



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

---

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

ONDAS EN LA MAGNETÓSFERA MEDIA DE  
SATURNO

**T E S I S**

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE:

**DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA**

P R E S E N T A

**MARIO RODRÍGUEZ MARTÍNEZ**

JURADO EXAMINADOR

Dra. XOCHITL G. BLANCO CANO (DIRECTORA DE TESIS)

Dr. JOSÉ JULIO EMILIO HERRERA VELÁZQUEZ (PRESIDENTE)

Dr. ROGELIO CABALLERO LÓPEZ (VOCAL)

Dr. PABLO F. VELÁZQUEZ BRITO (SUPLENTE)

Dr. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ (SUPLENTE)

COMITÉ TUTORAL: Dra. XOCHITL G. BLANCO CANO

Dr. ROGELIO CABALLERO LÓPEZ

Dr. HÉCTOR A. PÉREZ DE TEJADA



MÉXICO D.F.

2010



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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

---

## Conjugaciones - 8 (previsión)

De vez en cuando es bueno  
ser consciente  
de que hoy  
de que ahora  
estamos fabricando  
las nostalgias  
que descongelarán  
algún futuro

*Mario Benedetti*

---

# Agradecimientos

Las siguientes líneas son para expresar mi profundo agradecimiento a todas aquellas personas que han estado a mi lado a lo largo de mi vida y que en el desarrollo de este trabajo me brindaron múltiples consejos que atesoro mucho.

En primer lugar quiero agradecer a mi esposa, Zenet, por darme la oportunidad de crecer a su lado en otra bella etapa de lo nuestro. A mis padres y hermanos por el apoyo y el aliento a seguir adelante con esos sabios consejos que siempre llevo muy presentes y a mis suegros y cuñados por las múltiples discusiones sobre la vida y la academia que nos llevó hasta el desvelo en más de una ocasión.

A los sinodales de mi tesis: la Dra. Xochitl Blanco Cano (asesora e investigadora del Departamento de Ciencias Espaciales, IGEF-UNAM), gracias por la oportunidad que me brindaste al permitir que hiciera este trabajo doctoral contigo y a los múltiples consejos que me diste para que esta investigación fuera completa, el Dr. Julio Herrera Velázquez (investigador del Departamento de Física de Plasmas y de Interacción de Radiación con Materia, ICN-UNAM), el Dr. Pablo F. Velázquez Brito (investigador del Departamento de Física de Plasmas y de Interacción de Radiación con Materia, ICN-UNAM), el Dr. Rogelio Caballero López (investigador del Departamento de Ciencias Espaciales, IGEF-UNAM) y el Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez (investigador del Departamento de Ciencias Espaciales, IGEF-UNAM unidad Morelia), gracias por la revisión y los múltiples consejos para la mejora de este trabajo.

Al equipo CASSINI-HUYGENS y al JPL/NASA por los datos proporcionados para hacer esta investigación, particularmente a los doctores Christopher T. Russell (Institute of Geophysics and Planetary Physics / UCLA, Los Angeles CA, USA) y la Dra. Michele Dougherty (Blackett Laboratory, Imperial College, Department of Physics, London, UK), por los datos de baja y alta resolución del magnetómetro MAG de CASSINI, así como a los doctores Robert J. Wilson (Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, Boulder, Colorado, USA) y Jared S. Leisner (Department of Physics & Astronomy, University of Iowa, Iowa City, USA) por los datos de plasma del instrumento CAPS y al Dr. K. Rönmark, por permitir el uso de su código WHAMP para el desarrollo de esta investigación.

A las Dras. Blanca E. Mendoza Ortega y Elsa Leticia Flores Márquez coordinadoras en su momento del posgrado en Ciencias de la Tierra del IGEF-UNAM, por el apoyo recibido

---

para hacer posible mi participación en congresos nacionales e internacionales donde pude exponer los avances de este trabajo doctoral. También quiero agradecer a Araceli Chamán, Graciela Solache, Laura Mendoza y Mónica Salgado (auxiliares de la coordinación) por ayudarme siempre amablemente en todos los trámites para el término de este trabajo, así como en diversos trámites administrativos. También quiero agradecer a CONACyT por el apoyo de mi beca doctoral, No.102396 en mi estancia por el IGEF-UNAM.

Al Instituto de Geofísica por la infraestructura brindada para desarrollar mi investigación. En particular quiero agradecer al personal de cómputo y a Gilberto Casillas por el apoyo brindado en todo momento, ¡gracias Gill!. También agradezco el apoyo para equipo de cómputo, publicaciones y viajes al extranjero proveniente del proyecto de CONACyT No. 81159 de la Dra. Xochitl Blanco Cano y al gran apoyo y asistencia de Adriana Morales en el Departamento de Ciencias Espaciales.

A mis amigos con los que he tenido el gusto de compartir varios momentos increíbles en el IGEF-UNAM, Dení, Diana, Olivia, Pablo, Pedro, Verónica, Julio, Víctor, Teresa, Oscar, Marni, Jesús, Carolina, Andrea y Primoz, ¡gracias a todos!.

A aquellos que me faltaron, también ¡muchas gracias!.

# Índice

Resumen	IX
<b>I Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. Plasmas	3
1.1.1. Plasmas espaciales	4
1.1.2. El viento del Sol	5
1.1.3. Magnetósferas planetarias	6
1.1.4. Ionósfera	8
1.2. Magnetósfera de Saturno	8
1.2.1. Observaciones previas	10
1.2.2. Toroide de material cerca de <b>Encelado</b>	12
1.2.3. Procesos de asimilación de masa, <b>anillo E</b>	12
1.2.4. Levantamiento de iones (pickup)	16
1.3. Comparación con Júpiter	18
1.3.1. Toroide de plasma en <b>Io</b>	18
1.4. Aproximaciones teóricas	19
1.5. Contexto del trabajo	21
<b>II Capítulo 2</b>	<b>23</b>
<b>2. Teorías MHD y TCP</b>	<b>25</b>
2.1. Movimiento de una sola partícula	25
2.2. Elementos de Teoría MHD	28
2.2.1. Descripción de un plasma en MHD	28
2.2.2. Ondas en MHD	30
2.3. Elementos de Teoría Cinética de Plasmas	33
2.3.1. Funciones de distribución	33

2.3.2.	Cantidades Macroscópicas . . . . .	34
2.3.3.	Ecuación de Boltzmann . . . . .	36
2.3.4.	Ejemplos de funciones de distribución . . . . .	39
2.3.5.	Ecuación cinética . . . . .	42
2.3.6.	Ecuación de Vlasov . . . . .	44
2.3.7.	Ondas en TCP . . . . .	44
2.4.	Condición de resonancia ion ciclotrón . . . . .	46
<b>III Capítulo 3</b> <span style="float: right;"><b>47</b></span>		
<b>3.</b>	<b>Ondas e Inestabilidades</b>	<b>49</b>
3.1.	Ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo . . . . .	49
3.1.1.	Anisotropías en la temperatura . . . . .	50
3.1.2.	Teoría Lineal . . . . .	50
3.1.3.	Anisotropía de la inestabilidad protón ciclotrón . . . . .	51
3.1.4.	Inestabilidad tipo espejo . . . . .	51
3.2.	Ondas en plasmas espaciales del Sistema Solar . . . . .	52
<b>IV Capítulo 4</b> <span style="float: right;"><b>57</b></span>		
<b>4.</b>	<b>Ondas IC y armónicos</b>	<b>59</b>
4.1.	Resumen . . . . .	59
4.2.	Introducción . . . . .	60
4.3.	Observaciones de las ondas–modos armónicos . . . . .	63
4.3.1.	Descripción general . . . . .	63
4.3.2.	Propiedades de las ondas . . . . .	66
4.4.	Teoría de dispersión cinética . . . . .	75
4.5.	Discusión y conclusiones . . . . .	80
<b>V Capítulo 5</b> <span style="float: right;"><b>85</b></span>		
<b>5.</b>	<b>Modos tipo espejo</b>	<b>87</b>
5.1.	Introducción . . . . .	87
5.2.	Criterio de inestabilidad modo tipo espejo . . . . .	90
5.2.1.	Ecuación de onda . . . . .	90
5.2.2.	Condición de inestabilidad tipo espejo . . . . .	90
5.3.	Observaciones de los modos tipo espejo . . . . .	92
5.3.1.	Características generales las observaciones . . . . .	92

5.3.2. Propiedades de los modos . . . . .	94
5.4. Aplicación a MTE, Teoría Cinética . . . . .	100
5.5. Discusión . . . . .	104
<b>VI Conclusiones</b>	<b>109</b>
<b>6. Conclusiones</b>	<b>111</b>
6.1. Ondas Ion Ciclotrón . . . . .	112
6.2. Modos Armónicos de OIC . . . . .	113
6.3. Modos Tipo Espejo . . . . .	115
6.4. Trabajo a futuro . . . . .	116
<b>VII Apéndices</b>	<b>119</b>
<b>A. Métodos de análisis</b>	<b>121</b>
A.1. Métodos . . . . .	121
A.2. Gráficos de componentes de campo . . . . .	122
A.3. Análisis de Fourier . . . . .	123
A.4. Espectros Dinámicos . . . . .	126
A.5. Método de Varianza Mínima (MVA) . . . . .	127
<b>B. Código WHAMP</b>	<b>131</b>
B.1. Código de dispersión WHAMP . . . . .	131
B.1.1. Parámetros de entrada y normalizaciones . . . . .	133
<b>Bibliografía</b>	<b>137</b>



