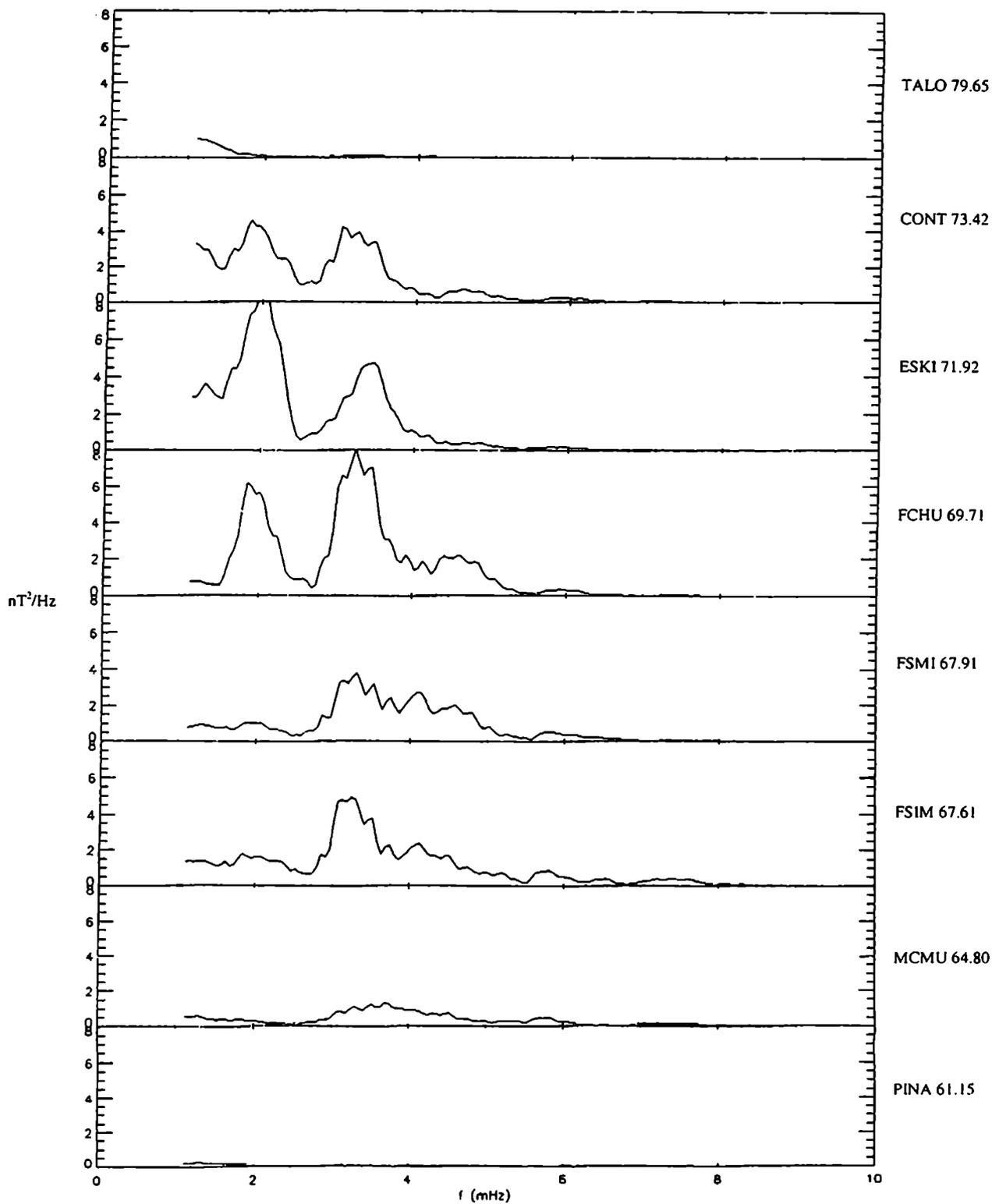


Figura 7.25 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena CANOPUS, 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97.

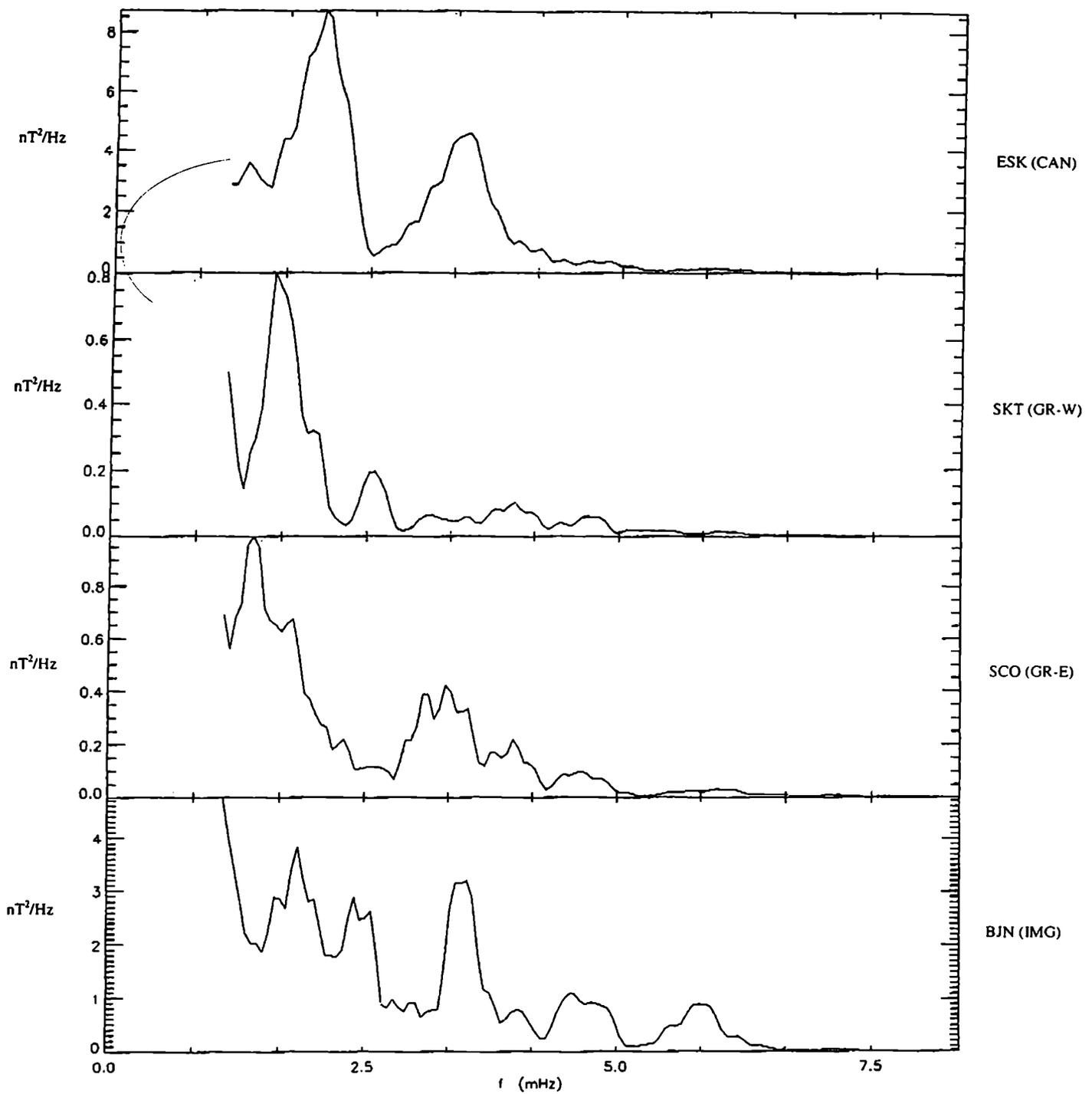


Figura 7.26 Densidad espectral de potencia de la componente horizontal del campo terrestre, cadena latitudinal, 00:30 - 05:30 UT, 11/I/97.

Sin embargo, debemos recordar que de acuerdo con la teoría de Farrugia et al. [1998b] (que hemos resumido en la Sec. 4.5) la actividad KH generada en el frente diurno, cambia durante los diferentes intervalos en los cuales hemos subdividido los registros de WIND. Para la cuestión que nos ocupa ahora, la influencia más destacada sobre la inestabilidad depende del ángulo de reloj del IMF. En el período B<sub>3</sub>, durante el cual IT observa las modulaciones de frecuencia 3.5 mHz, que ahora encontramos también (aproximadamente) en los EDPs, el IMF tiene un ángulo de reloj de 30° durante casi una hora. La emisión KH, entonces, se reduce a las bandas diagonales de la Fig. 4.8.a.II, que van desde las cúspides hacia el ecuador, ensanchándose progresivamente, y continúan abriéndose hacia los flancos. Son las ondas emitidas aquí, las que se propagan, aumentan su longitud de onda por procesos citados en la Sec. 7.6.a, y finalmente son vistas por IT. Los magnetómetros sienten también su influencia.

En las etapas siguientes el ángulo de reloj cambia, y estas características de emisión KH se modifican. Nos interesa destacar la última, a partir de 03:30 UT en adelante. Aquí, el ángulo de reloj del IMF es muy bajo (promedio 10°) y la actividad KH se extiende a la mayor parte del frente diurno (con excepción de la vecindad del punto de estancamiento subsolar). La teoría [Farrugia et al., 1998b] indica la posibilidad de generación de perturbaciones de onda mucho mayores que durante la etapa inicial. Grandes extensiones del frente diurno de la magnetopausa están disponibles para generar, y además transportar con continua amplificación (hasta la saturación no lineal) las perturbaciones KH. Todo esto apunta en la dirección de un mayor despliegue de actividad KH en la magnetopausa, con longitudes de onda más grandes. La consecuencia es, a nuestro modo de ver, la presencia de ondas KH con longitudes de onda más grandes que al comienzo, propagándose hacia los flancos. Longitudes de onda mayores implican frecuencias menores para las oscilaciones KH.

En esta última etapa IT está en el BL, o en la magnetosfera propiamente dicha, y por lo tanto no observa los posibles cambios de frecuencia de la modulación de la superficie. Pero los EDPs de los magnetómetros en Tierra, Figs. 7.24-26, que representan observaciones integradas en el tiempo, muestran un pico alrededor de 2 mHz junto con el de 3.2 mHz, como se ha dicho. Pensamos que una posible explicación del pico de ~2 mHz, es la actividad KH de las últimas etapas, variadas respecto de la etapa de IMF con ángulo de 30°, por las siguientes razones.

- a) El pico de 2 mHz no puede deberse a los grandes movimientos de  $\sim 2:20$  UT y  $\sim 3:20$  UT, porque excluyendo intervalos alrededor de esos tiempos, el EDP sobre el lapso reducido (no presentado aquí) sigue mostrando el pico a la frecuencia en cuestión.
- b) Un análisis del EDP reducido al intervalo 3:30 - 5:30 UT (no presentado aquí) muestra que el pico de 2 mHz es el único que queda en la cadena CANOPUS.
- c) Del mismo análisis (b) surge que el pico de frecuencia de 3.2 mHz (que nosotros correlacionamos con los 3.5 mHz de la "envolvente" observada por IT en  $B_3$ ) no está presente en el EDP de las etapas finales. Esto indirectamente refuerza la hipótesis de que el pico de 3.2 mHz de los EDPs totales está asociado a la actividad KH generada durante el intervalo  $A_2$ , cuando el ángulo de reloj del IMF era  $30^\circ$ .
- d) La actividad KH en el BL, por lo menos la observada por IT, tiene periodicidades más breves que las comentadas. Por ejemplo entre 03:00 - 03:30 UT, se pueden observar oscilaciones de gran amplitud del campo magnético con frecuencia  $\sim 5$  mHz y ondulaciones menores de frecuencias aún más altas. La actividad KH en el BL está mucho menos influenciada por el ángulo de reloj del IMF. En los EDPs totales se puede observar alguna excitación cerca de 5 mHz en la cadena IMAGE, muy modesta en el lazo latitudinal, y casi nula en CANOPUS.

Se pueden intentar otras explicaciones para el pico de 2 mHz, por ejemplo, modos magnetosféricos forzados por ondulaciones globales de pequeña amplitud de la magnetopausa, inducidas por pequeñas variaciones de la presión dinámica del viento solar. No vamos a profundizar la discusión en esta dirección, que nos llevaría a incursionar en un campo muy especializado, algo alejado del tema central de esta tesis. Nos alcanza con haber señalado la importancia de tomar en cuenta la presencia de la actividad KH en el examen de estas cuestiones.

### **7.7.c Movimientos de la magnetopausa de gran amplitud**

Completamos el análisis del período de 02:30 a 03:30 UT, cuando IT está en el LLBL ( $B_5$ ). En este intervalo la magnetopausa realiza movimientos de gran amplitud (ver Fig. 7.12). La figura 7.27 muestra en el panel medio el espectrograma de iones de CORALL 1, y en el panel inferior el espectrograma de electrones (en un intervalo que incluye sólo los primeros quince minutos del que consideramos aquí). El espectrograma electrónico evidencia una población intensa en un rango de energía intermedio entre lo

observado en la magnetosfera (por ejemplo el que se encuentra a 00:50 UT) y en la magnetovaina. El espectrograma de protones muestra efectivamente dos poblaciones: una componente tenue tipo magnetosfera de energías alrededor de  $10^4$  eV y mayores, entremezclada esporádicamente con una componente más intensa de magnetovaina, i.e., el BL aparece como una región mixta. La figura 7.28 muestra, en detalle temporal, los datos de protones y el campo magnético.

Se observa una gran ondulación de los espectrogramas, por ejemplo, el "arco" descrito por el registro de electrones, alrededor de 2:25 UT, que se correlaciona con las grandes fluctuaciones de campo magnético (ver también Fig. 7.7). Corresponde a una onda de gran amplitud que viaja por la magnetopausa. El satélite entra y sale de la magnetosfera, y en algún momento parece incluso salir nuevamente a la magnetovaina (según indican detalles de los registros de campo magnético –no reproducidos aquí) como consecuencia de las oscilaciones de gran amplitud de la frontera. El centro del "arco" mencionado ~2:25 UT corresponde a la gran caída de presión observada por WIND (~2:00 UT).

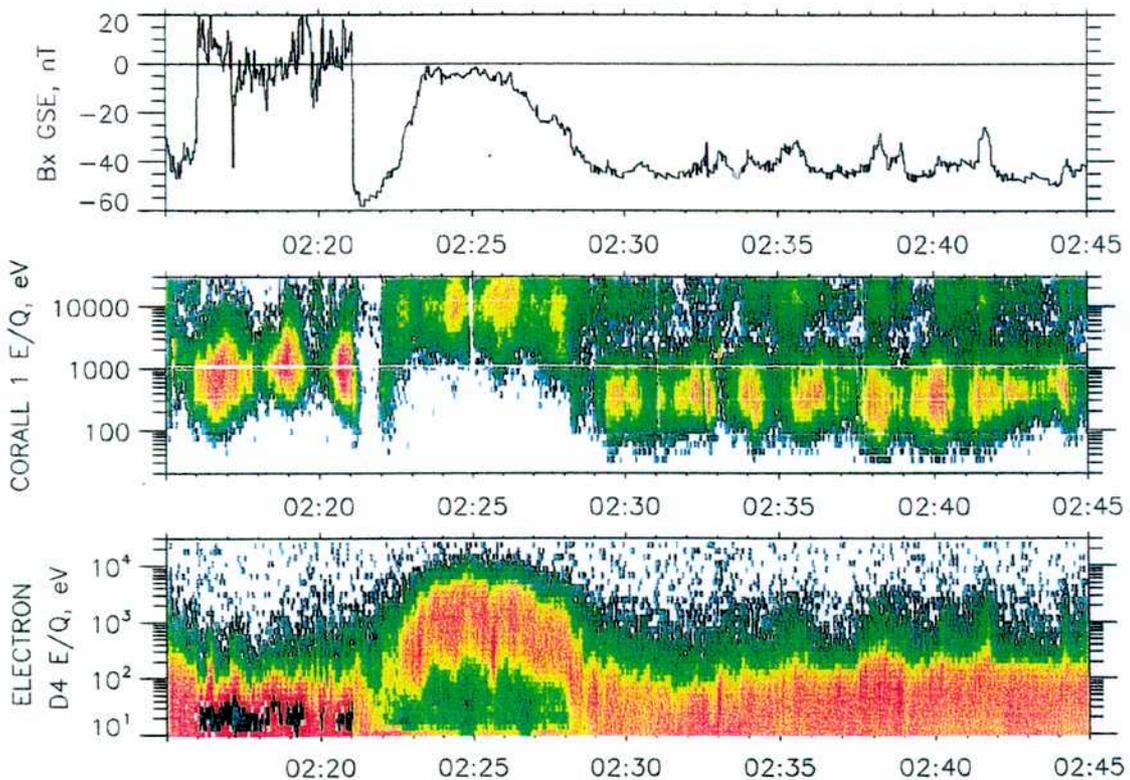


Figura 7.27 Bx y espectrogramas iónico y electrónico de IT, 02:15 – 02:45 UT, 11/I/97.