# Índice de tablas

1.1. Plasma al interior de la magnetósfera terrestre. . . . .	8
1.2. Propiedades de campos magnéticos planetarios. . . . .	9
1.3. Composición del toroide de <b>Io</b> observado con <b>GALILEO</b> . . . . .	19
3.1. Anisotropías de temperatura en las inestabilidades . . . . .	52
4.1. Resumen de observaciones de <b>CASSINI</b> cerca de <b>Encelado</b> . . . . .	61
4.2. Resumen de observaciones con OIC ( $n = 1$ ) y su MA ( $n = 2$ ) . . . . .	64
4.3. Resultados de MVA para intervalos con OIC + MA y sólo OIC . . . . .	72
4.4. Condiciones del plasma para el análisis de dispersión (OIC y su 1er MA) . . . . .	76
5.1. Resumen de observaciones de ondas IC y modos TE . . . . .	94
5.2. Condiciones del plasma para el análisis de dispersión (OIC y MTE) . . . . .	103
A.1. Masas para varias especies de iones utilizados en este trabajo . . . . .	124
B.1. Parámetros de entrada en el código <b>WHAMP</b> . . . . .	134



## Índice de figuras

1.1. Temperatura de electrones <i>vs.</i> densidad numérica de partículas . . . . .	4
1.2. Topografía del medio solar y terrestre . . . . .	6
1.3. Representación gráfica de la heliosfera . . . . .	7
1.4. Composición interna de Saturno y Júpiter . . . . .	10
1.5. Magnetosfera de Saturno . . . . .	11
1.6. Espectro dinámico de ondas ion ciclotrón . . . . .	13
1.7. Mecanismo de aceleración . . . . .	14
1.8. Series de tiempo de $B_0$ para ondas ion ciclotrón. . . . .	15
1.9. Levantamiento de iones cerca de Encelado . . . . .	17
2.1. Giro de partículas alrededor de un campo magnético . . . . .	27
2.2. Velocidades de fase <i>vs.</i> la dirección de propagación . . . . .	33
2.3. Diferentes ejemplos de distribuciones Maxwellianas . . . . .	41
3.1. Ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo en $I_0$ . . . . .	53
3.2. Región del toroide de $I_0$ donde se generan ondas e inestabilidades . . . . .	54
3.3. Geometría del Campo Magnético Interplanetario (CMI) . . . . .	55
4.1. Espectros dinámicos por 5 hrs de las observaciones de CASSINI . . . . .	65
4.2. Órbitas de CASSINI y Encelado en los planos XY . . . . .	67
4.3. Componentes del campo magnético para intervalos de 5 minutos . . . . .	68
4.4. Densidad de potencia espectral para las 4 observaciones . . . . .	70
4.5. Densidad de potencia espectral para la observación del 17 de febrero . . . . .	71
4.6. Hodogramas para ondas IC más su primer modo armónico . . . . .	73
4.7. Hodogramas para las regiones donde solo se encontraron ondas IC . . . . .	74
4.8. Datos de CAPS para el 27 de noviembre y 24 de diciembre de 2005 . . . . .	77
4.9. Frecuencia y tasa de crecimiento como función de $k$ . . . . .	79
4.10. Tasa de crecimiento máxima para OIC y su MA . . . . .	81
5.1. Modos tipo espejo en la magnetofunda terrestre . . . . .	88
5.2. Estructura de los modos tipo espejo, observación con un satélite . . . . .	91
5.3. Observaciones con Cluster en regiones con modos tipo espejo . . . . .	93
5.4. Órbitas de CASSINI y Encelado en los planos XY, para MTE . . . . .	95

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

5.5. Magnitud del campo magnético: ejemplo donde hubo OIC . . . . .	96
5.6. Magnitud del campo magnético: ejemplo donde hubo MTE . . . . .	97
5.7. Espectros de Fourier para ondas ion cicotrón . . . . .	98
5.8. Espectros de Fourier para modos tipo espejo . . . . .	99
5.9. Comportamiento de las densidades espectrales de OIC, MA y MTE . . . . .	101
5.10. Observaciones con CAPS, regiones con OIC, MA y MTE . . . . .	102
5.11. Frecuencia y tasa de crecimiento como función de $\kappa$ para MTE . . . . .	105
A.1. Componentes del campo magnético con tendencia <i>sin remover</i> . . . . .	122
A.2. Componentes del campo magnético con tendencia <i>removida</i> . . . . .	123
A.3. Espectro de Fourier, observación 17 de enero de 2006 . . . . .	126
A.4. Espectro dinámico (parte transversal y compresiva) . . . . .	127
A.5. Ángulo $\theta_{B_0 k}$ entre los vectores $\mathbf{k}$ y $\mathbf{B}_0$ . . . . .	129
A.6. Hodograma resultante del análisis de Mínima Varianza . . . . .	129
B.1. Frecuencia real, $\omega_r$ , crecimiento, $\gamma$ y polarización $p_r$ de ondas IC . . . . .	136

# Resumen

**Contexto.** Con las misiones PIONEER 11, VOYAGER 1 y VOYAGER 2, el conocimiento sobre el planeta Saturno tuvo un avance impresionante no solo por las imágenes del mismo, sino que también por las mediciones diversas sobre el plasma magnetosférico y procesos entre partículas energéticas, etc. La misión CASSINI, puesta en órbita alrededor de éste planeta el 1 julio de 2004, ha ido un paso más allá en el conocimiento no solo de estos procesos sino que también ha mostrado que existen procesos de generación e interacción onda-partícula en la magnetósfera de éste planeta debido a procesos de asimilación de masa en la región cercana a la órbita de **Encelado** (una pequeña luna de Saturno (Kivelson, 2006)) y cubre la región del **anillo E**. De hecho, el sistema de anillos de Saturno es el más masivo, extenso, brillante y diverso del Sistema Solar. Esta región de anillos tiene un diámetro que cubre una distancia radial desde  $\sim 1.11 R_S$  hasta  $\sim 8 R_S$  ( $1 R_S = 60268 \text{ km}$ ) sobre el plano ecuatorial, su espesor varía desde unos  $5 \text{ m}$  hasta  $10^7 \text{ m}$  y presenta una masa del orden de  $\sim 3 \times 10^{22} \text{ g}$ . Las partículas que los constituyen son principalmente de hielo de agua y sus tamaños varían desde unas micras hasta varios metros de diámetro. Su origen es todavía tema de debate, pero se proponen en la actualidad tres modelos al respecto: a) remanentes de la nebulosa inicial de Saturno, b) parte de los restos de un satélite destruido y c) los restos de un cometa (Esposito, 2010).

La misión CASSINI, por otra parte, ha encontrado también que **Encelado** presenta firmas que muestran una actividad reciente, posiblemente ligada con un tipo de criovulcanismo. Observaciones en luz blanca entre  $200 \text{ nm}$  y  $1100 \text{ nm}$  y en el lejano infrarrojo han mostrado la gran actividad que existe hacia la región del polo sur de esta luna. La huella observada es una pluma de material emergiendo de esta zona del satélite, a una velocidad  $\geq 240 \text{ m s}^{-1}$ , que es la velocidad de escape de este satélite (Porco et al., 2006; Spencer et al., 2006). El material expulsado de esta pluma, proviene de una región que cubre un área de  $70000 \text{ m}^2$  conocida como *tiger stripes*, que básicamente son depresiones lineales típicamente de  $500 \text{ m}$  de profundidad,  $2 \text{ km}$  de ancho y  $130 \text{ km}$  de longitud (Porco et al., 2006). Finalmente, el material que proviene de la pluma, afecta las propiedades locales del plasma magnetosférico, tales como la densidad y patrones de flujo (Kivelson, 2006), ya que continuamente es depositado en el toroide de material neutro el cuál corrota y sufre procesos diversos como *intercambio de carga* y la *asimilación de masa* propicia para la generación de ondas e inestabilidades que serán estudiadas a lo largo de este trabajo.

Por otra parte, las magnetosferas planetarias son excelentes laboratorios espaciales para

estudiar procesos diversos tales como la asimilación de masa, y otros procesos que derivan de éstos como la generación de ondas e inestabilidades en el plasma. CASSINI ha permitido el estudio de tales inestabilidades en el plasma de la rápida y corrotante magnetósfera de Saturno. A partir de las observaciones de campo magnético (Dougherty et al., 2004), se ha encontrado que la magnetósfera media es rica en el fenómeno de ondas, destacando las Ondas Ion Ciclotrón (OIC) y los Modos Tipo Espejo (MTE) los que aparecen a diferentes distancias radiales de Saturno (Russell et al., 2006b; Leisner et al., 2006). Se ha encontrado que la inestabilidad ion ciclotrón en estas regiones es generada por iones de grupos de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ , ó  $H_3O^+$ ) asimilados de la nube neutra del **anillo E** que forma anillos de iones en el espacio de velocidades. Las OIC son importantes para el diagnóstico de los procesos que operan en la magnetosfera y pueden proveer ideas sobre la composición del plasma que produce las ondas (Russell y Blanco-Cano, 2007).