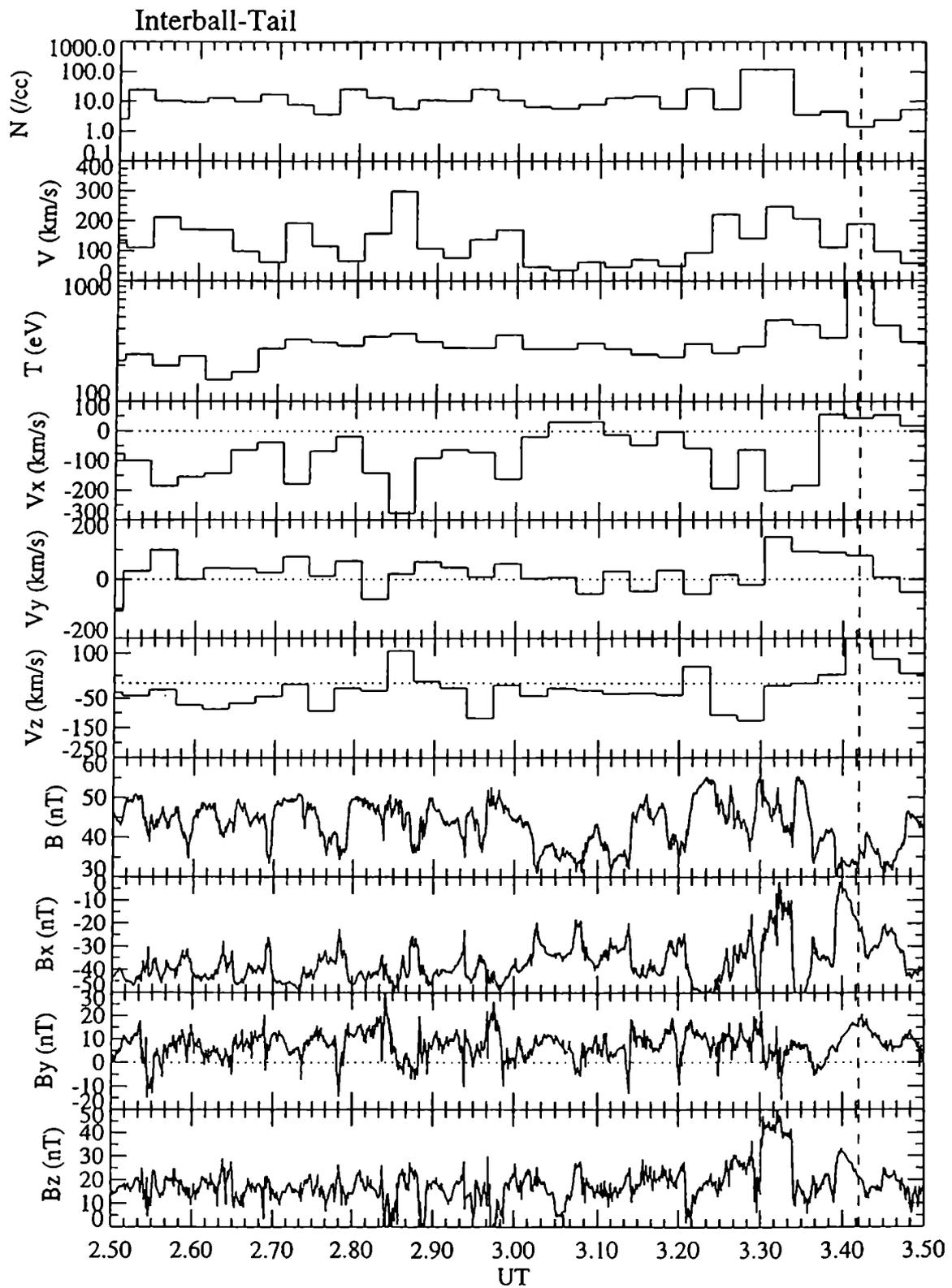


Figura 7.28 Datos de protones y campo magnético de IT, 02:30 – 03:30 UT, 11/1/97.

En el resto del período se puede notar, Figs. 7.27 y 7.28, que:

- a) las densidades están situadas entre los valores de la magnetovaina previa y los de la magnetosfera que le suceden;
- b) el campo magnético promedio tiene todas las componentes de la misma polaridad como en la magnetosfera encontrada inmediatamente después (ver Fig. 7.7). El campo promedio tiene una componente  $x$  negativa grande, i.e., está muy estirado en la dirección contraria al Sol;
- c) flujo en la dirección opuesta al Sol;
- d) el ángulo promedio entre  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{V}$  es de  $38^\circ$ .

Por lo tanto, concluimos que estamos en presencia de una capa mixta moviéndose lentamente hacia la cola.

Superpuesto con el campo magnético medio y el flujo promedio hay grandes fluctuaciones en todas las componentes. Las mismas, en el campo magnético son de naturaleza cuasiperiódica con una repetición de período  $\sim 5 - 6$  min (frecuencia 2.5 - 3.2 mHz). Las perturbaciones están, en parte, a lo largo, y en parte, en forma perpendicular al campo. Las perturbaciones de las componentes del flujo son tales que  $\Delta V$  cambia de signo con una velocidad promedio en contra de la dirección del Sol de (-100, 20, -30) km/s. El perfil de la componente del flujo más fuerte,  $V_x$ , otorga al flujo una apariencia que, si bien generalmente es contraria al Sol, está en lugares inactivo y aún moviéndose lentamente hacia el Sol. IT cruza el BL cuando el monitor WIND está observando un cambio del ángulo de reloj promedio de  $30^\circ$  a  $17^\circ$ , con  $5^\circ$  promedio en el intervalo  $A_4$  (Fig. 7.5). Pensamos que la apariencia general de los perfiles de  $B_x$  y  $V_x$ , junto con los datos de iones y electrones de CORALL, pueden ser interpretados en términos de los patrones de ondas KH (*billow*) que presentamos en 7.6.c. Proponemos que las perturbaciones son ondas KH en el BL con un vector  $\mathbf{k}$  aproximadamente normal al campo magnético local. No excluimos, por supuesto, que se trate de una fase no lineal del desarrollo de esta inestabilidad.

#### 7.7.d Grandes pulsos de presión

En el período entre 04:00 y 05:30 UT, el IMF tiene un ángulo de reloj medio de  $10^\circ$ . Los espectrogramas de protones y electrones (Fig. 7.8) confirman que durante la

mayor parte de este intervalo, IT se encuentra en la magnetosfera-*plasmashet* con tres interrupciones donde vuelve al BL por breves lapsos de tiempo que coinciden con el arribo de 3 pulsos de presión dinámica observados por WIND. Estos tres eventos tienen lugar a ~04:05, ~04:25 y ~04:48 UT para IT, y se correlacionan con cambios de los valores de la presión ( $\Delta P/P$ ) del orden de ~50% registrados por WIND (Fig. 7.5, intervalo A<sub>7</sub>) con la anticipación de 25 min correspondiente. Estos pulsos de presión provocan perturbaciones significativas en la posición de la magnetopausa, como puede observarse en la Fig. 7.12. Por lo tanto concluimos que IT queda ubicado suficientemente cerca del IEBL, como para observar nuevamente, por breves momentos, las estructuras de "ovillos" del BL generadas por la inestabilidad KH.

A partir de ~02:00 UT tiempo de WIND la magnetopausa pasa por largos períodos de campo magnético interplanetario fuertemente orientado al norte. Recordemos que en A<sub>3</sub>, hay 40 min con ángulo de reloj de 17° en A<sub>4</sub>, 15 min con 5°, y en A<sub>6</sub> 80 min con 10°. De acuerdo con Farrugia et al. [1998b], estos períodos deben haber sido favorables para la excitación de actividad KH sobre amplias regiones del frente de la magnetopausa (e.g., Fig. 4.8). La disposición de los satélites durante estos períodos nos ha permitido captar sólo algunos aspectos de esa actividad.

En suma, en este capítulo, hemos realizado un estudio correlacionado de los registros satelitales y de magnetómetros terrestres sobre ondas y oscilaciones de la magnetopausa durante la etapa final del pasaje de la nube magnética del 11 de Enero de 1997, 03:00 - 05:30 UT. Interpretamos las observaciones a partir de modelos teóricos y simulaciones numéricas que nos han permitido identificar mecanismos de generación de ondas e inestabilidades excitadas en distintas regiones del espacio. La atención se ha focalizado sobre el rol que tiene la inestabilidad KH en un flanco ecuatorial cercano de la magnetopausa.

## 8 Conclusiones

El propósito de contribuir al conocimiento de la influencia de los movimientos del plasma sobre la estabilidad de las láminas de corriente en el contexto de la magnetohidrodinámica (MHD) ha sido cumplido en los estudios realizados sobre la gran lámina de corriente que constituye la magnetopausa terrestre. Nuestro acercamiento al entorno espacial de la Tierra se realizó a través de resultados teóricos, numéricos y observacionales que se entrelazaron en esta tesis.

En un marco teórico más amplio, se han obtenido ecuaciones perturbativas de la MHD incompresible, compactadas y reducidas a dos incógnitas, para el estudio de la estabilidad de un modelo plano de lámina de corriente con flujo de plasma, incluyendo efectos de resistividad, viscosidad y densidad estratificadas. Incorporamos en el modelo cizalladura y cambio de dirección de la velocidad y del campo magnético en la configuración estacionaria, incluyendo la gravedad. El agregado del potencial gravitatorio permite simular etapas de aceleración de la magnetopausa originadas en cambios significativos de la presión dinámica del viento solar. Con este modelo se podría investigar, por ejemplo, el acoplamiento y la transición entre las inestabilidades resistivas y las inestabilidades de Rayleigh-Taylor (RT) y Kelvin-Helmholtz (KH). Por otra parte, las variaciones de resistividad permitirían considerar la influencia del flujo de plasma sobre los modos tipo *rippling* y también modos inestables asociados al efecto conjunto de la estratificación de la viscosidad y la cizalladura del campo de velocidades, no tratados aún en la literatura de plasmas. La teoría general se puede aplicar tanto a fenómenos que se presentan en el borde de plasmas en experimentos de confinamiento magnético para fusión nuclear, como los *tokamaks*, cuanto a una gran variedad de fenómenos naturales, por ejemplo, láminas de corriente en la corona solar, láminas de corriente asociadas a eyecciones solares en el plasma interplanetario, la magnetopausa terrestre, etc.

Para resolver el problema de autovalores derivado de estas ecuaciones perturbativas se han empleado distintas técnicas numéricas basadas en el método de Galerkin. Realizamos pruebas de diversos programas numéricos en problemas de estabilidad publicados en la literatura hidrodinámica. Concluimos que la base de los

polinomios de Chebyshev constituye una técnica promisorio para aquellas configuraciones cuyos gradientes se localizan en los extremos de una región finita, o bien, con la adaptación del código desarrollado, a capas límites centrales en regiones acotadas. Sin embargo, para la aplicación a problemas de intervalos no acotados, como los estudiados en las aplicaciones espaciales, optamos por un método matricial de diferencias finitas sobre una grilla no uniforme, que resultó ser el más eficiente entre los métodos ensayados. Se llevó a cabo, en particular, la adaptación de un código numérico a una configuración con flujos no limitados compuestos por láminas de corriente cuyos perfiles de densidad, velocidad y campo magnético son del tipo tangente hiperbólica. Realizamos estudios numéricos de la inestabilidad KH y RT con perfiles continuos y campos de velocidad y magnético aplicados a varios escenarios de la magnetopausa en la aproximación de MHD ideal. Es decir, se han encarado diversos problemas, estudiando aspectos parciales del cuadro general elaborado para el estudio de la estabilidad de láminas de corriente con flujos de plasma. Se han tratado aquí los modos de longitud de onda a escala grande, para los cuales los efectos disipativos aparecen sólo como correcciones. Queda abierto el camino para la investigación de otros modos, con escala de longitud más pequeña, que dependen de manera crucial de los efectos disipativos.

En el estudio de procesos físicos que se desarrollan en la interacción viento solar – magnetosfera hay muchos problemas abiertos. En esta tesis. se ha estudiado con particular atención la temática, de renovado interés actual, de la evolución de las inestabilidades de la magnetopausa terrestre diurna y la propagación de las perturbaciones hacia los flancos. Hemos limitado el campo de análisis a la orientación norte del campo magnético interplanetario (IMF), para concentrar el estudio sobre la llamada interacción pseudo-viscosa y descartar la presencia de procesos de reconexión.

En el capítulo 4 se ha realizado una reseña del estado de la cuestión de la inestabilidad KH en la magnetopausa, examinando trabajos recientes de observación, teoría y simulación numérica, con énfasis sobre la problemática actual de esta frontera para IMF norte. Esta información se utiliza en la interpretación de los eventos elegidos como objetos de estudio y enmarca la vinculación teórica-observacional del análisis. Así, en esta reseña, incursionamos en temas de gran importancia, como el acoplamiento de las perturbaciones en la superficie con las resonancias de la cavidad magnetosférica y

el muy diferente mecanismo de interacción originado en los desplazamientos de la magnetopausa debido a cambios bruscos en la presión dinámica del viento solar. Aportamos también elementos a la discusión, vigente en trabajos observacionales y teóricos que tratan la inestabilidad KH, acerca de cual es la frontera inestable, la magnetopausa o el borde interior del *boundary layer* (BL).

Comenzamos las aplicaciones con el estudio de la estabilidad MHD de un estructura que representa la magnetopausa diurna, con IMF norte, en condiciones estacionarias normales, es decir sin compresión, cuando el punto subsolar está ubicado a 10-11 radios terrestres ( $R_E$ ). Se estudiaron los modos KH y los modos KH combinados con RT, en función del cociente entre la longitud de onda de la perturbación y el espesor de la transición,  $\lambda/\Delta$ , en distintas latitudes de la magnetopausa diurna para el meridiano de las 16 hora local. Presentamos el análisis de 3 casos: baja latitud, latitud media y alta latitud. En los dos primeros casos donde el ángulo de cizalladura magnética es nulo o pequeño ( $0^\circ - 6^\circ$ ) y el campo de velocidades  $\mathbf{v}_0$  es aproximadamente perpendicular al campo magnético, la orientación del vector de onda para la máxima tasa de crecimiento de la inestabilidad,  $\mathbf{k}_{\max}$ , es ortogonal a  $\mathbf{B}_0$  y paralelo a  $\mathbf{v}_0$ . El tiempo característico,  $\tau$ , para el desarrollo de la inestabilidad oscila entre 40 y 50 s cuando la actividad RT (aceleración de la frontera hacia el Sol) intensifica su evolución, y entre 50 s y 2 min para los modos KH puros. Para el tercer caso, las tasas son menores correspondiendo a tiempos  $\tau$  del orden de los 5 min, aún con la ayuda del efecto RT para reforzar los modos KH. Esto se debe a que el campo geomagnético  $\mathbf{B}_{02}$  es considerablemente más débil que el campo en la magnetovaina  $\mathbf{B}_{01}$ , y se manifiesta aquí un ángulo de cizalladura magnética de  $21^\circ$ . Encontramos, además, que los modos inestables tienen tendencia a ser más activos del lado de la magnetopausa cercano al Sol, a esta mayor latitud. La orientación de  $\mathbf{k}$  más favorable para la actividad KH es la ortogonal a  $\mathbf{B}_{01}$ , porque minimiza el efecto estabilizador de las tensiones magnéticas. En ese caso, quedan tensiones magnéticas residuales en la región interna, cuya actividad se ve reducida respecto a la que se desarrolla en la región del lado del Sol. La orientación  $\mathbf{k}$  normal a  $\mathbf{B}_{01}$ , consigue al mismo tiempo conservar una sustancial proyección de  $\mathbf{v}_0$  sobre  $\mathbf{k}$ . Estas peculiaridades explican la intensificación de la perturbación del lado de la magnetovaina que hemos encontrado. Este resultado muestra que el esquema propuesto

por Ogilvie y Fitzenreiter [1989] de un BL activo y una magnetopausa no perturbada (ver su Fig. 1), no es de aplicación general a todo el frente diurno.

Resultados muy diferentes se obtienen en el estudio de la estabilidad de flujos de contracorriente sobre la inestabilidad a través de la magnetopausa, presentado en el capítulo 6. En estas estructuras, de características excepcionales, el fuerte gradiente de velocidad parece propenso a desarrollar inestabilidades del tipo KH. Sin embargo, ciertas características del campo magnético y del campo de velocidades pueden impedir esta actividad, y es necesario un análisis detallado a fin de evaluar la estabilidad de la configuración. Con un modelo de estructura con perfiles continuos de espesor finito, encontramos que la configuración observada por el satélite ISEE 2 el 11/XI/79 [Le et al., 1994] es estable frente a modos KH, a pesar de presentar una diferencia de velocidad algo mayor que 200 km/s sobre una escala de 300 km. Hemos explicado la estabilización de estos flujos de contracorriente como debida al bajo número de Mach Alfvénico  $M_A$  y la colinealidad del flujo  $v_0$  con el campo magnético  $B_0$ .

Hemos investigado entonces la influencia del parámetro  $M_A$ , y hemos establecido condiciones para que la inestabilidad KH pueda desarrollarse en configuraciones similares. La orientación de  $k_{max}$  depende tanto de la relación  $\lambda/\Delta$  cuanto del valor de  $M_A$  ( $1/M_A$  representa la fuerza de estabilizadora de las tensiones magnéticas). Las tasas de crecimiento  $p_{max}$  de la inestabilidad aumentan con  $\lambda/\Delta$  para un  $M_A$  fijo, y disminuyen con  $M_A$  para una relación constante  $\lambda/\Delta$ . Los efectos de estabilización para  $M_A$  bajos aparecen primero para longitudes de onda pequeñas. Para campos magnéticos débiles,  $k_{max}$  resulta paralelo al campo de velocidad mientras que aumentando las tensiones magnéticas  $k_{max}$  tiende a orientarse perpendicular al campo magnético (siempre que la cizalladura sea pequeña). Las perturbaciones se manifiestan a ambos lados de la magnetopausa a distancias generalmente mayores que su espesor. Sin embargo, se puede observar una fuerte asimetría en las autofunciones del campo de velocidad de perturbación, conforme crecen las tensiones magnéticas. A medida que  $M_A$  decrece, la actividad KH tiende a localizarse en la región del lado interno, es decir del lado de la magnetosfera terrestre. Esto no debe ser comparado con el esquema de Ogilvie y Fitzenreiter [1989] que no comprende configuraciones de contracorriente.

Se ha completado el análisis del capítulo 6 con dos propuestas de variaciones respecto del evento observado tomado como referencia. Por un lado, nos alejamos de la

zona de las mediciones del satélite (~12 h) donde el flujo es aproximadamente colineal con el campo magnético, hacia regiones donde todavía es plausible la presencia de la contracorriente en el BL, pero donde  $v_0$  ha adquirido una componente este-oeste apreciable. Alejándonos del punto subsolar hacia los flancos con latitud constante, la componente E-O de la velocidad en la magnetovaina aumenta, el ángulo relativo de los campos  $v_0$  y  $B_0$  se modifica, y cambian las condiciones de estabilidad. En la posición ecuatorial de ~10 h encontramos que la reducción de la inestabilidad KH con  $1/M_A$  creciente es menos efectiva que para el caso 12 h. Esto se debe a que, en esta posición, la velocidad tiene una componente normal al campo magnético mayor que cerca del mediodía. No obstante, para  $M_A \ll 1$  encontramos que aún apartados de las 12 h, la magnetopausa es también estable. Una confrontación entre una transición con densidad constante y modelos realistas con variaciones en la densidad, se manifiesta en las menores tasas de crecimiento de estos últimos.

Por otro lado, se ha considerado una cuestión adicional: la influencia de una escala de longitud de variación de la densidad menor que la escala de longitud del campo magnético. Es decir, hemos estudiado una lámina de corriente más ancha que la capa de variación de densidad, motivados por el estudio de Eastman et al. [1996] de magnetopausa sin BL (*magnetopausa pristina*). El cambio de un modelo de magnetopausa con la misma escala de variación en todos los perfiles a una estructura de lámina de corriente más ancha que la escala de variación de densidad, no comporta cambios significativos en las tasas de la inestabilidad KH ni en las respectivas autofunciones. Esto significa que la caída rápida de densidad propia de las estructuras a la Eastman et al., no llega a afectar el comportamiento de la KH previsto por los modelos de escala única de variación que hemos empleado en la tesis.

A fin de interpretar la estabilización de los modos KH en estos escenarios de la magnetopausa hemos dado un análisis teórico del espectro de la KH (incluyendo efectos RT). Esto nos condujo a la formulación de una extensión MHD del teorema fluidodinámico de Howard. Se demuestra que el autovalor de la inestabilidad está restringido a un semicírculo en el plano complejo cuyo radio disminuye cuando la intensidad del campo magnético aumenta respecto del campo de velocidad. Esto es, la estabilización puede visualizarse como una reducción del radio del círculo inestable para números de Mach Alfvénicos pequeños.

En el capítulo final hemos encarado el estudio de la interacción de una nube magnética, de características peculiares, con la magnetosfera terrestre sumergiéndonos de pleno en la problemática de las inestabilidades y ondas excitadas en la magnetopausa diurna terrestre y sus flancos cercanos. Hemos realizado esta investigación empleando datos de alta resolución de varios satélites, incluyendo el análisis de registros de magnetómetros terrestres. Se trata de un examen de los datos de observación, complementado con un análisis teórico basado en distintos modelos junto con interpretaciones fenomenológicas. El período estudiado abarca aproximadamente 5 horas, de 00:30 a 05:30 UT, del 11 de Enero de 1997, correspondientes al pasaje del final de la nube. La gran compresión de la magnetopausa al comienzo de este período, seguido de una repentina descompresión a ~02:00 UT, y de varias horas de IMF orientado fuertemente al norte, le confieren a este evento características singulares en relación con la inestabilidad de KH.

Se han señalado distintos intervalos en los cuales las características del plasma interplanetario son cuasi-constantes a partir de los registros del viento solar del satélite WIND. Esto facilita la identificación de los fenómenos ondulatorios de la magnetopausa observados por el satélite INTERBALL Tail (IT), cuyos registros se estudiaron extensamente.

Cuando se producen variaciones importantes en la presión dinámica del viento solar se ha estudiado la perturbación global de la magnetopausa con varios modelos. Por otro lado, la teoría y los códigos numéricos para el estudio de la KH con perfiles continuos, desarrollados en esta tesis, han servido para modelar, y discutir la generación de actividad KH, en la zona del flanco ecuatorial cercano, observada durante los cruces de IT por la magnetopausa. Aplicamos el modelo de transición estratificada de espesor  $\Delta$  y perfiles continuos de densidad, velocidad y campo magnético, con cizalladura, a partir de valores promedios de los datos de IT. Los resultados del análisis numérico de la inestabilidad KH indican la estabilidad (o tasas de crecimiento prácticamente ignorables) de la transición magnetovaina-BL. Esta transición, entonces, es estable en la zona de cruce de IT, pero la frontera puede ser perturbada, tanto por ondas generadas en otras regiones que viajan hasta esta posición, cuanto por oscilaciones de la transición siguiente: BL-magnetosfera.

La transición correspondiente al IEBL, en cambio, resulta KH inestable. Basados en este resultado y en la evidencia observacional, postulamos la formación de "ovillos" que modulan el flujo de materia en el BL, con mayor intensidad en su borde interno. Estas oscilaciones se mueven hacia la cola de la magnetosfera con la velocidad media del BL. Las perturbaciones tienden a enrollar materia relativamente más fría de la zona cercana a la magnetopausa con plasma más caliente procedente de la magnetosfera. Este proceso que se desarrolla en forma continua es registrado por el satélite IT en las diversas ocasiones en las cuales, debido a variaciones en la presión dinámica del viento solar, se encuentra en el interior del BL.

A partir de los datos de IT de campo magnético durante su excursión por la magnetovaina, identificamos dos modos de ondas predominantes de frecuencias muy distintas, uno entre 0.1 - 0.2 Hz y el otro a 3.5 mHz. Las oscilaciones de mayor frecuencia constituyen la primera identificación de ondas magnetosónicas en el flanco ecuatorial cercano del lado del crepúsculo. Las oscilaciones de menor frecuencia, son probablemente debidas a una onda de gran amplitud con una longitud de 13-14  $R_E$  en la superficie de la magnetopausa. Esta interpretación está de acuerdo con la idea que la inestabilidad KH se produce en regiones inestables del lado diurno, y esas perturbaciones son luego propagadas hacia la cola. Los registros de magnetómetros terrestres refuerzan esta interpretación. Hemos encontrado evidencia de estas ondas en los espectros de densidad de potencia de dos cadenas longitudinales de magnetómetros terrestres ubicadas una en el amanecer (IMAGE) y la otra en el crepúsculo (CANOPUS), incluyendo los registros de un lazo latitudinal de cuatro estaciones.

Hemos presentado también evidencia de movimientos globales de gran amplitud de la magnetopausa debidos a pulsos de presión dinámica en los registros de IT durante su reingreso (bastante prolongado) hacia la magnetosfera. Los problemas de este capítulo nos han vinculado con un tema de gran actualidad e interés, que se ha dado en llamar la geoeffectividad de las perturbaciones producidas por la nube magnética.

Con respecto a los resultados de Miura [1990, 1992] quien encuentra inestable un modelo de transición magnetovaina-magnetosfera con espesor finito para un flujo supersónico en los flancos contrariando la noción difundida entre los especialistas de que los flancos de la magnetopausa son estables, y que discrepan con nuestros propios resultados sobre la estabilidad de la transición magnetovaina-BL en las regiones del

flanco ecuatorial cercano realizada en este capítulo, cabe mencionar que la configuración estudiada por Miura no es aplicable a nuestro caso. Resultaría interesante extender el análisis de la estabilidad realizado de la transición magnetovaina-BL en los flancos de la magnetopausa con modelos de perfiles continuos incluyendo efectos de compresibilidad, los cuales *a fortiori* se predicen como efectos estabilizadores para la configuración bajo estudio.

Por otra parte, el modelo de transición estratificada de espesor  $\Delta$  y perfiles de densidad, velocidad y campo magnético, con cizalladura, construidos mediante tangentes hiperbólicas podría ampliarse a perfiles que tuvieran en cuenta también los gradientes de densidad y de velocidad que se producen en las regiones adyacentes a la magnetopausa, *plasma depletion layer* y *boundary layer*, externa e interna respectivamente. El análisis de estabilidad con tales modelos, que incluyan ambas estructuras de la transición magnetovaina–magnetosfera para IMF orientado fuertemente al norte, consideraría así un importante elemento: el gradiente de densidad de la capa de disminución de plasma, cuya escala característica es normalmente comparable o menor que el espesor de la capa límite magnetosférica, hasta ahora no tratado en la literatura de la inestabilidad de KH en el frente diurno de la magnetopausa.

## Bibliografía

- Akasofu, S. I., E. W. Hones, Jr., S. J. Bame, J. R. Asbridge, A. T. Y. Lui, Magnetotail and boundary layer plasma at geocentric distance of 18  $R_E$ : Vela 5 and 6 observations, *J. Geophys. Res.*, **78**, 7257, 1973.
- Anderson, B. J., S. A. Fuselier, D. Murr, Electromagnetic ion cyclotron waves observed in the plasma depletion layer, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1955, 1991.
- Anderson, B. J., S. A. Fuselier, S. P. Gary, R. E. Denton, Magnetic spectral signatures from 0.1 to 4.0 Hz in the Earth's magnetosheath and plasma depletion layer, *J. Geophys. Res.*, **99**, 5877, 1994.
- Axford, W. I., C. O. Hines, A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, *Can. J. Phys.*, **39**, 1433, 1961.
- Baumjohann, W., O. H. Bauer, G. Haerendel, H. Junginger, E. Amata, Magnetospheric plasma drifts during a sudden impulse, *J. Geophys. Res.*, **88**, 9287, 1983.
- Belmont, G., G. Chanteur, Advances in magnetopause Kelvin-Helmholtz instability studies, *Phys. Scr.*, **124**, 124, 1989.
- Bender, L. E., Procesos disipativos rápidos en magnetohidrodinámica, Tesis Doctoral, FCEyN, UBA, Octubre 1997.
- Berchem, J., C. T. Russell, The thickness of the magnetopause current layer: ISEE 1 and 2 observations, *J. Geophys. Res.*, **87**, 2108, 1982.
- Berchem, J., C. T. Russell, Flux transfer events on the magnetopause: spatial distribution and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, **89**, 6689, 1984.
- Betchov, R., A. Szewczyk, Stability of a shear layer between parallel streams, *Phys. Fluids*, **6**, 1391, 1963.
- Biernat, H. K., G. A. Bachmaier, M. T. Kiendl, N. V. Erkaev, A. V. Mezentsev, C. J. Farrugia, V. S. Semenov, R. P. Rijnbeek, Magnetosheath parameters and reconnection: a case study for the near-cusp region and the equatorial flank, *Planet. Space. Sci.*, **43**, 1105, 1995.

- Burlaga L. F., E. Sittler, F. Mariani, R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP-8 observations, *J. Geophys. Res.*, **86**, 6673, 1981.
- Cahill, L. J., J. R. Winckler, Periodic magnetopause oscillations observed with the GOES satellites on March 24, 1991, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8239, 1992.
- Cally, P.-S., Z. Sedláček, Phase mixing and surface-wave decay in an inhomogeneous plasma, *J. Plasma Phys.*, **48**, 145, 1992.
- Canuto C., M. Y. Hussaini, A. Quarteroni, T. A. Zang, Spectral methods in fluid dynamics, *Springer Series in Computational Physics*, Springer Verlag, N. Y., 1988.
- Carreras, B. A., P. W. Callen Gaffney, H. R. Hicks, J. D. Callen, Rippling modes in the edges of a tokamak plasma, *Phys. Fluid*, **25**, 1231-1240, 1982.
- Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Oxford University Press, New York, 1961.
- Chapman, S., V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Part I, The initial phase, *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, **36**, 77, 1931
- Chen, S. -H., M. G. Kivelson, Nonsinusoidal waves at the Earth's magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2699, 1993.
- Chen, S. -H., M. G. Kivelson, J. T. Goslign, R. J. Walker, A. J. Lazarus, Anomalous aspects of magnetosheath flow and of the shape and oscillations of the magnetopause during an interval of strongly northward magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **98**, 5727, 1993.
- Drazin, P.G., W. H. Reid, *Hydrodynamic stability*, Cambridge University Press, 1981.
- Dungey, J. W., Electrodynamics of the outer atmospheres, Pennsylvania State University, Ionosphere Research Laboratory, *Scientific Report 69*, 1954.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zone, *Phys. Res. Lett.*, **6**, 47, 1961.
- Eastman, T. E., E. W. Hones, Jr., Characteristics of the magnetospheric boundary layer and magnetopause layer as observed by IMP 6, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2019, 1979.

- Eastman, T. E., S. A. Fuselier, J. T. Gosling, Magnetopause crossing without a boundary layer, *J. Geophys. Res.*, **101**, 49, 1996.
- Einaudi, G., F. Rubini, Resistive instabilities in a flowing plasma. II. Effects of viscosity, *Phys. Fluids B*, **1**, 2224, 1989.
- Erkaev, N. V., Results of the investigation of MHD flow around the magnetosphere, *Geomagn. Aeron.*, **28**, 455, 1988.
- Farrugia, C. J., M. P. Freeman, S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, M. Lockwood, A. Etemadi, Pressure-driven magnetopause motions and attendant response on the ground, *Planet. Space Sci.*, **37**, 589, 1989.
- Farrugia, C. J., N. K. Erkaev, H. K. Biernat, L. F. Burlaga, Anomalous magnetosheath properties during Earth passage of an interplanetary magnetic cloud, *J. Geophys. Res.*, **100**, 19245, 1995.
- Farrugia, C. J., F. T. Gratton, L. Bender, J. M. Quinn, R. B. Torbert, N. V. Erkaev, H. K. Biernat, Recent work on the Kelvin-Helmholtz instability at the dayside magnetopause and boundary layer, en *Polar Cap Boundary Phenomena*, editado por J. Moen et al., Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1, 1998a.
- Farrugia, C. J., F. T. Gratton, L. Bender, H. K. Biernat, N. V. Erkaev, J. M. Quinn, R. B. Torbert, V. Dennisenko, Charts of joint Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities at the dayside magnetopause for strongly northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **103**, 6703, 1998b.
- Fitzenreiter, R. J., K. W. Ogilvie, Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause: Observations, en *Physics of the Magnetopause*, editado por P. Song, B. U. Ö. Sonnerup y M. F. Thomsen, *Geophys. Monog. Ser.*, **90**, AGU, Washington DC, 277, 1995.
- Fletcher, C. A. J., Computational techniques for fluid dynamics 1, *Springer Series in Computational Physics*, Springer-Verlag, New York, 1988.
- Freeman, M. P., C. J. Farrugia, S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, M. Lockwood, A. Etemadi, The response of the magnetosphere-ionosphere system to solar wind dynamic pressure variations, editores C. T. Russell, E. R. Priest. y L. C. Lee, *Geophys. Monog. Ser.*, **58** Physics of Magnetic Flux Ropes, AGU, Washington DC, 611, 1990.
- Freeman, M. P., N. C. Freeman, C. J. Farrugia, A linear perturbation analysis of magnetopause motion in the Newton-Buseman limit, *Ann. Geophys.*, **13**, 907, 1995.