**Trabajo desarrollado.** Las ondas ion ciclotrón y los modos tipo espejo pueden crecer de la anisotropía en temperatura (presión),  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ . El modo dominante dependerá de diferentes factores tales como la beta del plasma, el valor de la anisotropía en la temperatura y la composición del plasma de fondo (Leisner et al., 2006). Estudiar en detalle las propiedades de las ondas en el plasma permite tener un mejor entendimiento acerca de los cambios y procesos que sufre la región donde estas ondas/modos se producen. El estudio aquí desarrollado está enfocado al análisis de ondas en la magnetósfera media de Saturno desde dos vertientes:

- ⇒ *Observacional.* Se estudiaron ondas ion ciclotrón (frecuencia fundamental,  $n = 1$ ) y se demuestra la existencia del primer modo armónico ( $n = 2$ ) de tales ondas, así como también modos tipo espejo en regiones cercanas a la órbita de **Encelado**. Se llevó a cabo un estudio completo para 4 órbitas de baja inclinación ( $< 0.5^\circ$ ) del satélite CASSINI en el 2005, aunque más estudios se realizaron para otras órbitas como será mostrado a lo largo de esta tesis. A partir de este estudio se obtuvo la información necesaria sobre el comportamiento y características de estas ondas, así como las condiciones del plasma que fueron de utilidad en el estudio teórico.
- ⇒ *Teórico.* Para tener un estudio completo, no solo se aplicaron diversos análisis sobre las observaciones, también se llevó a cabo un análisis de dispersión a partir de teoría cinética líneal con el objetivo de ver si bajo las condiciones del plasma, provenientes de las observaciones de CASSINI, es posible observar el crecimiento de este tipo de ondas y modos en la magnetósfera media de Saturno. Cabe destacar que para realizar tal estudio se utilizó el código de dispersión WHAMP (Rönmark, K., 1982).

**Metodología.** La metodología utilizada en el análisis de las ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo consistió en hacer gráficos de las componentes de campo magnético  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  y  $B$ , provenientes del magnetómetro (MAG) abordado de CASSINI para determinar intervalos y regiones con tales ondas/modos. Así mismo se aplicaron métodos de mínima varianza para ver la polarización y propagación de las ondas y métodos de Fourier con los que se

---

pudo apreciar la compresibilidad de dichas ondas y modos. Por otra parte, de la información adicional obtenida a partir del instrumento CAPS se estudiaron las condiciones del plasma y esto fue utilizado como entrada del código WHAMP.

**Aportaciones.** Dentro de las aportaciones más importantes de este trabajo se pueden mencionar las siguientes:

- ◆ Se encontraron ondas ion ciclotrón en al menos 4 órbitas de CASSINI, las cuáles tienen frecuencias cerca de la girofrecuencia de iones del grupo de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$  y  $H_3O^+$ ) y crecen vía la resonancia de ciclotrón a partir de la energía libre disponible de los iones asimilados en la región del **anillo E**. Estas ondas están polarizadas circularmente hacia la izquierda y en muchas regiones se propagan a pequeños ángulos respecto del campo magnético ambiente.
- ◆ Se encontraron ondas con periodos más largos y frecuencias aproximándose a la girofrecuencia de  $O_2^+$  ( $\Omega_{32+}$ ). Se observó en la mayoría de las regiones que estas ondas tienen amplitudes más pequeñas que las ondas generadas por iones del grupo de agua. Espectros dinámicos muestran que hay intervalos donde las ondas generadas por estos iones pueden llegar a ser dominantes. La existencia de tales ondas muestra que la composición de los anillos que las producen es variable.
- ◆ Una de las aportaciones fundamentales ha sido reportar por primera vez la existencia de ondas con frecuencias  $f \sim 2 \cdot \Omega_{W^+}$ , las que se han interpretado como un modo armónico con  $n = 2$  de ondas ion ciclotrón. Tales ondas están polarizadas elípticamente hacia la izquierda y tienen una componente compresiva significativa, además de que se propagan a ángulos oblicuos respecto al campo magnético,  $B_o$ . Toda esta información ha sido publicada como parte de éste trabajo doctoral ([Rodríguez-Martínez et al., 2010](#)).
- ◆ Se encontraron también modos tipo espejo en al menos 4 observaciones de CASSINI del 2005. Éste tipo de modo se caracterizó por tener una componente compresiva, bastante significativa que se reflejó en los espectros de Fourier. Adicionalmente, se encontraron caídas abruptas en la señal de la magnitud del campo magnético.
- ◆ Dado el análisis completo de 4 órbitas de CASSINI, se encontró que las distancias radiales al centro de Saturno en el orden aparición mostraba que los modos armónicos de ondas ion cilotrón aparecían más cerca de **Encelado**, mientras que las ondas ion ciclotrón y los modos tipo espejo aparecían más lejos en ese mismo orden.
- ◆ A partir del estudio de dispersión realizado con el código WHAMP se encontró que tanto las ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico así como también los modos tipo espejo pueden crecer dadas las condiciones de plasma estudiadas de las observaciones, de tal modo que las tasas de crecimiento de éstas ondas y modos fue siempre

$\gamma > 0$ . Para modo el armónico ( $n = 2$ ) de ondas ion ciclotrón se encontró que éstas tienen un máximo de crecimiento a ángulos oblicuos, y que existen densidades, anisotropías y velocidades de inyección mínimas para las cuáles tales modos pueden crecer.

**Organización de la tesis.** Este trabajo consta de 6 capítulos y dos Apéndices distribuidos de la siguiente forma:

El **Capítulo 1** es una introducción al tema de los plasmas espaciales y aterriza con los estudios previos sobre características generales y procesos físicos que ocurren en la magnetósfera de Saturno y la comparación de ésta con su similar, la magnetósfera Joviana, lo que finalmente lleva a plantear el contexto del trabajo.

En el **Capítulo 2** se plantea el estudio de ondas e inestabilidades en plasmas espaciales a través de teorías magnetohidrodinámica (MHD) y teoría cinética de plasmas (TCP) lo que brinda una comparación entre ambas y al final se plantea la condición de resonancia ion ciclotrón.

En el **Capítulo 3** se entra de lleno al tema de las ondas e inestabilidades, con la descripción de las mismas a partir de teoría cinética lineal. Este capítulo describe como han sido vistas estas ondas en plasmas espaciales del Sistema Solar.

En el **Capítulo 4** se muestran los resultados principales de este trabajo sobre Ondas Ion Ciclotrón y Modos Armónicos. Se presentan características diversas de estas ondas y modos.

En el **Capítulo 5** se presenta un análisis similar al que ocurrió en el capítulo previo, pero ahora aplicado a los modos tipo espejo en las mismas observaciones.

Finalmente en el **Capítulo 6** se presentan las conclusiones de éste trabajo, así como el trabajo a futuro derivado de ésta investigación.

Por otro lado, en el **Apéndice A** se muestran los métodos de análisis empleados, tales como Mínima Varianza, Fourier, Espectros Dinámicos, etc. Finalmente en el **Apéndice B** se plantea el uso del código WHAMP, donde se tocan los temas de parámetros de entrada y normalizaciones que deben tomarse en cuenta al usar tal programa.

# Parte I

## Introducción



# 1

## Introducción

En este capítulo se discuten conceptos importantes sobre las magnetósferas planetarias de Saturno y su comparación con otras magnetósferas planetarias como la de Júpiter. También se presenta cómo se forma ésta debido a la suma del viento solar más el campo planetario, así como características generales.

### 1.1. Plasmas

Un plasma es un gas ionizado compuesto de un igual número de partículas cargadas positivas y negativas, iones y electrones respectivamente, que presentan un comportamiento colectivo ([Chen, F. F. , 1984](#)). Para considerar a un gas como un plasma, éste debe tener un igual número de partículas positivas y negativas garantizando así su CUASI-NEUTRALIDAD. Además, puesto que las partículas en un plasma tienen que vencer la influencia eléctrica de sus vecinos, éstas pueden tener energías térmicas por arriba de los electronVolts (eV) lo que le da al plasma propiedades adicionales como la de tener un gran estado de ionización ([Baumjohann y Treumann , 1996](#)). De esta forma, hay esencialmente tres criterios que deben cumplirse para considerar a un plasma como tal:

- $\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 \kappa_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \ll L$ , (longitud de Debye,  $\lambda_D$ , mucho menor que el tamaño físico del sistema,  $L$ ),
- $N_D \gg 1$ , (un suficiente número de partículas dentro de la esfera de Debye) y

- $\omega_{pe}\tau_n = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}\right)^{1/2} \tau_n \gg 1$ , (el tiempo promedio entre dos colisiones electrón-neutros,  $\tau_n$ , es más grande que la frecuencia de plasma  $\omega_{pe}$ ),

donde  $T_e$  es la temperatura de los electrones,  $n_e \simeq n_i$  es la densidad del plasma,  $\kappa_B$  es la constante de Boltzmann,  $e$  y  $m_e$  la carga y masa del electrón respectivamente.