- Fox, N. J., M. Peredo, B. J. Thompson, Cradle to grave tracking of the January 6-11, 1997 Sun-Earth connection event, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2461, 1998.
- Furth, H. P., J. Killeen, M. N. Rosenbluth, Finite resistivity instabilities in a sheet pinch., *Phys. Fluids*, **6**, 459, 1963.
- Galvão, R. M., W. V. Machado, P. H. Sakanaka, Influence of equilibrium flows on the resistive internal kink and reconnecting modes, *Phys. Fluids* **24**, 365, 1981.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections: the link between solar and geomagnetic activity, *Phys. Fluids B* **5**, 2638, 1993.
- Gosling, J. T., E. Robson, Ion reflection, gyration, and dissipation at supercritical shocks, en *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research*, *Geophys. Monogr. Ser.*, **35**, editado por B. T. Tsurutani y R. G. Stone, 141, AGU, Washington DC, 1985.
- González, A. G., J. Gratton, The role of a density jump in the Kelvin-Helmholtz instability of a compressible plasma, *J. Plasma Phys.*, **52**, 223, 1994.
- Gottlieb D., S. A. Orszag, *Numerical analysis of spectral methods: theory and applications*, SIAM, Philadelphia, Pennsylvania, 1977.
- Gratton, F. T., G. Gnani, L. Bender, Development of strongly dissipative mhd structures, *IEEE Trans. Plasma Science*, **20**, 882, 1992.
- Gratton, F. T., R. Krasnopolsky, Stability of current sheets: finite dimensional approximations to the spectrum, en *The Solar-Wind-Magnetosphere System*, H.K. Biernat, G.A. Bachmaier, S.J. Bauer, R.J. Rijnbeek eds., 343, Austrian Academy of Sciences Press, Viena, 1994.
- Gratton, F. T., C. J. Farrugia, S. W. Cowley, Is the magnetopause Rayleigh-Taylor unstable sometimes?, *J. Geophys. Res.*, **101**, 4929, 1996.
- Holzer, R. E., M. G. McLeod, E. J. Smith, Preliminary results from the Ogo 1 search coil magnetometer: Boundary positions and magnetic noise spectra, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1481, 1961.
- Hollweg, J. V., G. Yang, V. M. Cadez, B. Gakovic, Surface waves in an incompressible fluid: resonant instability due to velocity shear, *Astrophys. J.*, **349**, 335, 1990.

- Hones, E. W., Jr., J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery, S. Singer, S. I. Akasofu, Measurements of magnetotail plasma flow made with Vela 4B, *J. Geophys. Res.*, **77**, 5503, 1972.
- Kaiser, M. L., M. J. Reiner, N. Gopalswamy, R. A. Howard, O. C. St. Cyr, B. J. Thompson, J. -L. Bougeret, Type II radio emissions in the frequency range from 1-14 MHz associated with the April 7, 1997 solar event, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2501, 1998.
- Kaufmann, R. L., J. T. Horng, A. Wolfe, Large amplitude hydromagnetic waves in the inner magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4666, 1970.
- Killeen, J., A. I. Shestakov, Effect of equilibrium flow on the resistive tearing mode. *Phys. Fluids*, **21**, 1746, 1978.
- Kivelson, M. G., S. -H. Chen, The magnetopause: surface waves and instabilities and their possible dynamical consequences, en *Physics of the Magnetopause* editado por P. Song, B. U. Ö Sonnerup y M. F. Thomsen, *Geophys. Monogr. Ser.*, **90**, AGU, Washington DC, 257, 1995.
- Kivelson, M. G., Z. -Y. Pu, The Kelvin Helmholtz instability on the magnetopause, *Planet. Space. Sci.*, **32**, 1335, 1984.
- Kilverson, M. G., C. T. Russell, *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, 1995.
- Kivelson, M. G., D. J. Southwood, Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances, *J. Geophys. Res.*, **91**, 4345, 1986.
- Le, G., C. T. Russell, J. T. Gosling, Structure of the magnetopause for low Mach number and strongly northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23723, 1994.
- Lee, L. C., R. K. Albano, J. R. Kan, Kelvin-Helmholtz instability in the magnetopause-boundary layer region, *J. Geophys. Res.*, **86**, 54, 1981.
- Lepping, R. P., L. F. Burlaga, Geomagnetic surface fluctuations observed by Voyager 1, *J. Geophys. Res.*, **84**, 7099, 1979.
- Lockwood, M., M. N. Wild, On the quasi-periodic nature of magnetopause FTEs, *J. Geophys. Res.*, **98**, 5935, 1993.

- Mishin, V. V., Accelerated motions of the magnetopause as a trigger of the Kelvin-Helmholtz instability, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21365, 1993.
- Miura, A., Anomalous transport by magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction, *J. Geophys. Res.*, **89**, 801, 1984.
- Miura, A., Simulation of Kelvin-Helmholtz instability at the magnetospheric boundary, *J. Geophys. Res.*, **92**, 3195, 1987.
- Miura, A., Kelvin-Helmholtz instability for supersonic shear flow at the magnetospheric boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 749, 1990.
- Miura, A., Kelvin-Helmholtz instability at the magnetospheric boundary: dependence on the magnetosheath sonic Mach number, *J. Geophys. Res.*, **97**, 10655, 1992.
- Miura, A., Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause: computer simulations, en *Physics of the Magnetopause* editado por P. Song, B. U. Ö Sonnerup y M. F. Thomsen, *Geophys. Monogr. Ser.*, **90**, AGU, Washington DC, 285, 1995.
- Miura, A., P. L. Pritchett, Non local Stability analysis of the MHD Kelvin-Helmholtz instability in a compressible plasma, *J. Geophys. Res.*, **87**, 7431, 1982.
- Nozdrachev, M. N., V. A. Styazhkin, A. A. Zarutzky, et al., Magnetic field measurements on board the INTERBALL TAIL spacecraft, the FM-3I instrument, INTERBALL: Mission and Payload, RKI-IKI-CNES, 228, 1995.
- Ofman, L., X. L. Chen, P. J. Morrison, Resistive tearing mode instability with shear flow and viscosity, *Phys. Fluids B*, **3**, 1364, 1991.
- Ogilvie, K. W., R. J. Fitzenreiter, The Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause and inner boundary layer surface, *J. Geophys. Res.*, **94**, 15113, 1989.
- Orszag S. A., Accurate solution of the Orr-Sommerfeld stability equation, *J. Fluid Mech.*, **50**, 689, 1971.
- Parks, G. K., G. Gurgiolo, B. Mauk, C. S. Lin, K. A. Anderson, R. P. Lin, H. Reme, ISEE 1, 2 particle observations of the Earth's bow shock, magnetopause and plasma sheet, trabajo presentado en *Magnetospheric Study 1979*, International Workshop on Selected Topic of Magnetospheric Physics, Jpn. IMS Comm., Tokyo, 1979.
- Paschmann, G., Plasma structure of the magnetopause and boundary layer, in *Magnetospheric Boundary Layers*, *ESA SP-148*, 25, 1979.

- Paschmann, G., W. Baumjohann, N. Scopke, T. -D. Phan, H. Lühr, Structure of the dayside magnetopause for low magnetic shear, *J. Geophys. Res.*, **98**, 13409, 1993.
- Phan, T. -D., G. Paschmann, W. Baumjohann, N. Sckopke, H. Lühr, The magnetosheath region adjacent to the dayside magnetopause: AMPTE/IRM observations, *J. Geophys. Res.*, **99**, 121, 1994.
- Pilipenko, V. A., ULF waves on the ground and in space, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **52**, 1193, 1990.
- Priest, E. R., The magnetohydrodynamics of current sheets, *Rev. Prog. Phys.*, **48**, 995, 1985.
- Pudovkin, M. I., V. S. Semenov, Stationary frozen-in coordinate system, *Ann. Geophysicae*, **33**, 429, 1977.
- Rijnbeek, R. P., S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, C. T. Russell, A survey of dayside flux transfer events observed by the ISEE 1 and 2 magnetometers, *J. Geophys. Res.*, **89**, 786, 1984.
- Roberts, P. H., *An introduction to magnetohydrodynamics*, Longmans, London, 1967.
- Russell, C. T., R. C. Elphic, Initial ISEE magnetometer results: Magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, **22**, 681, 1978.
- Safrankova, J., G. Zastenker, Z. Nemecek, A. Federov, M. Simersky, L. Prech, Small scale observation of the magnetopause motion: Preliminary results of the Interball project, *Ann. Geophys.*, **15**, 562, 1997.
- Samsom, J. C., J. A. Jacobs, G. Rostoker, Latitude-dependent characteristics of long-period micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3675, 1971.
- Samson, J. C., G. Rostoker, Latitude-dependent characteristics of high latitude Pc 4 and Pc 5 micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6133, 1972.
- Sckopke, N., G. Paschmann, G. Haerendel, B. U. O. Sonnerup, S. J. Bame, T. G. Forbes, E. W. Hones, Jr., C. T. Russell, Structure of the low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2099, 1981.
- Sedláček, Z., Continuum damping in plasma physics, *AIP Conf. Proc. 345, ICPP 1994*, AIP Press, 119, 1995.

- Thomas, V. A., D. Winske, Kinetic simulations of the Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11425, 1993.
- Tsurutani, B. T., E. J. Smidth, R. R. Anderson, K. W. Ogilvie, J. D. Scudder, D. N. Baker, S. J. Bame, Lion roars and nonoscillatory drift mirror waves in the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **87**, 6060, 1982.
- Uberoi, C., Alfvén waves in space plasmas, *AIP Conf. Proc. 345, ICPP 1994*, AIP Press, 383, 1995.
- Wei, C. Q., L. C. Lee, A. L. La Belle-Hamer, A simulation study of the vortex structure in the low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, **95**, 793, 1990.
- White, R. B., Resistive instabilities and field line reconection, en *Handbook of Plasma Physics Vol I*, Eds. M. N. Rosenbluth y R. Z. Sadeev, Noth Holland, 1983.
- White, R. B., Resistive reconection, *Rev. Mod. Phys.*, **58**, 183, 1986.
- Wu, C. C., Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause boundary, *J. Geophys. Res.*, **91**, 3042, 1986.
- Yermolaev, Y. I., A.O. Fedorov, O. L. Vaisberg et al., Ion distribution dynamics near the Earth's bow shock: first measuremnets with the 2D ion spectrometer CORALL on the INTERBALL/Tail-probe satellite, *Ann. Geophysicae*, **15**, 533, 1997.
- Yermolaev, Y. I., G. N. Zastenker, M. N. Nozdrachev, A. A. Skalsky, L. M. Zelenyi, Plasma populations in the magnetosphere during the passage of magnetic cloud on January 10-11, 1997: INTERBALL/Tail Probe observations, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2565, 1998.
- Zhu, X. M., M. G. Kivelson, Global mode ULF pulsations in a magnetosphere with a nonmonotonic Alfvén velocity profile, *J. Geophys. Res.*, **94**, 1479, 1989.
- Zwan, B. J., R. A. Wolf, Depletion of solar wind near a planetary boundary, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1636, 1976.

- Seon, J., L. A. Frank, A. J. Lazarus, R. P. Lepping, Surface waves on tailward flanks of the Earth's magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **100**, 11907, 1995.
- Shue, J. -H., J. K. Chao, H. C. Fu, C. T. Russell, P. Song, K. K. Khurana, H. J. Singer, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, **102**, 9497, 1997.
- Smit, G. T., Oscillatory Motion of the Nose Region of the Magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4990, 1968.
- Song, P., R. C. Elphic, C. T. Russell, ISEE 1 and 2 observations of the oscillating magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 744, 1988.
- Song, P., R. C. Elphic, C. T. Russell, J. T. Gosling, C. A. Cattell, Structure and properties of the subsolar magnetopause for northward IMF: ISEE observations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6375, 1990.
- Song, P., C. T. Russell, Model of the formation of the low-latitude boundary layer for strongly northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1411, 1992.
- Sonnerup, B. U. Ö., The reconnecting magnetopause, en *Magnetospheric Physics* editado por B. M. McCormac, **23**, D. Reidel, Norwell, Mass., 1974.
- Sonnerup, B. U. Ö., I. Papamastorakis, G. Paschmann, H. Lühr, Magnetopause properties from AMPTE/IRM observations of the convection electric field: Method development, *J. Geophys. Res.*, **92**, 12137, 1987.
- Southwood, D. J., The hydrodynamic stability of the magnetospheric boundary, *Planet. Space Sci.*, **16**, 587, 1968.
- Southwood, D. J., Some features of field resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **22**, 483, 1974.
- Spann, J. F., M. Brittnacher, R. Elsen, G. A. Germany, G. K. Parks, Initial response and complex polar cap structures of the aurora in response to the January 10, 1997 magnetic cloud, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2577, 1998.
- Thomas, V. A., Three-dimensional kinetic simulation of the Kelvin-Helmholtz instability, *J. Geophys. Res.*, **100**, 19429, 1995.

## A1 Resolución numérica de las ecuaciones

Este apéndice corresponde a detalles de implementación de los métodos numéricos discutidos en el capítulo 3 y utilizados en las aplicaciones.

### A1.1 Implementación con polinomios de Chebyshev

Para resolver el problema Poiseuille en un canal presentado en la sección 3.1.b por el método descrito de Galerkin-Tau, escribimos la ecuación (3.6) para  $-1 \leq y \leq 1$  en la forma

$$\frac{i}{\alpha \text{Re}} \left( D^4 - 2\alpha^2 D^2 + \alpha^4 \right) v + v_0 D^2 v - \alpha^2 v_0 v - (D^2 v_0) v = \omega (D^2 - \alpha^2) v. \quad (\text{A1.1})$$

Si se consideran las expansiones para la componente  $y$  de la perturbación y el perfil de velocidad en el equilibrio, respectivamente, de la forma

$$v(y) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n T_n(y), \quad v_0(y) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n T_n(y), \quad (\text{A1.2})$$

donde  $b_n = \frac{2}{c_n \pi} \int_{-1}^1 \frac{v_0(y) T_n(y)}{\sqrt{1-y^2}} dy$  con  $c_n = 1 + \delta_{n,0}$ , y los  $a_n$  son los coeficientes

buscados. Al tomar el desarrollo hasta  $n=N$  y, utilizar las propiedades de los polinomios de Chebyshev [e.g., Orzag, 1971], se obtiene que

$$\begin{aligned} & \frac{i}{\alpha \text{Re}} \left[ \frac{1}{24} \sum_{\substack{p=n+4 \\ p+n \text{ par}}}^N p \cdot a_p \left[ p^2(p^2-4)^2 + 3n^2 p^2(n^2-p^2) - n^2(n^2-4)^2 \right] - \right. \\ & \left. - 2\alpha^2 \sum_{\substack{p=n+2 \\ p+n \text{ par}}}^N p(p^2-n^2) a_p + \alpha^4 c_n a_n \right] + \frac{1}{2} \left\{ \sum_{p=2}^N a_p \sum_{\substack{m+p \text{ par} \\ |m| \leq p-2, |n-m| \leq N}} p(p^2-m^2) \bar{b}_{n-m} \right\} - \\ & - \alpha^2 \frac{1}{2} \sum_{\substack{p \leq N \\ |n-p| \leq N}} \bar{a}_{n-p} \cdot \bar{b}_p - \frac{1}{2} \sum_{\substack{p \leq N \\ |n-p| \leq N}} \bar{a}_p \sum_{\substack{m=n-p+2 \\ m+n+p \text{ par}}}^N m[m^2 - (n-p)^2] \bar{b}_m = \\ & = \omega \left[ \sum_{\substack{p=n+2 \\ p+n \text{ par}}}^N p(p^2-n^2) a_p - \alpha^2 c_n a_n \right], \end{aligned}$$

para  $n = 0, 1, \dots, N-4$  y donde  $\bar{a}_p = c_{|p|} \cdot a_{|p|}$ ,  $\bar{b}_p = c_{|p|} \cdot b_{|p|}$ ,  $-N \leq p \leq N$ . Las restantes cuatro ecuaciones están dadas por las relaciones (3.10). En la implementación del código numérico, el sistema de la forma (3.5)

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \omega \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{X},$$

se obtiene al transformar cada operador a su expresión matricial; así, por ejemplo,

$$D^2 v \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 0 & (1/2)2(2^2 - 0^2) & 0 & (1/2)4(4^2 - 0^2) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 3(3^2 - 1^2) & 0 & 5(5^2 - 1^2) & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 4(4^2 - 2^2) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 5(5^2 - 3^2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}$$

$$v_0 v \rightarrow \begin{pmatrix} b_0 & (1/2)b_1 & (1/2)b_2 & (1/2)b_3 & (1/2)b_4 & \dots \\ b_1 & b_0 + (1/2)b_2 & (1/2)(b_1 + b_3) & (1/2)(b_2 + b_4) & (1/2)(b_3 + b_5) & \dots \\ b_2 & (1/2)(b_1 + b_3) & b_0 + (1/2)b_4 & (1/2)(b_1 + b_5) & (1/2)(b_2 + b_6) & \dots \\ b_3 & (1/2)(b_2 + b_4) & (1/2)(b_1 + b_5) & b_0 + (1/2)b_6 & (1/2)(b_1 + b_7) & \dots \\ b_4 & (1/2)(b_3 + b_5) & (1/2)(b_2 + b_6) & (1/2)(b_1 + b_7) & b_0 + (1/2)b_8 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}.$$

Una vez resuelto el problema de autovalores generalizado, hallando el valor  $\omega$  no espúreo de mayor componente imaginaria no nula, calculamos el autovector correspondiente,  $\mathbf{X}^T = (a_0, a_1, \dots, a_N)$ , y lo reemplazamos en la suma parcial que deriva de (A1.2) para graficar la perturbación.

Para problemas donde la variable dependiente no está acotada, definimos un intervalo  $-l_{max} \leq y \leq l_{max}$  ( $l_{max}$  representa el  $\infty$ ) y trabajamos con una nueva variable,  $\tilde{y} = y/l_{max}$ , modificando los operadores diferenciales simplemente multiplicando por potencias de  $l_{max}$  de acuerdo al orden de derivación.

## A1.2 Implementación del método matricial con diferencias finitas

Resolvimos el problema de autovalores para  $p = \text{Im}(\omega h/U_\infty)$  del capítulo 5, determinado por las ecuaciones 5.1, usando un método matricial con diferencias finitas donde los operadores diferenciales se transforman en matrices. Se define una grilla uniforme de  $N$  puntos entre  $-y_{max} < y < y_{max}$  de modo  $y_j = j \Delta y$  ( $j = 1, \dots, N$ ), donde  $\Delta y = 2y_{max}/N$ . Sobre esta grilla se definen los vectores

$$\mathbf{v} = (v_{1y}(y_1), \dots, v_{1y}(y_N))^T = (v_1, \dots, v_N)^T, \mathbf{B} = (b_{1y}(y_1), \dots, b_{1y}(y_N))^T = (b_1, \dots, b_N)^T,$$

$$\mathbf{r} = (\rho_{1y}(y_1), \dots, \rho_{1y}(y_N))^T = (\rho_1, \dots, \rho_N)^T$$

formados por los valores de la componente  $y$  de las perturbaciones del campo de velocidades y del campo magnético y por los valores de la perturbación de la densidad, respectivamente, evaluados en cada punto de la grilla.

Los operadores diferenciales se discretizan utilizando aproximaciones de segundo orden para la derivada, de forma que se transforman en las matrices

$$\mathbf{D} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{D}^2 - \alpha^2 \mathbf{I} \rightarrow \begin{pmatrix} -2 - \alpha^2 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -2 - \alpha^2 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & -2 - \alpha^2 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & -2 - \alpha^2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -2 - \alpha^2 \end{pmatrix},$$

donde se han usado las siguientes condiciones de contorno para las perturbaciones:

$$v_0 = v_{N+1} = B_0 = B_{N+1} = r_0 = r_{N+1} = 0 \quad (v_{1y}(\pm y_{\max}) = B_{1y}(\pm y_{\max}) = \rho(\pm y_{\max}) = 0). \quad (\text{A1.3})$$

A partir de esta discretización las ecuaciones (3.14) se obtiene el siguiente sistema matricial

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_{1,1} & \mathbf{A}_{1,2} & \mathbf{A}_{1,3} \\ \mathbf{A}_{2,1} & \mathbf{A}_{2,2} & \mathbf{O} \\ \mathbf{A}_{3,1} & \mathbf{O} & \mathbf{A}_{3,3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ \mathbf{r} \end{pmatrix} = \tilde{\omega} \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ \mathbf{r} \end{pmatrix} \quad (\text{A1.4})$$

donde

$$\mathbf{A}_{1,1} = \mathbf{B}_{1,1}^{-1} \left[ -\mathbf{r}_0 \mathbf{G} (\alpha^2 \mathbf{I} - \mathbf{D}^2) - \mathbf{r}_0 \mathbf{G}'' - \mathbf{r}_0' \mathbf{G}' + \mathbf{r}_0' \mathbf{G} \mathbf{D} \right], \mathbf{B}_{1,1} = -\mathbf{r}_0 (\alpha^2 \mathbf{I} - \mathbf{D}^2) + \mathbf{r}_0' \mathbf{D}$$

$$\mathbf{A}_{1,2} = \mathbf{B}_{1,1}^{-1} \left[ \mathbf{F} (\alpha^2 \mathbf{I} - \mathbf{D}^2) + \mathbf{F}'' \right], \mathbf{A}_{1,3} = \mathbf{B}_{1,1}^{-1} (i \alpha^2 p g \mathbf{I}), \mathbf{O} = ((0)),$$

$$\mathbf{A}_{2,1} = -\mathbf{F}, \mathbf{A}_{2,2} = \mathbf{G}, \mathbf{A}_{3,1} = -i \mathbf{r}_0', \mathbf{A}_{3,3} = \mathbf{G}$$

son matrices complejas de  $N \times N$  elementos. Las matrices  $\mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{r}'_0$ ,  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{G}'$ ,  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{F}'$  son estrictamente diagonales y se forman a partir de los valores de las funciones en los puntos de la grilla numérica, e.g.

$$\mathbf{r}_0 = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{0,1} & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \tilde{\rho}_{0,N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_0(y_1) & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \tilde{\rho}_0(y_N) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}'_0 = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}'_{0,1} & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \tilde{\rho}'_{0,N} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \tilde{G}_1 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \tilde{G}_N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \tilde{F}_1 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & \tilde{F}_N \end{pmatrix}.$$

Los autovalores  $\tilde{\omega}$  se obtienen diagonalizando la matriz usando en (A1.4) el método QR.

Sin embargo, con una grilla uniforme como la planteada no se pueden resolver los gradientes espaciales de las autofunciones y los resultados se vuelven imprecisos. Es conveniente la introducción de una grilla no uniforme. La elección de la misma depende del problema particular que se esté estudiando. En este caso, donde no existen contornos físicos que limiten la región de flujo, se puede utilizar una grilla definida por el cambio de variable

$$y = \begin{cases} e^\eta - 1 & y \geq 0, \eta \geq 0 \\ 1 - e^{-\eta} & y < 0, \eta < 0 \end{cases} \quad (\text{A1.5})$$

Las ecuaciones (3.14) se describen en términos de la nueva variable  $\eta$  y se discretizan sobre una grilla numérica entre  $-\eta_{\max} < \eta < \eta_{\max}$ , que es uniforme en  $\eta$ . La forma de los valores matriciales en la nueva variable se obtienen fácilmente a partir de los operadores originales, multiplicando por matrices diagonales que representen los factores de escala introducidos por el cambio de coordenadas. Por ejemplo, como

$$\frac{\partial}{\partial y} = e^{-\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \quad \eta \geq 0, \quad \frac{\partial}{\partial y} = e^\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \quad \eta < 0$$

el operador matricial  $\mathbf{D}_\eta$ , correspondiente a la derivada primera en términos de la variable  $\eta$ , se obtiene multiplicando el operador  $\mathbf{D}$  por una matriz diagonal de la forma

$$\mathbf{D}_\eta = \begin{pmatrix} e^{\eta_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & e^{\eta_{(N-1)/2}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\eta_{(N+1)/2}} & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-\eta_N} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{D},$$

tomando  $N$  siempre impar. En forma análoga, la segunda derivada se transforma en

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} = e^{-2\eta} \left( \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} - \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \quad \eta \geq 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} = e^{2\eta} \left( \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \quad \eta < 0,$$

de donde el nuevo operador  $(\mathbf{D}^2)_\eta$  es

$$(\mathbf{D}^2)_\eta = \begin{pmatrix} e^{2\eta_1} & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \mathbf{O} \\ 0 & e^{2\eta_{(N-1)/2}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{O} & & \mathbf{O} \end{pmatrix} \cdot (\mathbf{D}^2 + \mathbf{D}) + \begin{pmatrix} \mathbf{O} & 0 & \mathbf{O} \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\eta_{(N+1)/2}} & 0 \\ \mathbf{O} & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & e^{-\eta_N} \end{pmatrix} \cdot (\mathbf{D}^2 - \mathbf{D})$$

Estas rutinas fueron implementadas con el programa Matlab y optimizadas con la utilización de matrices *sparse*.

## **A2 Sistemas geofísicos de coordenadas**

En este apéndice presentamos distintos sistemas de coordenadas, que se mencionan en este trabajo de tesis, en relación con el sistema Sol-Tierra. Con ellos se describen trayectorias de satélites, localización de fronteras espaciales, mediciones de campos vectoriales, etc. Dependiendo del proceso en estudio es más conveniente usar un sistema que otro, y esto obliga con frecuencia, a conocer las transformaciones que los vinculan.

### **A2.1 GEI (*Geocentric Equatorial Inertial System*)**

El eje  $x$  apunta de la Tierra al primer punto de Aries (la posición del Sol en el equinoccio vernal, PPA). Esta dirección es la definida por la intersección del plano ecuatorial terrestre con el plano de la eclíptica. El eje  $z$  es paralelo al eje de rotación de la Tierra y el eje  $y$  completa una terna ortogonal derecha ( $\mathbf{y} = \mathbf{z} \times \mathbf{x}$ ).

Es usado comúnmente en cálculos de astronomía y de órbitas de satélites. Las direcciones de los ejes no dependen del tiempo. Los ángulos denominados ascensión derecha,  $\alpha$ , y declinación,  $\theta$ , están medidos en este sistema. Si  $(V_x, V_y, V_z)$  es un vector en GEI con módulo  $V$ , se definen:

$$\alpha = \arctan(V_y/V_x), 0^\circ \leq \alpha < 180^\circ \text{ si } V_y \geq 0 \text{ y } 180^\circ \leq \alpha < 360^\circ \text{ si } V_y < 0,$$
$$\theta = \arcsen(V_z/V), -90^\circ \leq \theta < 90^\circ$$

### **A2.2 GEO (*Geographic Coordinate System*)**

El eje  $x$  está contenido en el plano ecuatorial terrestre, pero está fijo a la rotación de la Tierra, pasa por el meridiano de Greenwich ( $0^\circ$  de longitud). El eje  $z$  es paralelo al eje de rotación terrestre, y el eje  $y$  completa la terna ortogonal derecha.

Es usado para definir la posición de los observatorios y estaciones terrestres. En este sistema la longitud y la latitud están definidos en forma análoga a  $\alpha$  y  $\theta$  en GEI. La longitud es positiva hacia el este. El tiempo universal (UT) está definido como 12 h menos la longitud del Sol convertida de grados a horas dividiendo por 15. El tiempo

local es el tiempo universal más la longitud del observador convertida a horas (UT es el tiempo local del meridiano de Greenwich).

Los sistemas de coordenadas GEO y GEI tienen en común el eje  $z$ . Para encontrar la matriz de transformación de coordenadas entre ambos sistemas, es necesario conocer la posición del PPA (eje  $x$  de GEI) relativa al meridiano de Greenwich. Si identificamos con  $\theta$  al ángulo entre el meridiano y el punto mencionados medido hacia el este desde el PPA en el ecuador terrestre, entonces el PPA está, en el sistema GEO ubicado en  $(\cos \theta, -\sin \theta, 0)$  y la expresión matricial de la transformación de GEO a GEI es

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GEO}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GEI}}$$

Debido a que  $\theta$ , conocido como tiempo sideral medio de Greenwich, cambia tanto con la hora del día como con el día del año, no puede derivarse de una ecuación simple. Kivelson y Russell [1995] presentan una subrutina que permite calcular la posición del Sol en coordenadas GEI entre los años 1901 y 2099, con un error de  $0.006^\circ$  que tiene como datos de entrada, el año, el día (de 1 a 365) y la hora del día (en segundos) en UT.

### **A2.3 GSE (Geocentric Solar Ecliptic System)**

El eje  $x$  apunta de la Tierra hacia el Sol; el eje  $y$  se elige en el plano de la eclíptica apuntando hacia el crepúsculo -oponiéndose al movimiento planetario. El eje  $z$  es paralelo al polo de la eclíptica. Este sistema tiene una rotación anual en relación a un sistema inercial.

Es usado para mostrar trayectorias de satélites, observaciones de campo magnético interplanetario, y datos de velocidad de viento solar. Para esta última aplicación es muy útil, pues se puede descontar fácilmente la aberración del viento solar causada por el movimiento de la Tierra. La velocidad de la Tierra es, aproximadamente, de 30 km/s en la dirección  $-y$ . La longitud, como en GEO, está medida en el plano  $x-y$ , desde el eje  $x$  hacia el eje  $y$ ; la latitud es el ángulo fuera del plano  $x-y$ , positivo para componentes  $z$  positivas.

Para hallar la matriz de transformación de GSE a GEI es necesario conocer las direcciones de los ejes  $x$  y  $z$  del primero en GEI. La dirección del polo de la eclíptica, constante en GEI, es  $(0, -0.398, 0.917)$ . Si la dirección del Sol, el eje  $x$ , es  $(S_1, S_2, S_3)$ , entonces la dirección del eje  $y$  en GEI es

$$(y_1, y_2, y_3) = (0, -0.398, 0.917) \times (S_1, S_2, S_3),$$

y la matriz de transformación de GEI a GSE ( $A_{GSE}$ ) resulta

$$\begin{pmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ 0 & -0.3978 & 0.9175 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{GEI} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{GSE}$$

#### **A2.4 GSM (Geocentric Solar Magnetospheric System)**

El eje  $x$  apunta de la Tierra hacia el Sol (igual que en GSE); el eje  $y$  está definido perpendicular al dipolo magnético terrestre, de modo que el plano  $x$ - $z$  contiene el eje del dipolo. El eje positivo  $z$  está elegido en el mismo sentido que el polo norte magnético. La diferencia entre los sistemas GSM y GSE es una rotación alrededor del eje  $x$ .

Es usado para representar posiciones de la magnetopausa, onda de choque y BL, campos magnéticos de la magnetovaina y de la magnetocola y velocidades del viento solar en la magnetovaina, porque de otra forma, la orientación del eje del dipolo magnético altera la simetría cilíndrica del flujo del viento solar. El ángulo entre polo norte magnético y el eje  $z$  GSM es conocido como ángulo de inclinación dipolar y es positivo cuando el polo norte magnético está inclinado hacia el Sol. Además del período anual debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol, este sistema de coordenadas se balancea alrededor de la dirección del Sol con un período de 24 horas. Si bien se utilizan la longitud y latitud GSM (definidas en forma análoga a otros sistemas, e.g., GSE), es de uso frecuente otro conjunto de ángulos esféricos. El ángulo entre un vector y el eje  $x$  es el ángulo polar, y el ángulo del vector proyectado en el plano  $y$ - $z$  es el ángulo azimutal. La dirección del campo magnético interplanetario suele describirse con este par de ángulos, los que son frecuentemente llamados ángulo de cono y ángulo de reloj, respectivamente.

Para hallar la matriz de transformación de GSM a GEI es necesario la dirección  $z$  (dirección del dipolo) del primero en GEI; la dirección del eje  $x$  es la misma que en la sección anterior. Si  $\mathbf{D} = (D_1, D_2, D_3)$  son las coordenadas del dipolo en el sistema GEO

[Kivelson y Chen, 1995] y se transforma a coordenadas GEI, se obtiene el vector  $\mathbf{D}'$  que indica la dirección buscada. La dirección del eje  $y$  está dada por

$$(y_1, y_2, y_3) = [(D_1', D_2', D_3') \times (S_1, S_2, S_3)] / |(D_1', D_2', D_3') \times (S_1, S_2, S_3)|.$$

Si  $\mathbf{w} = (w_1, w_2, w_3) = (S_1, S_2, S_3) \times (y_1, y_2, y_3)$ , la matriz de transformación de GEI a GSM ( $A_{\text{GSM}}$ ) resulta

$$\begin{pmatrix} S_1 & S_2 & S_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ w_1 & w_2 & w_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GEI}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix}_{\text{GSM}}$$

La matriz de transformación entre GSM y GSE es de la forma

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma & -\text{sen } \gamma \\ 0 & \text{sen } \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}$$

y se puede obtener como

$$A_{\text{GSE}} \cdot A_{\text{GSM}}^T$$

La amplitud de variación diurna de  $\gamma$  es  $\pm 11.0^\circ$ , a la que hay que adicionar una variación anual de  $\pm 23.5^\circ$ .

## **A3 Información adicional sobre satélites y programas espaciales nombrados**

### **A3.1 ISEE**

El programa ISEE (*International Sun-Earth Explorer*) consistió en tres satélites, ISEE 1 e ISEE 3 fueron la principal contribución de USA al ISM (*International Magnetospheric Study*), y el ISEE 2 que fue construido y controlado por ESA (*European Space Agency*). ISEE 1 y 2 se lanzaron el 22 de Octubre de 1977 y permanecieron en órbitas casi coincidentes, con períodos aproximados de 57 horas, alrededor de la Tierra. ISEE 3 fue lanzado el 12 de Agosto de 1978 e insertado en una órbita *halo* alrededor del punto de libración  $L_1$  (donde la fuerza gravitacional y la centrífuga se cancelan mutuamente) situado a  $\sim 240 R_E$  aguas arriba entre la Tierra y el Sol. El plasma que pasa por este punto llega a la Tierra aproximadamente 1 hora después donde los cambios sufridos pueden observarse en ISEE 1 y 2. Estos dos satélites, separados por una distancia variable manipulada desde el 2, y con instrumentos similares, permiten romper con la ambigüedad espacio-tiempo inevitable asociada con los registros de un satélite simple en fronteras delgadas que pueden estar en movimiento, tales como la onda de choque y la magnetopausa –esto constituyó una novedosa característica. El apogeo de la órbita del par fue de  $22.6 R_E$ , el perigeo de 680 km, cada satélite giraba sobre sí mismo con un período de  $\sim 3$  s y la órbita presentó una inclinación de  $29^\circ$  penetrando en el medio interestelar por más de  $\frac{3}{4}$  de su período orbital. Entraron en la atmósfera terrestre en Septiembre de 1987 y el ISEE 3 fue llevado fuera del punto de libración en Agosto de 1983 y, luego de una serie de pasajes profundos dentro de la magnetocola, abandonó la influencia gravitacional de la Tierra en Septiembre de 1985.