### 1.1.1. Plasmas espaciales

Los plasmas abundan en el Universo y lejos de pensarse que sólo ocurren a grandes escalas, también suceden en nuestro Sistema Solar. Para tener una idea global de su clasificación en función de su temperatura y densidad numérica de partículas cargadas, se construyen gráficos como el que se presenta en la Figura 1.1.

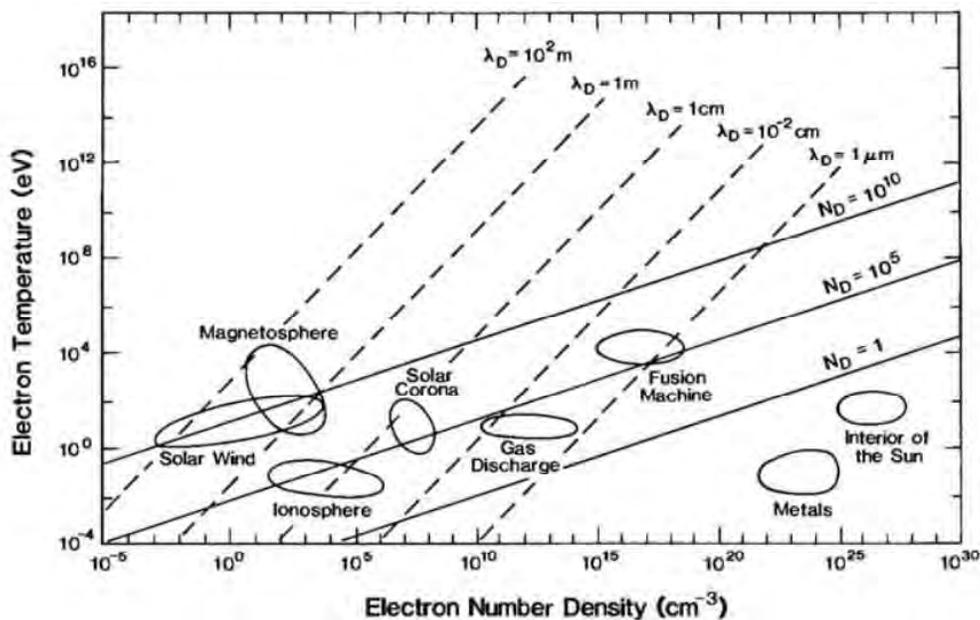


Figura 1.1: Temperatura de electrones como función de la densidad numérica de partículas para varios plasmas. En este gráfico se presentan diferentes valores para  $\lambda_D$  y el número de partículas en la esfera de Debye,  $N_D$ . Tomado de: *Kivelson y Russell (1996)*.

La Figura 1.1 claramente muestra como cambia la longitud de Debye dependiendo del escenario (plasma en cuestión). Por ejemplo, para el viento solar a la altura de la Tierra  $\lambda_D \sim 10$  m pero, para el anillo de corriente  $\lambda_D \sim 100$  m–1000 m. Distintos escenarios pueden ser comparados para ver cómo cambian estos parámetros  $\lambda_D$ ,  $N_D$  dadas la temperatura y densidad numérica de electrones en el plasma.

## 1.1.2. El viento del Sol

Dentro del contexto de plasmas espaciales, es muy importante definir al viento del Sol. El Sol es una estrella que emite  $3.826 \times 10^{33}$  erg de energía cada segundo y prácticamente se encuentra a la mitad de su vida. Cuenta con una masa de  $1.989 \times 10^{33}$  g, un radio de  $6.98 \times 10^{10}$  cm y se encuentra a una distancia de  $150 \times 10^6$  km de la Tierra, lo que se conoce como una Unidad Astronómica (UA). Adicionalmente emite un plasma altamente conductor a velocidades supersónicas de  $V_{VS} \sim 500 \text{ km s}^{-1}$  en promedio al medio interplanetario como resultado de la expansión de su corona, tal como Parker ya lo había mencionado hacia 1958 y que fue confirmado observacionalmente por el satélite soviético Lunik III. Se estima que la velocidad del sonido a la altura de la Tierra es  $c_s \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ , es decir, un orden de magnitud más pequeña que  $V_{VS}$ , (Kivelson y Russell, 1996). Este plasma está constituido principalmente de electrones y protones, con una pequeña contribución de iones de He ( $\text{He}^+$ ). La alta conductividad hace que el campo magnético solar quede congelado al plasma (Teorema de Alfvén).

Los valores típicos para la densidad de electrones y temperatura del viento solar cerca de la Tierra son:  $n_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_e \sim 10^5 \text{ K}$  ( $1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$ ) y un campo magnético interplanetario  $B_o = 5 \text{ nT}$  (Baumjohann y Treumann, 1996). Este viento solar viaja por el medio interplanetario hasta que golpea el campo magnético dipolar de la Tierra, que lo frena y deflecta alrededor de éste. Puesto que este viento solar viaja a velocidades supersónicas, la interacción con nuestro planeta produce un *choque de proa* (*bow shock* en inglés) como se muestra en la Figura 1.2.

No solo el viento solar confina el campo magnético al interior de las magnetósferas, también produce una cavidad que rodea al Sol y que se extiende por el medio interestelar local. A esta gran cavidad o región que rodea al Sol se le conoce con el nombre de *heliosfera*. Una corona caliente no puede estar en equilibrio estático con el medio interestelar, por lo que ésta debe expandirse. Una vez que el viento solar es eyectado y ha viajado por el medio interplanetario, hay una superficie alrededor del Sistema Solar en la que la presión del viento solar equilibra la presión del gas interestelar, lo que precisamente delimitaría a la región de la heliosfera. La morfología de la heliosfera, así como su evolución espacial y temporal y localización de sus fronteras es determinada por el campo magnético solar y por las propiedades del medio interestelar. Aunque la posición de la frontera de la heliosfera no es conocida completamente, se estima que probablemente esté entre 100 UA y 2000 UA (Frisch, 2007; Axford y Suess, 1994) ( $1 \text{ UA} = 1.50 \times 10^{11} \text{ m} \sim 215 R_\odot$ ). Se puede decir que la heliosfera contiene gran parte del Sistema Solar (en términos planetarios), aunque no tiene a muchos de los cometas más distantes. La Figura 1.3 muestra una representación gráfica de lo que sería la heliosfera (Goossens, M., 2003).

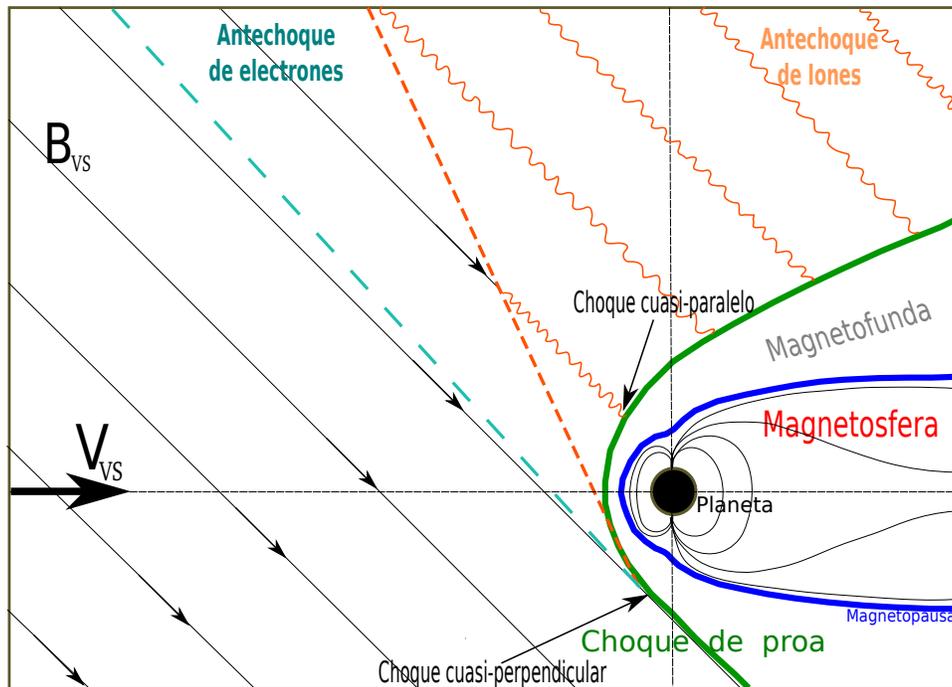


Figura 1.2: Se presenta una topografía del medio solar-terrestre. El viento solar que viaja por el medio interplanetario con velocidad  $V_{VS}$  interacciona con la magnetósfera de un planeta, en este caso la Tierra, produciendo un choque. Las líneas de campo magnético hacen aproximadamente  $45^\circ$  con la línea que conecta al Sol y la Tierra. Río arriba del choque se tienen las regiones de antechoques de iones y electrones que difieren en posición debido a la diferencia de masa entre ellos. Adicionalmente en estas regiones hay ondas e inestabilidades en el plasma. Tomado de: *Kivelson y Russell (1996)*.