### **A3.2 AMPTE**

El programa AMPTE (*Active Magnetospheric Particle Tracer Explorer*) fue una misión trinacional de tres satélites, diseñada para estudiar las fuentes, transporte y aceleración de iones energéticos magnetosféricos. Los tres satélites son CCE (*Charge*

*Composition Explorer*) de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), el IRM (*Ion Release Module*) de Alemania y el UKS (*United Kingdom Satellite*) de Inglaterra. Todos fueron lanzados el 16 de Agosto de 1984, en órbitas cercanas a la eclíptica ecuatorial.

### **A3.3 IMP 8 (IMP J)**

Este satélite fue lanzado por NASA el 26 de Octubre de 1973, para medir campos magnéticos, plasmas y partículas energéticas (por ejemplo, rayos cósmicos) en la magnetocola terrestre, la magnetovaina y el viento solar cerca de la Tierra. Es el último de 10 satélites IMP (*Interplanetary Monitoring Platform*) o AIMP (*Anchored IMP*), continúa operando con una órbita casi circular de 35 R<sub>E</sub> de 12 días.

### **A3.4 ISTP**

La iniciativa ISTP (*International Solar Terrestrial Physics*) incluye la acción conjunta de NASA, ESA e ISAS (*Institute of Space and Astronautical Science*) de Japón. Consiste en un conjunto de misiones solares y terrestres que se llevan a cabo durante la década del 90 y continuarán después del 2000. Este programa combina recursos humanos y tecnológicos, a escala internacional, usando un complemento de varias misiones con facilidades terrestres y esfuerzos teóricos para llevar a cabo investigaciones simultáneas sobre el medio Sol-Tierra por un gran período de tiempo. Entre sus objetivos se mencionan: determinar la estructura del interior solar y su dinámica, identificar los procesos responsables del calentamiento de la corona solar y su aceleración hacia el exterior, como el viento solar; determinar el flujo de masa, momento y energía a través del espacio terrestre; estudiar fenómenos de turbulencias en plasmas, implementar una aproximación sistemática para el desarrollo del primer modelo global solar-terrestre. Este programa científico utiliza, simultáneamente, y en coordinación, mediciones de los satélites GEOTAIL, WIND, POLAR, SOHO y Cluster. Estas mediciones son complementadas con los datos provenientes de misiones ecuatoriales e investigaciones de bases terrestres. Las primeras incluyen a GOES (*Geosynchronous Operational Environmental Spacecraft*), NOAA (*Program of the*

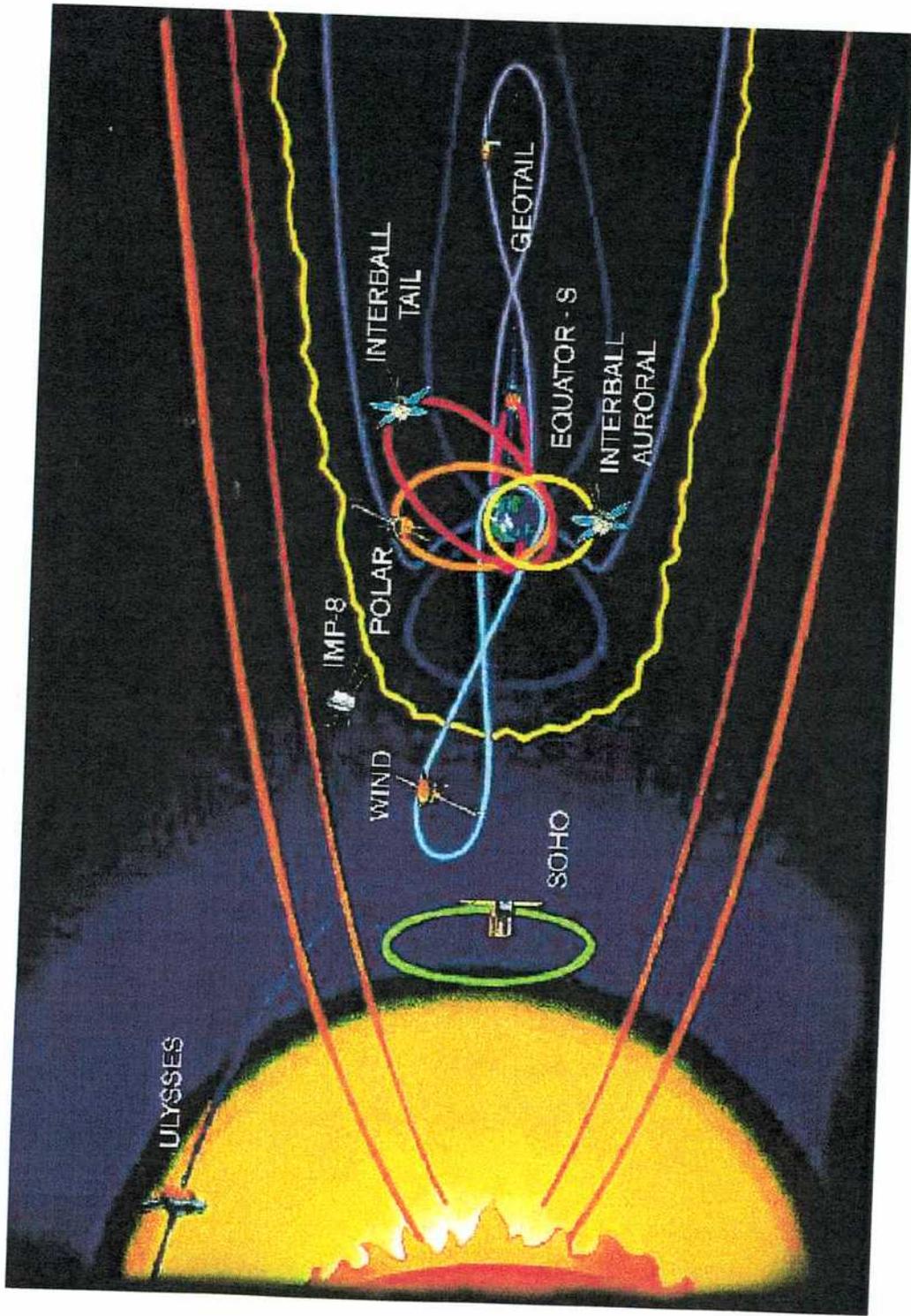


Figura A.3.1 Orbitas de los satélites principales del ISTP y satélites colaboradores

National Oceanic and Atmospheric Administration) y LANL (Los Alamos National Laboratory) y satélites del DOE (Department of Energy). Las segundas: SUPERDARN (Dual Auroral Radar Network), CANOPUS (Canadian Auroral Network for the Origin of Plasmas en el ámbito del *Earth's Neighborhood Program Unified Study*), SESAME (Satellite Experiments Simultaneous with Antarctic Measurements) y el *Sondrestrom Incoherent Scatter Radar*. También se trabaja con datos adicionales de otros satélites como IMP 8, ACE (Advanced Composition Explorer), INTERBALL Tail, INTERBALL Aurora, Ulysses, SAMPEX (Solar Anomalous Magnetospheric Particle Explorer), FAST (Fast Auroral Snapshot Explorer). En la figura A3.1 está esquematizada la órbita de los satélites principales y algunos de los satélites colaboradores. La figura A3.2 corresponde a esquemas de satélites y su instrumental, GEOTAIL, POLAR y WIND, junto con una foto de este último.

Fuente: <http://www-istp.gsfc.nasa.gov>.

#### A3.4.a SOHO

SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) es una misión conjunta de la ESA y la NASA. El satélite fue lanzado el 2 de Diciembre de 1995 e insertado en una órbita *halo* cerca del punto Lagrangiano  $L_1$  del sistema Sol-Tierra en Febrero de 1996. La carga científica puede ser clasificada en tres áreas: heliosismología, sensores remotos de la atmósfera solar alta y mediciones de partículas solares *in situ*. Uno de los experimentos de partículas solares es el CELIAS (*Charge Element and Isotope Analysis System*). El paquete CELIAS incluye dos sensores dedicados a los estudios de la composición del viento solar, CTOF (*Charge Time of Flight*) y MTOF (*Mass Time of Flight*) y un sensor para mediciones de protones de viento solar, PM (*Proton Monitor*). LASCO (*Large Angle and Spectrometric Coronagraph*) consiste en 3 coronógrafos, C1, C2 y C3, que registran imágenes de la corona solar, con luz blanca de la corona entre 1.1 y 30 radios solares y espectros entre 1.1 y 3 radios solares.

Desde su posición en  $L_1$  ( $\sim 1.5 \times 10^6$  km hacia el Sol desde la Tierra), corriente arriba de la magnetosfera terrestre y de la onda de choque, las muestras tomadas por SOHO del viento solar no han sido modificadas por la presencia de la Tierra. El satélite está estabilizado por tres ejes y da siempre la cara al Sol. De esta forma la misión SOHO provee una plataforma ideal con una excelente colección de registros para

estudios de viento solar no perturbado. Además, el viento solar típico en la localización de SOHO es observado, aproximadamente, 1 hora antes de que alcance la Tierra y permite avisar sobre posibles perturbaciones en la magnetosfera y su entorno.

#### **A3.4.b WIND**

WIND fue lanzado el 1 de Noviembre de 1994 y es el primero de 2 satélites de la NASA en la iniciativa GGS (*Global Geospace Science*) y parte del Proyecto ISTP. Durante los dos primeros años de operación fue posicionado en una órbita oscilante en el lado del Sol de apogeo máximo de 250  $R_E$ . Luego fue seguida por una órbita *halo* en el punto Lagrangiano  $L_1$  Tierra-Sol. A partir de Octubre de 1998, tiene una órbita que lo ubica a distancias de la Tierra que oscilan entre 10 y 80  $R_E$ , y forma un ángulo de  $60^\circ$  con el plano de la eclíptica muestreando regiones del espacio interplanetario y de la magnetosfera que hasta ahora no han sido estudiadas. Los objetivos científicos de la misión WIND son: proveer registros de plasma, energía de partículas y campo magnético para estudios de la magnetosfera y la ionosfera; determinar la salida magnetosférica al espacio interplanetario; investigar procesos que ocurren en el viento solar cercano a la Tierra; proveer una línea de base en las observaciones del plano de la eclíptica para ser usada por Ulyses en latitudes heliosféricas. Los instrumentos principales del satélite se denominan: WAVES, SWE, 3-D Plasma, MFI, SMS, TGRS, KONUS, EPACT, algunos de los cuales se encuentran conectados entre sí.

El experimento WAVES proporciona mediciones de ondas de radio y de ondas de plasma que ocurren en el viento solar corriente arriba de la magnetosfera terrestre y en regiones claves de la magnetosfera con un tiempo de resolución de 2 min, en un amplio rango de frecuencias. Entre ellas: ondas eléctricas y de campo magnético de baja frecuencia desde DC hasta 10kHz; ruido electrónico térmico desde 4kHz hasta 256 kHz; ondas de radio desde 20 kHz hasta 14 MHz; muestreo de formas de onda en el dominio temporal para capturar eventos de corta duración. El sistema sensor consiste en un sistema eléctrico de 3 antenas, dos coplanares al plano de rotación -ortogonales entre sí, de 50 y 7.5 m, respectivamente- y una dipolar rígida -de 5.28 m- en el eje, y un anillo triaxial magnético. Contiene 5 sistemas receptores principales que están en el interior junto con la unidad de control y procesamiento de datos (DPU). Esta última puede ser reprogramada desde Tierra.

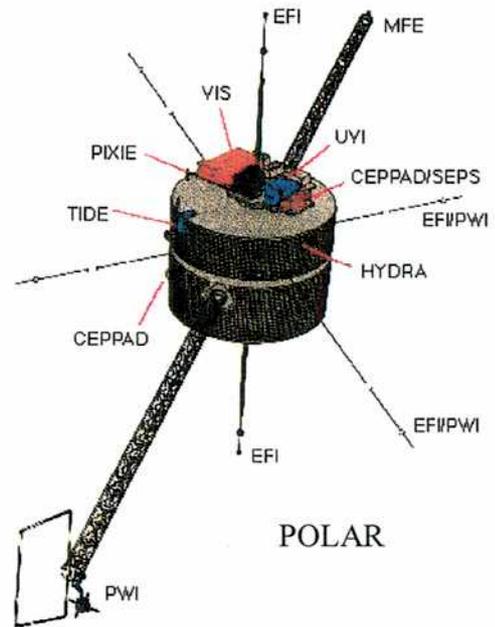
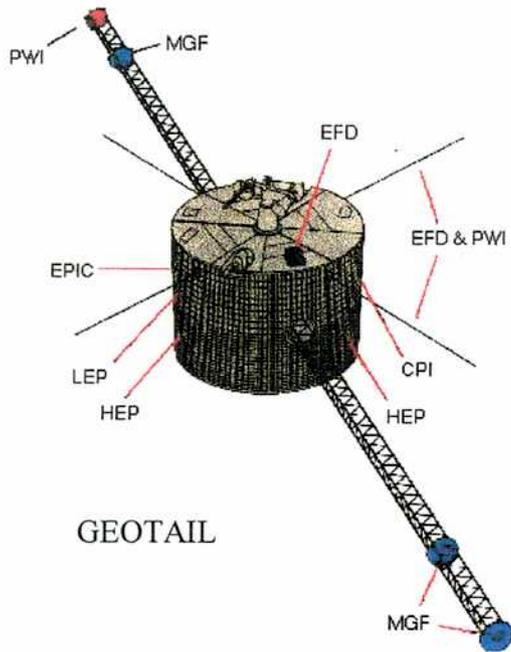
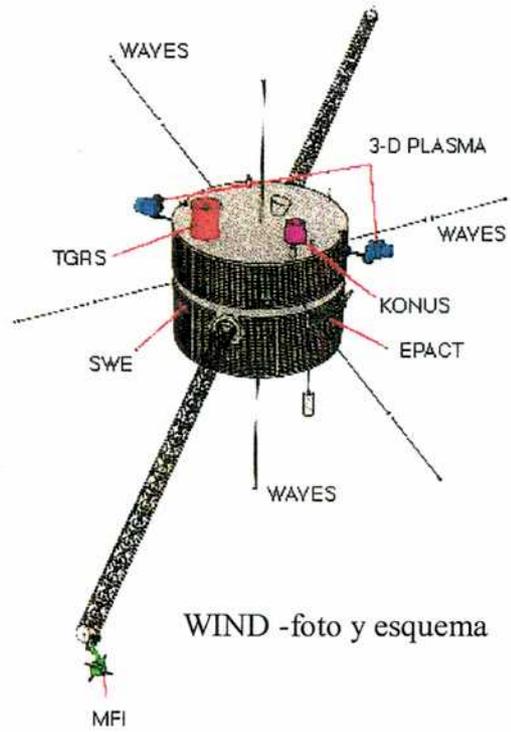
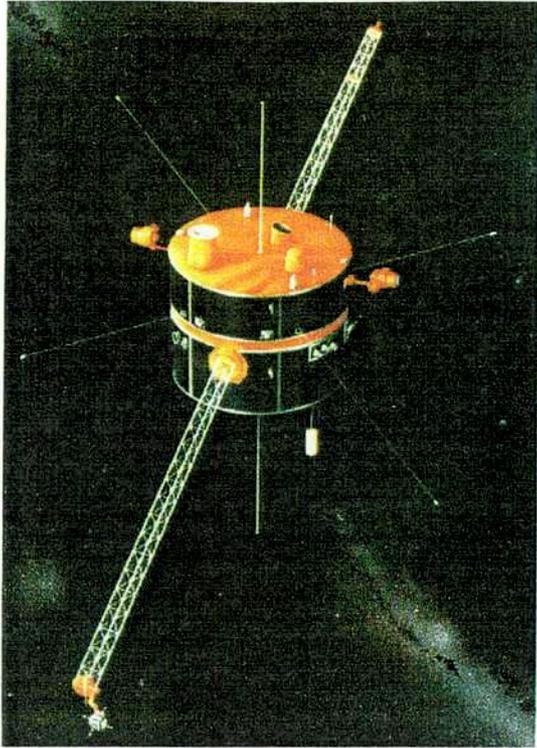


Figura A3.2 Satélites WIND, GEOTAIL y POLAR y sus instrumentos principales

El SWE (*Solar Wind Experiment*) mide iones y electrones en el viento solar y en regiones de la onda de choque. A partir de las mediciones, de muy alta resolución temporal, se puede calcular la velocidad, densidad, temperatura y flujo de calor del viento solar. Provee la distribución tridimensional de velocidad de la componente iónica del viento solar, para iones con energías en el rango de 200 eV hasta 8.0 keV; distribuciones de velocidad 3D de flujos de plasma subsónico, incluyendo iones y electrones, con energías desde 7 eV a 22 keV; mediciones de haces de electrones en el viento solar a lo largo y en la dirección opuesta al campo magnético interplanetario en el rango de 5 eV y 5 keV. Los instrumentos consisten en cinco cajas de sensores electrónicos integrados y una DPU. Las mediciones de distribución de velocidad de iones en el viento solar están hechas por un par de analizadores del tipo copa de Faraday, los que proveen un amplio campo de visión, y permiten caracterizar al flujo con una revolución de rotación de 3 s. Las mediciones de iones y electrones en plasmas con número de Mach menor a 1 están hechas con seis cilindros analizadores electrostáticos, denominados VEIS (*Vector Electron-Ion Spectrometers*) dispuestos en dos conjuntos triaxiales. Las restantes detecciones se realizan con un analizador electrostático toroidal.

El 3 D Plasma explora la población de partículas interplanetarias en el rango de energías térmica y supratérmica; estudia la aceleración de las partículas en el Sol, en el medio interplanetario y corriente arriba de la Tierra; mide las partículas y el plasma que ingresa y el que sale de la magnetosfera terrestre. Obtiene mediciones de la distribución tridimensional de plasma y de iones y electrones sobre un rango de energía que corresponde a partículas desde el viento solar hasta energías de rayos cósmicos, pocos eV a varios MeV. Los instrumentos consisten en dos paquetes de sensores montados en el exterior y un sensor electrónico en el interior. Uno de los sensores externos está compuesto por un arreglo de 6 telescopios semiconductores de doble extremo, cada uno con dos o tres detectores de silicio para medir iones y electrones de más de 20 keV. Un lado de cada telescopio está cubierto con un lámina fina que absorbe los iones de menos de 400 keV; en el otro extremo, los electrones de menos de 400 keV son llevados hacia un magneto, de forma que iones y electrones son separados. Los partículas más energéticas, iones de más de 11 MeV y electrones de más de 1 MeV, impresionan un tercer detector que poseen los telescopios. El primer paquete sensor contiene un par de

analizadores iónicos electrostáticos (PELSA-L y H) para mediciones de flujos de iones desde  $\sim 3$  eV hasta 40 keV. El segundo paquete sensor contiene un par de analizadores electrostáticos de electrones (EESA-L y H) para los flujos de electrones de  $\sim 3$  eV a 30 keV.

El MFI (*Magnetic Field Investigation*) investiga la estructura a gran escala y las fluctuaciones características del campo magnético interplanetario como funciones del tiempo y, a partir de estudios correlacionados, permite vincularlas con la dinámica de la magnetosfera. Realiza mediciones de alta resolución del vector campo magnético en tiempo real sobre una base continua; un amplio rango de mediciones dinámicas, desde  $\pm 0.004$  nT hasta  $\pm 65536$  nT, en ocho rangos de paso discreto; mediciones con tasas de más de 44 vectores muestreados por segundo para analizar las fluctuaciones. Consiste en un magnetómetro dual de entrada de flujo triaxial montado en el exterior y una DPU en el interior. Cada sensor del magnetómetro produce señales analógicas proporcionales a la amplitud de la componente de campo magnético alineada con el sensor. Estas señales son luego digitalizadas y procesadas por un microprocesador.

El experimento SMS comprende tres instrumentos mayores: SWICS (*Solar Wind Ion Composition Spectrometer*), MASS (*High Mass Resolution Spectrometer*) y STICS (*Suprathermal Ion Composition Spectrometer*). El experimento SMS consiste en 5 paquetes separados montados sobre el cuerpo del satélite. Determina la abundancia, composición y espectro de energía de iones en el viento solar, y la composición y estado de carga y funciones de distribución 3 D de los iones supertérmicos. SWICS realiza mediciones de energía, masa y carga de las componentes iónicas mayoritarias desde H hasta Fe, en un rango de energías de 0.5 a 30 keV/e, usando las mediciones electrostáticas, de post-aceleración y de tiempo de vuelo vs. energía para sus determinaciones. MASS registra la masa de los iones elementales y sus isótopos en el viento solar desde He a Ni, en un rango de energía de 0.5 a 12 keV/e, utilizando un análisis de energía/carga seguido de mediciones de tiempo de vuelo para determinar la composición iónica del viento solar de alta resolución ( $M/\Delta M > 100$ ). STICS realiza mediciones de composición, estado de carga y funciones de distribución de iones supratérmicos (H a Fe) sobre un rango de energías de 8 a 230 keV/e, usa un procedimiento similar a SWICS pero no utiliza la post-aceleración, y tiene un gran factor geométrico con un amplio ángulo de visión.

El TGRS (*Transient Gamma-Ray Spectrometer*) detecta eventos transitorios de rayos gamma, que constituyen uno de los procesos más violentos y energéticos que se registran en la naturaleza, en el rango de energía de 15 keV a 10 MeV. La resolución en sus mediciones es  $E/\Delta E = 500$ . Consiste en 4 ensambles: un detector de cristal de germanio, un pre-amplificador y una unidad de procesamiento analógica ubicados en una torre exterior y una unidad de procesamiento digital en el interior del satélite. La energía de la partícula y el ángulo de incidencia son calculados en base a numerosos procesos de interacción, primarios y secundarios, incluyendo efectos fotoeléctrico, Compton, creación de pares y radiación de *bremsstrahlung* como también las pérdidas de energía de ionización de electrones secundarios. El campo de visión es de  $\sim 170^\circ$ . La frecuencia esperada de los eventos es de unos pocos por semana, con una duración que oscila entre 1 s y varios minutos; entre los estallidos el instrumento se encuentra en modo de espera, midiendo la radiación de fondo y sus espectro de energía. KONUS realiza estudios similares a TGRS, con menor resolución,  $E/\Delta E = 15$ , pero en un rango tal que se complementan; consiste en dos sensores rusos montados en la parte superior e inferior del cuerpo del satélite alineados con el eje de rotación.

La investigación del EPACT (*Energetic Particle Acceleration, Composition and Transport*) está dirigida a determinar la abundancia de los elementos y sus isótopos de los iones menores con energías que exceden los 20 keV, y proveer información sobre los choques en el medio interplanetario. Proporciona espectros de energía de electrones y núcleos atómicos de diferente carga y composición isotópica, desde H a Fe, en un rango de energía que se extiende de 0.1 a 500 MeV/nucleón y la distribución angular de estos flujos. La composición isotópica de las partículas energéticas del medio (2-50 MeV/nucleón) en *flares* solares y en los rayos cósmicos galácticos se extiende para elementos de número atómico mayor a 90. El instrumental consiste en 3 telescopios electrónicos integrados montados sobre el cuerpo del satélite. La resolución temporal cambia de 46 s cuando el satélite se encuentra a distancias menores de 60  $R_E$  a 92 s cuando excede dicha distancia.

#### **A3.4.c GEOTAIL**

Fue lanzado el 24 de Julio de 1992 por el ISAS y la NASA. Su objetivo primario es estudiar la dinámica de la magnetocola terrestre en una distancia que se extiende

desde regiones cercanas a la Tierra ( $8 R_E$ ) hasta  $200 R_E$  sobre la cola. El eje de rotación se mantiene entre  $85-89^\circ$  con respecto a la eclíptica desarrollando 20 revoluciones por minuto. El cuerpo del satélite tiene forma cilíndrica de, aproximadamente, 2.2 m de diámetro y 1.6 m de alto. Durante los dos primeros años el apogeo de su órbita se mantuvo en el lado nocturno de la Tierra, usando la gravedad lunar, posicionado la mayor parte del tiempo en la cola magnética a distancia grandes (máximo apogeo  $200 R_E$ ); en la segunda fase del proyecto, comenzó a reducir su distancia (máximo apogeo  $30 R_E$ ) para estudiar procesos en regiones más cercanas.

#### **A3.4.d POLAR**

Es el segundo de satélite de la NASA lanzado en la iniciativa GGS (*Global Geospace Science*) y parte del proyecto ISTP. Fue lanzado el 24 de Febrero de 1996. Los objetivos de esta misión comprenden: la medición completa de plasma, partículas energéticas y campos en las regiones polares de alta latitud, y la energía entrante a través de las cúspides; determinar las características del plasma auroral acelerado; proveer imágenes aurorales multispectrales y globales de la disposición energética magnetosférica dentro de la ionosfera y la alta atmósfera; ayudar a entender el rol de la ionosfera en las subtormentas y en el balance de energía magnetosférico. La órbita tiene un período de 18 horas.

#### **A3.5 INTERBALL**

El proyecto INTERBALL fue diseñado para estudiar varios procesos de plasma en el espacio circundante a la Tierra con el objetivo de ampliar conocimientos acerca de los procesos físicos entre el Sol y la Tierra. El proyecto consiste en dos pares (satélite y subsatélite) en órbitas de altitudes altas: a  $200000 \text{ km}$  para el par INTERBALL Tail (IT Tail) y a  $20000 \text{ km}$  para el par INTERBALL Aurora (IT Aurora). La inclinación para ambos es de  $62.8^\circ$ .

El IT Tail fue lanzado el 3 de Agosto de 1995, en una órbita con un ángulo bajo con el plano de la eclíptica para alcanzar las regiones de las cúspides y regiones de la magnetopausa subsolar a altas latitudes sobre el lado diurno y, luego, en la lámina neutra del lado nocturno de la cola. La órbita del IT Aurora, lanzado el 26 de Agosto de

1996, está optimizada para las conjunciones magnéticas entre los pares de satélites alrededor del meridiano de medianoche. Esto permite estudiar las relaciones de causa y efecto entre los procesos de plasma en la cola y en la región de aceleración de las partículas en la aurora encima del óvalo auroral, con muy alta resolución temporal en los registros. En otra fase del proyecto podrán estudiarse varias perturbaciones del viento solar y emisiones de rayos X que estallan en el Sol a partir de los registros de IT Tail junto con sus efectos sobre las cúspides y otras regiones de la magnetosfera diurna y la ionosfera medidas simultáneamente con el IT Aurora. Estas relaciones de causa-efecto son muy importantes para entender como están relacionados la mayoría de los poderosos procesos no lineales alrededor del planeta Tierra, produciendo corrientes eléctricas fuertes en la magnetosfera y la ionosfera: tormentas magnéticas, chorros de partículas aceleradas, fenómenos de auroras, emisión de radio-ondas y variaciones en la atmósfera neutra. Se conocen que existen procesos similares en las magnetosferas de otros planetas del Sistema Solar y, muy probablemente, alrededor de pulsares y otros objetos astrofísicos. Estos procesos físicos de plasma de gran y corta escala son difíciles, e incluso imposibles, de estudiar en dispositivos de laboratorio de plasma. Al mismo tiempo, las tormentas magnéticas conducen a perturbaciones, especialmente a altas latitudes, en propagación de radio-ondas, ruidos en las líneas telefónicas, y pueden aún bloquear los radares en longitudes de onda en el rango del metro a través de reflexiones fuertes en la aurora. Pero más peligroso podrían ser las corrientes cuasi-continuas inducidas en las líneas de energía de gran escala en el Ártico por variaciones del campo magnético durante un estallido de tormenta magnética. El rápido desarrollo industrial de las regiones polares en distintos países hacen necesario el mejoramiento rápido de los métodos y profundidad en el conocimiento de los procesos de plasma relevantes en la generación de corrientes magnetosféricas y control de su estallido. De esta forma, el estudio de los procesos de plasma en la interacción Sol-Tierra son importantes, no sólo desde el punto de vista científico sino también una necesidad práctica vital.

El proyecto INTERBALL involucra el esfuerzo de una gran comunidad internacional de Rusia junto con Austria, Bulgaria, Canadá, República Checa, ESA, Finlandia, Francia, Alemania, Hungría, Italia, Kyrgystan, Polonia, Rumania, Eslovaquia, Suiza, Reino Unido y Ucrania. Juntos, en una cooperación en un proyecto

con las observaciones geofísicas de bases terrestres permiten una información puntual de la corriente solar y las condiciones geofísicas que son indispensables para poner los datos del satélite en la perspectiva global solar-terrestre. Es un proyecto que forma parte del programa coordinado por el IACG (*Inter Agency Consultative Group*) para la ciencia del espacio compuesta por representantes de la ESA, NASA, RKA (*Russian Space Agency*) y ISAS. Los principales experimentos de IT Tail comprenden mediciones de plasma (SKA-1, ELECTRON, PROMICS-3, VDP, AMEI-2, MONITOR-3, CORALL, ALPHA-3), ondas y campo magnético (ASPI, OPERA, MIF-M, IFPE, ADS, FGM-1, KEM-3, PRAM, FM-31, AKR-X) y de partículas energéticas (SKA-2, DOK-2, RF-15-1, SOSNA-2, RKI-2).

El FM-31 consiste en dos magnetómetros de entrada de flujo que cubren dos rangos diferentes: de -200 a 200 nT y de -1000 a 1000 nT en la banda de 0.10 Hz.

CORALL, espectrómetro de energía iónica 2 D, electrostático, es un instrumento multicanal con un ángulo de aceptación como un abanico en un plano que contiene la dirección Sol-Tierra (eje), rotando alrededor de esta dirección con un período de 2 min. La visión de campo es de  $5^\circ \times 110^\circ$ , y está dividido en cinco sectores con direcciones centrales relativas a la línea Sol-Tierra de  $42^\circ$  (CORALL 1),  $66^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $114^\circ$ ,  $138^\circ$  (CORALL 5). Dado que fue diseñado para estudios magnetosféricos y no del viento solar, el ángulo de aceptación no incluye el cono de  $35^\circ$  alrededor de la dirección Sol-Tierra. Las mediciones de la relación iónica energía/carga se encuentran en el rango de 30 a 24200 eV/q con alta resolución. La acumulación temporal de un paso de energía es de 1/1024 del período de rotación del satélite,  $\sim 100$  ms, y un período de *scanneado* del espectro de energía (32 pasos) es igual a 4 min.

El VDP es un sensor de plasma omnidireccional diseñado para determinar el flujo vectorial integrado o espectro energético integral en el rango de 0.2-2.4 keV de iones o electrones de plasma magnetosférico. El instrumento incluye 6 copas de Faraday de gran ángulo, idénticas, localizadas según el siguiente esquema:  $C_1$  está dirigido hacia el Sol (eje de rotación del satélite),  $C_6$  en el sentido opuesto y los restantes,  $C_2$  a  $C_5$ , según ejes ortogonales a la dirección anterior (en sentidos positivos y negativos) que rotan con el satélite.

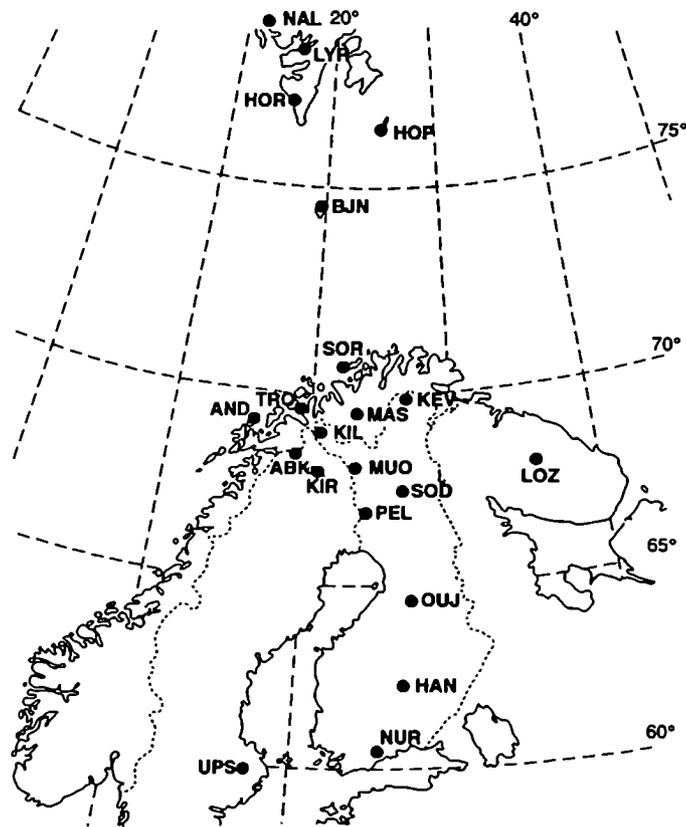
### A3.6 Cadenas de magnetómetros terrestres

#### A3.6.a IMAGE (*International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects*)

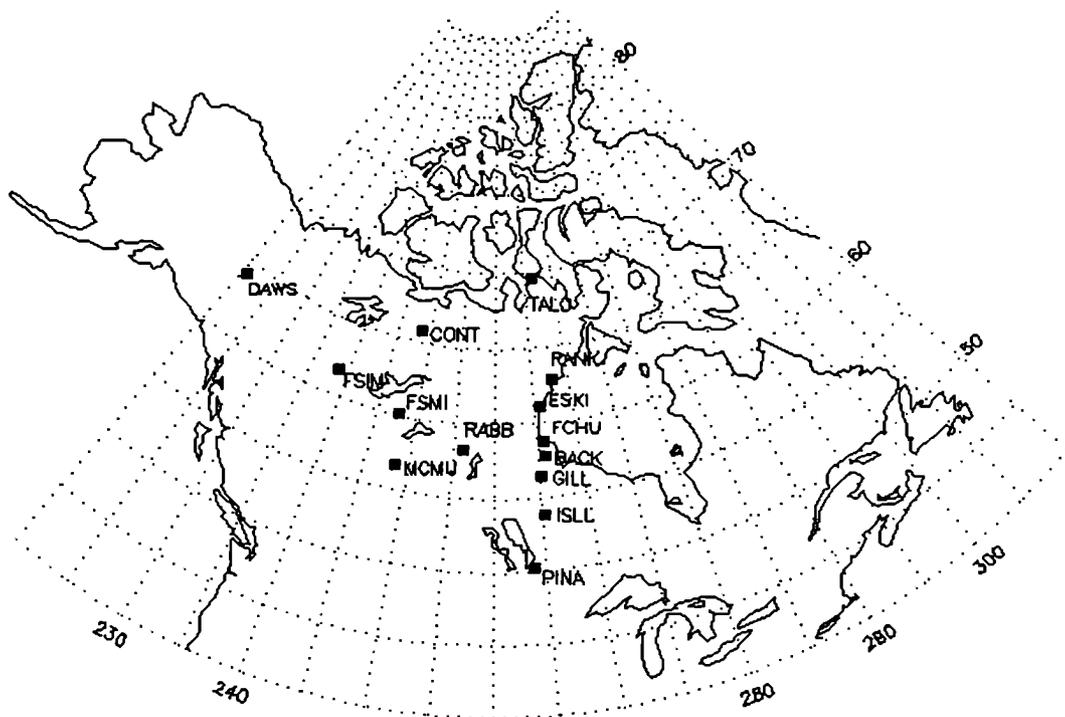
Consiste en una cadena de 21 estaciones de magnetómetros mantenidas por 9 institutos de Finlandia, Alemania, Noruega, Polonia, Rusia y Suecia. Cubre un gran perfil que abarca desde 60 a 79 grados de latitudes geográficas, zona especialmente favorable para uno de sus principales objetivos, el estudio de auroras tipo *electrojet*. Junto con otro tipo de registros -de radares, radiómetros, cámaras *all-sky*, etc.- y observaciones satelitarias, constituye una parte esencial de la investigación de la física de la magnetosfera-ionosfera en altas latitudes. Al igual que su predecesor, el magnetómetro EISCAT, que comenzó a funcionar en 1982, IMAGE provee también datos de alta calidad usados para estudios de inducción geomagnética y actividad geomagnética de largo alcance en la región auroral.