### 1.1.3. Magnetósferas planetarias

El término “magnetósfera” fue propuesto por [Gold \(1959\)](#) como aquella región donde los efectos debidos al campo magnético del planeta dominan sobre el plasma. Tales magnetósferas se encuentran embebidas en el viento solar, que no es más que la expansión de la corona solar.

La Figura 1.2 muestra precisamente las regiones que caracterizan a una magnetósfera planetaria. Fuera de la magnetósfera hay una región de plasma subsónico termalizado detrás del choque llamada *magnetofunda*. Este plasma chocado no puede fácilmente penetrar el campo magnético terrestre aunque la mayoría es deflectado alrededor de este. Precisamente esta zona separa dos regiones, la *magnetopausa* y la cavidad generada por el campo terrestre llamada *magnetósfera*. Es en esta zona donde la presión cinética del plasma del viento solar distorsiona la parte más externa del campo dipolar terrestre. Esto produce el efecto donde

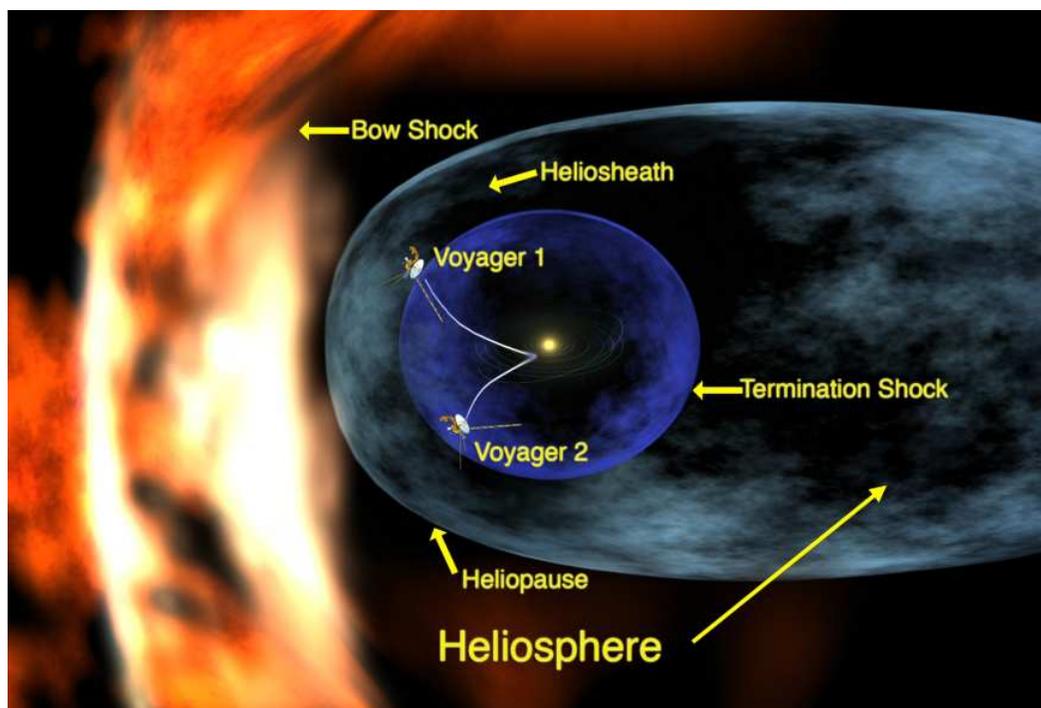


Figura 1.3: Representación gráfica de lo que es la heliosfera. Las naves VOYAGER 1 y 2 están precisamente en una etapa de cruce de esta región a más de 100 UA.

Fuente: [http://www.nasa.gov/vision/universe/solarsystem/voyager\\_agu.html](http://www.nasa.gov/vision/universe/solarsystem/voyager_agu.html).

hacia el lado día las líneas de campo tienden a comprimirse mientras que del lado noche las líneas se elongan formando una gran *magnetocola* llegando más allá de la órbita lunar.

Aunque la magnetósfera consiste principalmente de electrones y protones cuyas fuentes son el viento solar y la ionósfera planetaria, también hay pequeñas fracciones de iones de  $\text{He}^+$  y  $\text{O}^+$  de origen ionosférico y algunos iones de  $\text{He}^{++}$  provenientes del viento solar. El plasma al interior de la magnetósfera es dividido en otras regiones. La Tabla 1.1 presenta un resumen de las propiedades de los plasmas en estas regiones para el caso de la magnetósfera terrestre.

Casi todos los planetas del Sistema Solar tienen magnetósferas conocidas. Algunos tienen lo que se conoce como magnetósferas inducidas debido a que no tienen un campo magnético intrínseco como la Tierra. Ejemplos de este tipo de "magnetósferas inducidas" se producen en Marte y Venus. Sin embargo, también hay planetas que tienen grandes magnetósferas como son el caso de Júpiter y Saturno, cuyos tamaños llegan a ser de decenas de veces el radio respectivo de cada planeta. La Tabla 1.2 presenta diferentes propiedades de las magnetósferas planetarias.

Tabla 1.1: Plasma al interior de la magnetósfera terrestre.

Región <sup>1</sup>	Densidad ( $\text{cm}^{-3}$ )	Temperatura (K)	B (nT)
Cinturón de radiación	1	$5 \times 10^7$	100–1000
Hoja de plasma	0.5	$5 \times 10^6$	~10
lóbulo magnetocola	$10^{-2}$	$5 \times 10^5$	~30

<sup>1</sup> Diferentes regiones al interior de la magnetósfera terrestre. Los valores fueron tomados de Baumjohann y Treumann (1996).

### 1.1.4. Ionósfera

La luz ultravioleta que viene del Sol impacta en la alta atmósfera de la Tierra ionizando una fracción neutra de ésta. A la población de este material se le conoce como *ionósfera* y se encuentra a alturas de 80 km. En esta zona los procesos colisionales no son tan frecuentes como para que se de una rápida recombinación, quedando material ionizado permanentemente. La ionósfera a latitudes medias tiene una densidad de electrones de  $n_e \simeq 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura de  $T_e \simeq 10^3 \text{ K}$ . La magnitud del campo magnético es del orden de  $10^4 \text{ nT}$ .

La ionósfera se extiende hasta grandes altitudes, así como también bajas y medianas latitudes fusionándose gradualmente con la región conocida como la *plasmaesfera*. La plasmaesfera tiene forma de un toroide dentro del cinturón de radiación. Contiene un plasma denso y frío de origen ionosférico ( $n_e \simeq 5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \simeq 5 \times 10^3 \text{ K}$ ), que corrota con la Tierra. En el plano ecuatorial la plasmaesfera se extiende hasta los  $4R_T$  (un radio terrestre:  $1R_T = 6371 \text{ km}$ ), donde la densidad cae a valores de hasta  $1 \text{ cm}^{-3}$ , región donde comienza la *plasmapausa*.

A grandes latitudes, los electrones en la hoja de plasma pueden precipitarse a lo largo de las líneas de campo magnético hasta altitudes ionosféricas donde colisionan con la atmósfera neutra ionizando partículas. Como consecuencia de este proceso, se emiten fotones que caen en la región del espectro visible produciendo las espectaculares auroras boreales o australes.

## 1.2. Magnetósfera de Saturno

Saturno es el segundo planeta más grande del Sistema Solar con un radio del orden de  $60,268 \text{ km} = 1R_S$ . Este planeta rota tan rápido como Júpiter teniendo un periodo rotacional de  $10^h39^m$  en promedio. Además su atmósfera tiene una composición química similar a la de Júpiter que consiste principalmente de helio e hidrógeno. La Figura 1.4 muestra la composición interna de Júpiter y Saturno.

A pesar de estas similitudes, existen grandes diferencias entre ellos, como por ejemplo el hecho de que el campo magnético de Saturno es más débil que el de Júpiter. Adicionalmente

Tabla 1.2: Propiedades, campos magnéticos planetarios y plasma magnetosférico.