Nombre	Código	Coordenada Geográfica		Coordenada PACE magn	
		Latitud	Longitud	Latitud	Longitud
Ny Alesund	NAL	78.92	11.95	75.99	112.89
Longyearbyen	LYR	78.20	15.82	74.92	113.90
Hornsund	HOR	77.00	15.60	73.93	110.98
Hopen Island	HOP	76.51	25.01	72.82	116.34
Bear Island	BJN	74.50	19.20	71.25	109.33
Sørøya	SOR	70.54	22.22	67.09	106.99
Alta	ALT	69.86	22.96		
Kevo	KEV	69.76	27.01	66.04	109.95
Tromsø	TRO	69.66	18.94	66.44	103.53
Masi	MAS	69.46	23.70	65.90	107.16
Andenes	AND	69.30	16.03		
Kilpisjärvi	KIL	69.02	20.79	65.61	104.58
Kautokeino	KAU	69.02	23.05		
Abisko	ABK	68.35	18.82		
Muonio	MUO	68.02	23.53	64.43	105.90
Lovozero	LOZ	67.97	35.08		
Kiruna	KIR	67.84	20.42		
Sodankylä	SOD	67.37	26.63		
Pello	PEL	66.90	24.08	63.25	105.53
Oulujärvi	OUJ	64.52	27.23	60.53	104.73
Hankasalmi	HAN	62.30	26.65	58.45	103.10
Nurmijärvi	NUR	60.50	24.65	56.90	100.65
Uppsala	UPS	59.90	17.35		

Fuente: <http://www.geo.fmi.fi/image/coordinates.html>



IMAGE



CANOPUS

Figura A3.3 Ubicación de magnetómetros en las cadenas terrestres IMAGE y CANOPUS.

### A3.6.b CANOPUS (*Canadian Auroral Network for the OPEN Program Unified Study*)

Es una cadena de 13 magnetómetros distribuidos en las zonas central y oeste del norte de Canadá, construido y operado por la CSA (*Canadian Space Agency*). Cada estación tiene un magnetómetro de tres componentes con corazón de anillo, el cual tiene una tasa de registro cada 5 s. Los datos son originalmente registrados en un sistema de coordenadas geográfico, pero es de uso común en análisis científicos utilizar las llamadas coordenadas invariantes PACE. Algunas de las estaciones están también equipadas por fotómetros y cámaras *all-sky* digitales.

#### CANOPUS

Nombre	Abreviatura	Coordenada PACE	
		Latitud (N)	Longitud (E)
Taloyoak	TALO	79.6	-36.7
Rankin Inlet	RANK	73.7	-29.0
Eskimo Point	ESKI	71.9	-31.6
Fort Churchill	FCHU	69.7	-30.8
Gillam	GILL	67.4	-30.9
Island Lake	ISLL	64.9	-30.3
Pinawa	PINA	61.2	-31.6
Rabbit Lake	RABB	67.8	-45.0
Fort Smith	FSMI	67.9	-57.3
Fort Simpson	FSIM	67.6	-69.9
Dawson City	DAWS	65.9	-90.1
Contwoyto Lake	Con	74.3	-61.2
Fort McMurray	MCMU	64.8	-54.4

Fuente: [http://www.dan.sp-agency.ca/www/canopus\\_home.html](http://www.dan.sp-agency.ca/www/canopus_home.html)

## A4 Un modelo de magnetopausa: dinámica e implementación

Las variaciones de la presión dinámica del viento solar son la causa principal, en condiciones de IMF norte, de movimientos rápidos y a gran escala de la magnetopausa terrestre. Se producen en ella desplazamientos radiales tanto como perturbaciones ondulatorias que se propagan sobre la superficie. Algunas ideas de estos movimientos de la magnetopausa pueden obtenerse modelando la región subsolar a partir de la extensión de un modelo simple originalmente propuesto por Smit [1968] y aplicado posteriormente por Gratton et al. [1996]. Lo utilizamos al estudiar el evento del 11 de Enero de 1997, en la sección 7.6.b.

En este modelo, el frente de la magnetopausa se comporta como un oscilador armónico amortiguado y forzado. La fuerza restauradora está dada por el campo magnético terrestre, la inercia es básicamente debida al plasma de la magnetovaina en la región subsónica, y el término forzante es la presión dinámica del viento solar, según se detalla a continuación. El único término amortiguador considerado por Smit es el originado por la resistencia debida al desplazamiento de la onda de choque de proa (BS). La forma de la magnetopausa subsolar es aproximada por una superficie de extremos abiertos, en forma de paraboloides. Esta superficie se puede obtener como separatriz del flujo hidrodinámico combinado de una fuente puntual con una corriente paralela al infinito como mostramos en la figura A4.1.

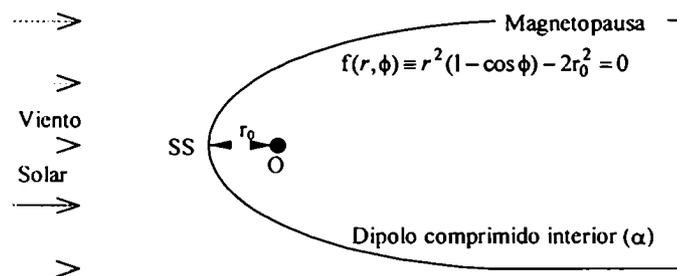


Figura A4.1 Superficie de separación, representando la magnetopausa, entre un punto fuente en O y un flujo paralelo al infinito, representando al viento solar.

La superficie del sólido de revolución está dada por

$$f(r, \phi) \equiv r^2(1 - \cos \phi) - 2r_0^2 = 0, \quad (\text{A4.1})$$

donde  $r$  y  $\phi$  son coordenadas polares y  $r_0$  es la distancia entre punto fuente, O, y el punto de estancamiento subsolar, SS. El valor que corresponde al radio asintótico del cuerpo es  $2r_0$ . Para posiciones de la magnetopausa en condiciones normales se estima  $r_0 \cong 10R_E$ , pero para reflejar una frontera comprimida este valor puede reducirse a  $r_0 \cong 8R_E$ .

La ecuación de movimiento correspondiente al desplazamiento  $x(t)$  de la frontera (posición del punto subsolar de la magnetopausa) con respecto a su posición de equilibrio,  $R_{eq}$ , puede escribirse en la forma

$$(M + m) \frac{d^2x(t)}{dt^2} + C_m x + C_d Ka \frac{dx}{dt} = F_e. \quad (\text{A4.2})$$

El primer término de (A4.2), que representa la inercia, considera la masa efectiva del plasma de la magnetovaina que rodea a la magnetopausa. La masa  $M$  de la región subsolar es una magnitud despreciable frente a la masa  $m$  inducida que responde a

$$m = (8/3)\pi m_p n_{mv} r_0^3 \quad (\text{A4.3})$$

donde  $m_p$  es la masa del protón y  $n_{mv}$  es la densidad de partículas en la magnetovaina.

La fuerza de restitución, segundo término de (A4.2), proviene del campo geomagnético el cual está representado por un dipolo comprimido dentro de la magnetopausa. El coeficiente de elasticidad correspondiente es

$$C_m = 3AB_0^2 R_E^6 / \pi R_{eq}^7 \quad (\text{A4.4})$$

donde  $A = \pi r_0^2$  es el área normal que presenta el cuerpo al flujo del plasma solar,  $B_0 = 31000$  nT es la magnitud del campo geomagnético en el Ecuador y  $R_E$  es el radio terrestre  $\sim 6400$  km.

La fuerza de resistencia, tercer término en (A.4.2), está asociada con el arrastre de onda debido a la presencia del BS. La expresión del coeficiente de disipación es

$$C_d = \frac{4(\delta R T_{vs})^{1/2}}{(\delta - 1)} A m_p n_{vs} \left( \frac{M_{vs}}{1 - \delta + 2\delta M_{vs}^2} - \frac{1}{(\delta - 1)M_{vs}^3 + 2M_{vs}} \right) \quad (\text{A4.5})$$

donde  $R$  es la constante de los gases,  $\delta = 5/3$  es la razón de calor específico,  $M_{vs}$  y  $T_{vs}$  son el número de Mach y la temperatura del viento solar, respectivamente, esta última en zonas alejadas del punto SS. Sin embargo, este amortiguamiento ha sido criticado

por ser demasiado bajo [Freeman et al., 1996]. Por lo tanto, en nuestro análisis, variamos el término de amortiguación tomado por Smit multiplicándolo por un factor, identificado con  $K_a$  con  $K_a \geq 1$ . El valor original de Smit corresponde a  $K_a=1$  pero consideraremos también un valor 50 veces mayor ( $K_a=50$ ). Los valores de  $M_{vs}$  y  $T_{vs}$  están en función del tiempo y se obtienen a partir de la velocidad térmica,  $V_t$ , medida por WIND mediante las relaciones:

$$T_{vs} = T_p \cong T_e = V_t^2 \frac{m_p}{2k} \times 10^{10} = 60.57 V_t^2, [V_t] = \text{km/s};$$

$$M_{vs} = \frac{V_{vs}}{c_s} = \frac{V_{vs}}{V_t} \frac{1}{\sqrt{\gamma}} = \frac{V_{vs}}{V_t} \sqrt{\frac{3}{5}}.$$

La fuerza externa aplicada  $F_e$  es, para nuestro estudio, un perfil temporal basado en la presión del viento solar según los datos de observación de WIND y está modelado con tramos rectos y de variación lineal entre tiempos elegidos identificados con  $t_0, t_1, t_2, \dots, t_f$ . El valor del tiempo inicial,  $t_0$ , de referencia es 00:50 UT.

Para estimar la posición de equilibrio (variable en el tiempo) consideramos que la magnetopausa subsolar estará localizada a una distancia radial  $R_{cq}$  tal que la presión magnética del campo magnetosférico de dipolo comprimido esté balanceada por la presión de estancamiento en el punto subsolar  $P_{deq}$ . Dicha posición está dada por

$$\left( \frac{R_{cq}}{R_E} \right)^6 = \frac{B_0^2 \alpha^2}{8\pi} \frac{1}{P_{deq}} \quad (\text{A4.6})$$

donde  $\alpha$  es una medida de la compresión del campo del dipolo. Si la magnetopausa es considerada una lámina de corriente infinita y plana  $\alpha = 2$  pero al tener en cuenta la curvatura del campo, aumenta su valor [Freeman et al., 1990]. Para nuestros cálculos  $\alpha = 2.41$ . Así, por ejemplo con  $P_{deq} = 40.5 \text{ nT}$ ,  $B_{cq} = 150 \text{ nT}$  y  $R_{cq} = 6.16 R_E$  para  $t_0$ .

En nuestros cálculos, el término forzante varía con el tiempo de acuerdo con la presión medida por WIND. Como no hay registros satelitales de la magnetovaina diurna en zonas cercanas a la magnetopausa durante el período en cuestión, debemos introducir estimaciones para el campo magnético y la densidad de partículas. Para campos interplanetarios orientados al norte, como el observado, nos encontramos en presencia de la formación de un PDL (ver Sec. 4.1). Para campos magnéticos norte, con poca cizalladura, la variación del módulo del campo magnético a través de la magnetopausa

es pequeña [Phan et al., 1994]. En nuestros cálculos despreciamos, por lo tanto, la variación de intensidad del campo magnético. El campo magnético de la magnetosfera se obtiene equilibrando la presión magnética del dipolo comprimido con la presión del viento solar, con

$$B_1(R) = B_{eq} \sqrt{P_d(R) / P_{deq}} . \quad (A4.7)$$

En cuanto a la estimación del valor de la densidad en la magnetovaina (región subsolar)  $n_{mv}$ , lo consideraremos comprendido entre una y dos el valor del viento solar,  $n_{vs}$ , dado por los datos de WIND. Esta estimación proviene de considerar el factor  $\sim 4$  de aumento de la densidad del plasma al atravesar el BS y su descenso característico en el PDL [Paschmann et al., 1993] a aproximadamente la mitad de su valor en la magnetovaina propiamente dicha.

En suma, al resolver la ecuación diferencial del oscilador (A.4.2) se tienen en cuenta las variaciones temporales medidas de la  $n_{vs}$ , de la presión dinámica,  $p_d$ , y de las velocidades de flujo y térmica del viento solar. Esto significa que el coeficiente de inercia y la intensidad del "resorte" son también variables en el tiempo junto con el forzante. Al presentar los resultados se grafica (ver Fig. 7.11) la posición del punto subsolar de la magnetopausa,  $r(t)$ , que corresponde a  $r(t) = R_{eq}(t) + x(t)$ , a partir del tiempo de referencia  $t_0$ .

## Agradecimientos

Queremos agradecer a las siguientes personas y organismos por aportarnos amablemente los datos observacionales que utilizamos en esta tesis.

K. W. Ogilvie y R. P. Lepping por los datos provenientes de los instrumentos SWE y MFI, respectivamente, del satélite WIND.

R. B. Torbert y R. L. Arnoldy del *Institute for the Study of Earth, Ocean and Space, Space Science Center*, de la *University of New Hampshire*, por su ayuda en la investigación presentada en el capítulo 7.

Viljanen y el grupo de trabajo multinacional alemán-finlandés-noruego-polaco del proyecto IMAGE liderado por la *Technical University of Braunschweig* por los datos de los magnetómetros escandinavos (<http://www.geo.fmi.fi/image/index.html>).

T. Hughes y la *Canadian Space Agency* por los datos de los magnetómetros de la cadena CANOPUS/MARIA.

G. Zastenker, M. Nozdrachev y A. Federov del *IKI Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow*, por los datos de plasma y campo magnético de INTERBALL Tail.

Desde lo personal expreso aquí mi gratitud a las personas que han estado en relación más directa con la concreción de esta tesis, aun sabiendo que de esta forma quedan sin mencionar otras personas que también cuentan con mi agradecimiento.

Al Dr. F. T. Gratton quien ha dado cauce a mis inquietudes científicas y bajo cuya dirección he conocido un estilo de hacer ciencia, del cual esta investigación resulta un testimonio elocuente. Le agradezco formar parte activa de esta tarea de forjar los cimientos que sostienen mi andar.

Al Dr. C. J. Farrugia por su dinámico aporte, más allá de lo científico, y su contagioso entusiasmo que nos ha acompañado en este estupendo viaje siguiendo la huella de los eventos que acontecen mas allá de nuestras propias huellas.

A mis compañeros e integrantes del INFIP, los actuales y los que ya no están, por el detalle cotidiano, el ofrecimiento casual, la preocupación colectiva, el proyecto comentado, la espera cómplice, la desilusión revelada, la pregunta repetida, la palabra de aliento. Mañana cuando piense en mi pasado, no haré más que confirmar que este tiempo compartido ha sido hermoso y fructífero. Mañana cuando piense en mi futuro confirmaré que este ha sido un fructífero y hermoso tiempo compartido. Por todo y para todos, mi agradecimiento de hoy.

A mi compañero de vida para quien no encuentro palabra, ni silencio, ni lágrima, ni sonrisa, ni gesto que pueda contener mi agradecimiento por su permanente presencia detrás de cada palabra, cada silencio, cada lágrima, cada sonrisa, cada gesto que este proyecto generó. Gracias, Enrique, por estar a mi lado ayer, hoy, siempre.