Propiedades	– Planetas –				
	Tierra	Júpiter	Saturno	Urano	Neptuno
Radio, $R_{planeta}$ , (km)	6373	71398	60268	25559	24764
Per. de rotación, (hr)	24	9.9	10.7	17.2	16.1
Distancia, (UA)	1.0	5.2	9.5	19.0	30.0
Mom. magnético/ $M_T$	1 <sup>a</sup>	20000	600	50	25
– $B_o$ superficial, (Gauss) –					
Dipolo en el ecuador	0.31	4.28	0.22	0.23	0.14
Mínimo	0.24	3.2	0.18	0.08	0.1
Máximo	0.68	14.3	0.84	0.96	0.9
Ángulo de inclinación del campo <sup>b</sup>	+11.3°	-9.6°	-0.0°	-59°	-47°
Densidad del viento solar, ( $cm^{-3}$ )	10.0	0.4	0.1	0.03	0.005
$R_{CF}$ <sup>c</sup>	8 $R_T$	30 $R_J$	14 $R_S$	18 $R_U$	18 $R_N$
Tamaño de la magnetósfera	11 $R_T$	50–100 $R_J$	16–22 $R_S$	18 $R_U$	23–26 $R_N$
	– Plasma magnetosférico –				
Composición de iones y fuente dominante	O <sup>+</sup> , H <sup>+</sup> , N <sup>+</sup> , He <sup>+</sup> (Ionósfera)	O <sup>n+</sup> , S <sup>n+</sup> , SO <sub>2</sub> <sup>+</sup> , Cl <sup>+</sup> (Io)	O <sup>+</sup> , H <sub>2</sub> O <sup>+</sup> , H <sup>+</sup> , (Anillos, satélites)	H <sup>+</sup> (Atmós.)	N <sup>+</sup> , H <sup>+</sup> , (Tritón)
Densidad máx ( $cm^{-3}$ )	1000-4000	>3000	~ 100	3	2
Movimiento del plasma controlado por	V. S. <sup>d</sup> (afuera) Rotación (adentro)	Rotación	Rotación	V. S., y rotación	V. S., y rotación

<sup>a</sup> Momento magnético de la Tierra,  $M_T = 7.906 \times 10^{25} \text{ Gauss cm}^3 = 7.906 \times 10^{15} \text{ Tesla m}^3$ .

<sup>b</sup> El campo magnético terrestre tiene una polaridad opuesta a la de los planetas gigantes.

<sup>c</sup>  $R_{CF}$  es el radio de Chapman y Ferraro que se calcula en términos del radio del planeta como:  $R_{CF}/R_p = (B_o^2/8\pi m_i n_{VS} V_{VS}^2)^{1/6}$ . Este radio es el límite donde la presión externa del viento solar alcanza un balance con la presión interna del campo magnético del planeta.

<sup>d</sup> V. S. se refiere a Viento Solar.

la magnetósfera de Saturno no tiene un mecanismo tan eficiente de energización de partículas como lo tiene Júpiter<sup>1</sup>. El tamaño del núcleo de cada planeta es también diferente, aunque ambos podrían estar constituidos por roca cubierta de hielo. Se estima que la masa del núcleo de Saturno está entre 10 – 20  $M_\oplus$  (siendo  $M_\oplus = 5.97 \times 10^{24} \text{ kg}$  la masa de la

<sup>1</sup>Consultar: [http://www-ssc.igpp.ucla.edu/personnel/russell/papers/sat\\_mag.html](http://www-ssc.igpp.ucla.edu/personnel/russell/papers/sat_mag.html)  
Encyclopedia of Planetary Sciences, edit. J. H. Shirley, 718-719, Chapman and Hall, New York, 1997.

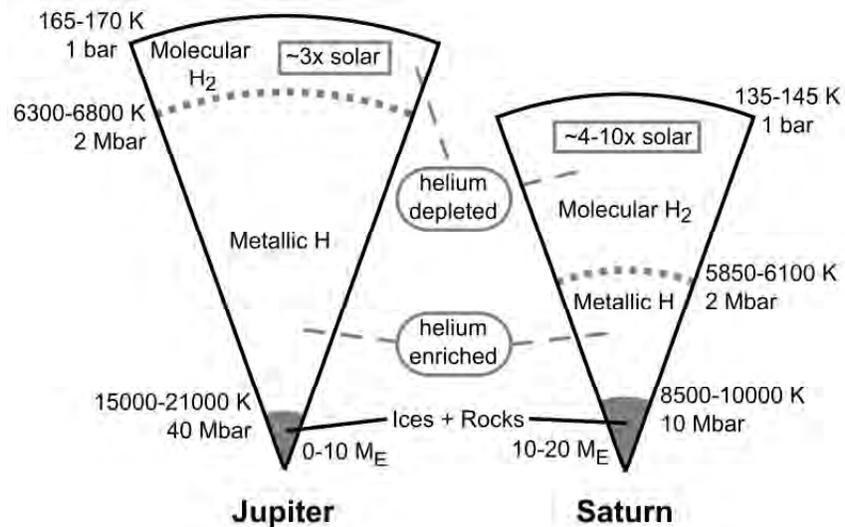


Figura 1.4: La estructura interna de Júpiter y Saturno respectivamente es muy similar. Las presiones y temperaturas respectivas están marcadas como sigue: 1 bar (100 kPa, que corresponde a la atmósfera visible), 2 Mbar (200 GPa, que corresponden a la región cercana a la transición de hidrógeno molecular a metálico) y finalmente en la parte más alta del núcleo del planeta. Las temperaturas son inciertas y tomadas de [Guillot \(2005\)](#). Abundancias aproximadas de “metales” se muestran en recuadros puestas en la región de  $H_2$  molecular. Tomada de: ([Fortney, 2007](#)).

Tierra), mientras que el de Júpiter podría llegar solamente a  $10 M_{\oplus}$  ([Fortney, 2007](#)).

Las primeras observaciones del plasma de Saturno han sido resumidas en los trabajos de [Frank et al. \(1980\)](#), [Lazarus y McNutt \(1983\)](#), [Sittler et al. \(1983\)](#) y [Richardson \(1986\)](#). Por otra parte, el análisis observacional de las poblaciones energéticas en la magnetósfera de Saturno han sido presentados en varios trabajos en el pasado tales como [Fillius y McIlwain \(1980\)](#), [Van Allen et al. \(1980a,b\)](#), [Fillius y Ip \(1980\)](#), [Vogt et al. \(1982, 1981\)](#), [Krimigis y Armstrong \(1982\)](#) y recientemente [Jurac et al. \(2001\)](#) y [Sittler et al. \(2004\)](#).

### 1.2.1. Observaciones previas

Aunque Saturno genera ondas en las frecuencias de radio, éstas solo fueron detectadas en la Tierra hasta la llegada de la misión PIONEER 11 en 1979, la cual mostró la existencia de un campo magnético intrínseco al planeta al acercarse a  $1.4R_S$ , lo que más tarde fue confirmado por la misión VOYAGER 1, que en 1980 pasó a una distancia de  $3.1R_S$  y la VOYAGER 2, que en 1981 pasó a  $2.7R_S$ . También se encontró que el eje magnético estaba perfectamente alineado con el eje de rotación del planeta (campo completamente axisimétrico), lo que marcaba una diferencia sustancial entre Saturno y el resto de los

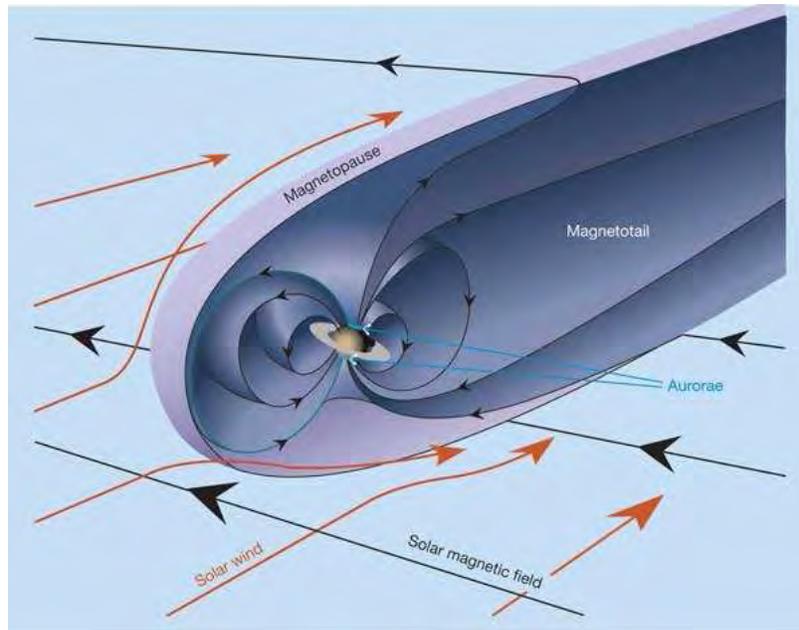


Figura 1.5: Magnetosfera de Saturno. Se estima que el tamaño de esta magnetósfera es una quinta parte del tamaño de la magnetósfera de Júpiter. Tomada de: (Bagenal, 2005).

planetas que tienen campo magnético.

Saturno tiene una gran magnetósfera, ver figura (1.5), cuyo tamaño lineal es aproximadamente una quinta parte de la magnetósfera de Júpiter. La determinación del tamaño de la magnetósfera de un planeta es función básicamente de un balance de presiones. En el caso de la Tierra, el tamaño de su magnetósfera,  $R_{mt}$ , se calcula generalmente vía el balance de la presión del viento solar en contra de la presión ejercida por el momento magnético de la Tierra:

$$R_{mt} \propto M_T^{1/3} (\rho u^2)^{-1/6}, \quad (1.1)$$

donde  $M_T$  es el momento magnético de la Tierra,  $\rho$  es la densidad y  $u$  es la velocidad de bulto del viento solar (Russell et al., 2008). Empíricamente se han determinado los tamaños de estas magnetósferas para los casos de Júpiter y Saturno y se ha encontrado que la potencia de esta relación no es  $-1/6$  como lo indica la ec. (1.1) sino que es  $-1/4.4$ . Se piensa que la razón de estas diferencias estriba en que ambas magnetósferas son fuentes de plasmas fríos que están ligados a la magnetósfera rotante de tal forma que el campo magnético se “estira” y reduce el gradiente en la presión total (Russell et al., 2008).

### 1.2.2. Toroide de material cerca de Encelado

Uno de los mayores descubrimientos de la misión CASSINI ha sido la detección de una *pluma* de partículas de hielo y polvo provenientes del polo sur de **Encelado** (Porco et al., 2006). Dicha pluma es propuesta como la fuente de material de un toroide denso y neutro, con una longitud radial de  $\sim 1.0 R_S$  desde la órbita de **Encelado** (Johnson et al., 2006a; Wilson et al., 2008). **Encelado** es un satélite de Saturno de apenas 250 km de radio, y se encuentra dentro de tal toroide de material neutro formado por átomos y moléculas de O, OH y H<sub>2</sub>O conocidas como el *grupo de agua* (Tokar et al., 2006). Este toroide originalmente fue detectado por el HUBBLE SPACE TELESCOPE (HST), pero como una región más extendida ( $2 - 8 R_S$ ) debido a la dispersión de los átomos y moléculas neutras que hace que todas estas partículas se muevan más allá de la órbita de **Encelado**. De hecho, la *ionización* y la *dispersión* son procesos que resultan del intercambio de carga en colisiones entre iones del grupo de agua, corrotando con Saturno, y neutros en el toro de **Encelado** (Johnson et al., 2005). Cabe mencionar que a esta región se le conoció anteriormente como el toroide de OH (Shemansky et al., 1993). Tal región tiene una densidad máxima de partículas de  $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  cerca de la órbita de **Encelado** ( $3.95 R_S$ ). Esta nube de OH se produce en parte por la disociación de H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>. Además, el pico en la concentración de material sugiere que la fuente más grande de material se encuentra cerca de **Encelado**. Algunos modelos indican que en la región cercana a los  $4 R_S$ , la fuente (pluma de **Encelado**) puede aportar de  $\sim 0.4 \times 10^{28}$  hasta  $\sim 1 \times 10^{28}$  moléculas de H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> cada segundo (Tokar et al., 2006).

### 1.2.3. Procesos de asimilación de masa, anillo E

Por otra parte, las magnetósferas de Júpiter y Saturno son regiones donde se han encontrado ondas e inestabilidades. En particular ondas tipo ion-ciclotrón cerca de **Io** se generan cuando neutros de SO<sub>2</sub>, SO y S de su exósfera son ionizados. Un espectro dinámico se presenta en la figura (1.6) donde se pueden ver las cinco observaciones hechas por el satélite GALILEO cerca de **Io**. Estas ondas se producen justo por debajo de la frecuencia de ciclotrón ( $\Omega_{ion} = \frac{|q|B_0}{m_{ion}}$ ) del ion cuando el proceso de asimilación de material produce un anillo frío en el espacio de velocidades. Procesos similares ocurren en el caso de Saturno, donde ondas ion-ciclotrón son generadas por iones de grupos de agua (O<sup>+</sup>, OH<sup>+</sup>, H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> y H<sub>3</sub>O<sup>+</sup>) que son asimilados de la nube neutra y el **anillo E** cerca de **Encelado** formando anillos en el espacio de velocidades. En ambos casos estas ondas son un diagnóstico de la tasa de asimilación de masa y de la composición del plasma (Russell et al., 2008).

Para las ondas ion-ciclotrón mostradas en las figuras (1.6) (a) y (b) se ha encontrado que éstas se extienden lejos de aquellos cuerpos que producen los gases que son ionizados. Una propuesta al mecanismo de transporte que hace que tales ondas se observen a estas distancias es a través de considerar neutros rápidos, acelerados inicialmente como iones para volverse a neutralizar y moverse a través de las líneas de campo magnético solamente para

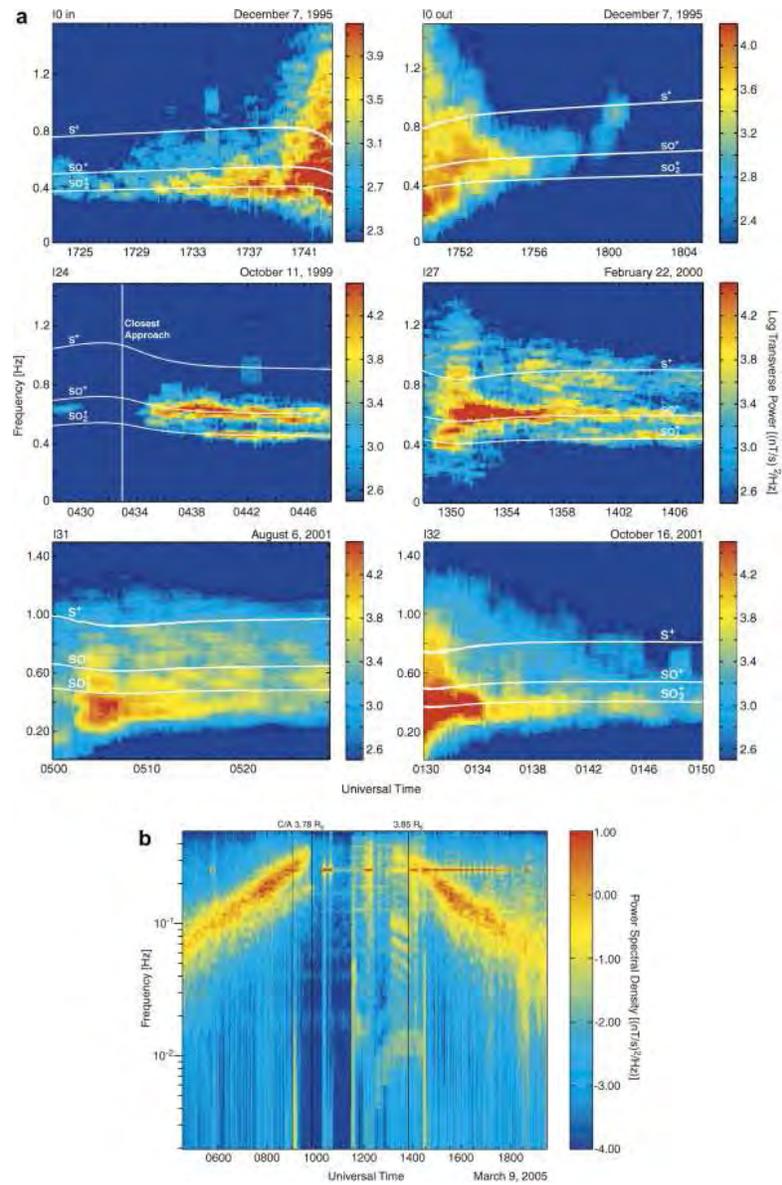


Figura 1.6: Espectros dinámicos de oscilaciones magnéticas de ondas ion–ciclitrón producidas en las rápidas magnetosferas rotantes de Júpiter y Saturno. En (a) los neutros  $\text{SO}_2$ ,  $\text{SO}$  y  $\text{S}$  son ionizados en la exósfera de Júpiter. En (b), caso de Saturno, pasa algo similar solo que en este caso son ondas ion–ciclitrón producidas por grupos de agua en el **anillo E** cerca de **Encelado**. Fuente: (Russell et al., 2008).

ionizarse nuevamente mucho más lejos de la fuente. El mecanismo para tal aceleración y el modelo de transporte ha sido discutido por Wang et al. (2001) y se muestra un esquema

de este en la figura (1.7).

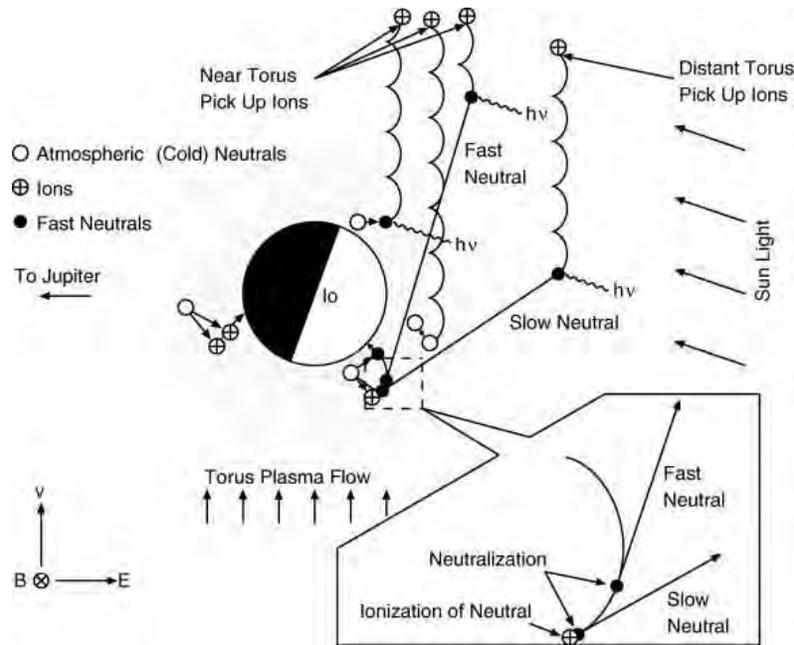


Figura 1.7: Mecanismo para crear un disco exosférico de neutros rápidos, que proporcionan una hoja de partículas que se ionizan a una cierta distancia de  $l_0$  después de que éstos tuvieron una ionización inicial seguida de una neutralización. Este mecanismo permite la emisión de energía libre en una superficie amplia (extendida) para la generación de ondas ion ciclotrón. *Fuente:* (Wang et al., 2001).

Cuando un neutro exosférico frío llega a ser ionizado este es acelerado en corrotación con el campo eléctrico. A partir de aquí comienza a girar y derivar siguiendo una trayectoria tipo cicloide. En algún punto éste podría llegar a ser neutralizado, y si permanece fuera de la exósfera, entonces seguirá una trayectoria en línea recta hasta un punto distante. Esto puede ocurrir siempre que la línea de campo tenga la misma orientación que en la región de aceleración inicial. De esta manera éste proceso puede ofrecer energía libre o disponible en la nueva región que puede permitir el crecimiento de ondas e inestabilidades en el plasma (Russell et al., 2008).

En este trabajo doctoral se estudiarán los procesos de generación de ondas en estas regiones de plasma magnetosférico. La magnetósfera media de Saturno a la altura de **Encelado**, es un lugar ideal para hacer este tipo de estudios. Esto, sin dudas, puede aportar pistas sobre el estado de una magnetósfera, así como los procesos físicos que dominan en la generación de estas inestabilidades en el plasma. Saber donde ocurren las ondas y bajo que condiciones físicas se pueden presentar, permitirá tener un mejor conocimiento en los procesos de transferencia de energía entre ondas y partículas. En general el estudio

estará basado en el análisis de las series de tiempo del campo magnético provenientes de observaciones con CASSINI. La Figura 1.8 muestra las series de campo magnético, para un intervalo de 20 min de la observación del 30 de junio de 2006 obtenida con el magnetómetro MAG abordo de CASSINI.

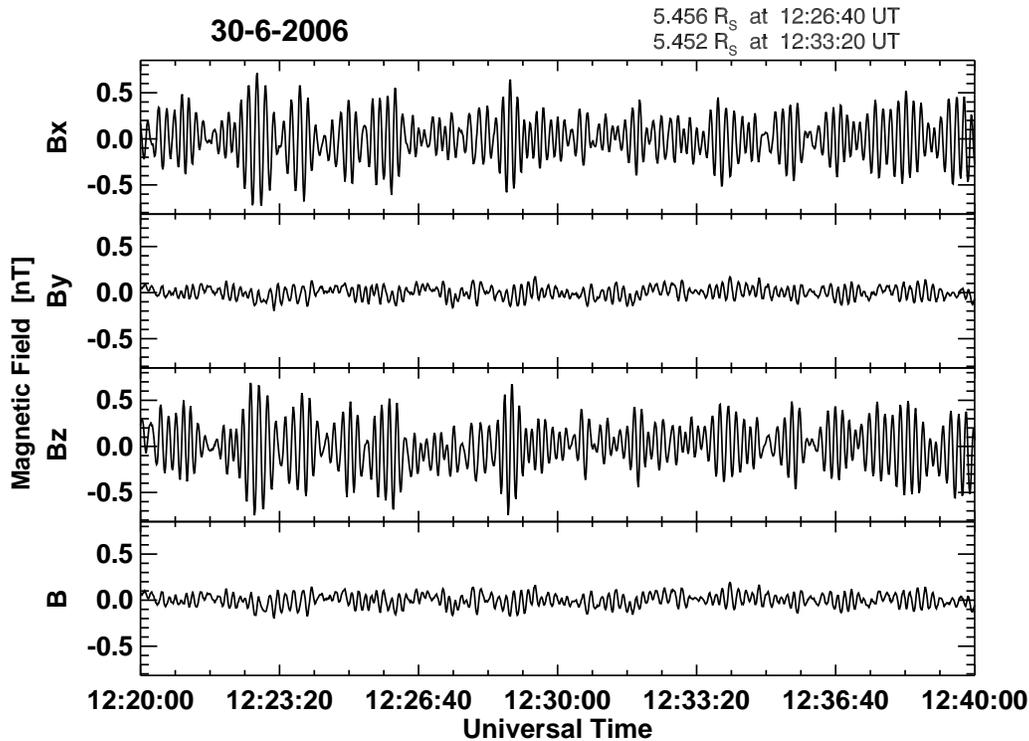


Figura 1.8: Se presentan series de campo magnético  $\mathbf{B}_o$ , para ondas ion ciclotrón en la magnetósfera media de Saturno. De arriba hacia abajo están las componentes de campo  $\mathbf{B}_x$ ,  $\mathbf{B}_y$ ,  $\mathbf{B}_z$  y  $B$  (magnitud del campo).

Las fluctuaciones en el campo mostradas en la Figura 1.8, son producidas por ondas ion ciclotrón, las cuáles se encuentran a una distancia radial de  $\sim 5.4 R_S$  ( $1 R_S = 60268 \text{ km}$ ) respecto a Saturno. Tales fluctuaciones muestran amplitudes que van de  $0.2\text{--}0.7 \text{ nT}$  dentro del intervalo mostrado en esa figura. En las secciones que vienen, mostraremos los métodos de estudio de éste tipo de datos y los resultados al aplicar diversos métodos de estudio sobre los mismos.

Por otra parte, hay otras fluctuaciones en el campo magnético conocidas como Modos Tipo Espejo (MTE) que también han sido observadas en la magnetósfera media de Saturno (Leisner et al., 2006), que al igual que las ondas ion ciclotrón pueden crecer por una alta anisotropía en la temperatura,  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$  (o presiones,  $P_{\perp}/P_{\parallel} > 1$ ). Estos modos se caracterizan por tener caídas abruptas en el campo magnético anticorrelacionadas con la densidad del plasma y son modos que no se propagan y tienen una frecuencia real igual

a cero (Krauss-Varban et al., 1994). Las magnitudes del campo magnético para intervalos de 40 minutos en 4 observaciones de CASSINI del 2005, donde se muestra como son tales fluctuaciones, pueden ser vistas en la Figura 5.6 de este trabajo. En el capítulo 5 se mostrará un análisis a detalle de este tipo de modos en la magnetósfera media de Saturno.

#### 1.2.4. Levantamiento de iones (pickup)

Cuando partículas neutras son ionizadas en regiones como las antes mencionadas, éstas comienzan a girar alrededor de las líneas del campo magnético ambiente, eventualmente son acelerados “levantados” (picked up en inglés) por el campo eléctrico convectivo ( $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ) para unirse al plasma de fondo. Procesos como la interacción onda-partícula, pueden cambiar las velocidades de los iones recién generados desde su estado inicial hasta un estado se que se parece más a la población de plasma que hay de fondo. De esta forma, dependiendo del movimiento de los neutros antes de que ellos sean ionizados y de la orientación de los campos electromagnéticos, los iones recién levantados tendrán diferentes funciones de distribución.

El levantamiento de iones ha sido observado en varios medios espaciales tales como el terrestre (Le et al., 2001), en Venus (Russell et al., 2006a), en Marte (Barabash et al., 1991; Russell et al., 1990), en Júpiter (Russell et al., 2003; Russell y Kivelson, 2001) y (Warnecke et al., 1997), en Saturno (Smith y Tsurutani, 1983; Leisner et al., 2006), así como también en cometas (Le et al., 1989; Thorne y Tsurutani, 1987). Para entender un poco más este proceso, a continuación se presentará una descripción más amplia.

Considérese un plasma magnetizado uniformemente con un campo magnético constante  $\mathbf{B}_o$  y una velocidad de bulto ó flujo  $\mathbf{v}_b$ . En tal plasma, dado que la velocidad de bulto de una población neutra es  $\mathbf{v}_n$ , después de la ionización la velocidad promedio paralela y perpendicular de la población será:

$$v_{\parallel o} = |(\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_n) \cdot \mathbf{n}|, \quad y \quad (1.2)$$

$$v_{\perp o} = |(\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_n) \times \mathbf{n}|, \quad (1.3)$$

donde  $\mathbf{n}$  es un vector unitario a lo largo de  $\mathbf{B}_o$  (Wu y Davidson, 1972). A  $v_{\parallel o}$  se le conoce como velocidad de deriva a lo largo de  $\mathbf{B}_o$  y  $v_{\perp o}$  es la velocidad de giro alrededor de las líneas de mismo campo, es decir, donde los iones recién creados son rápidamente acelerados de tal forma que sus velocidades finales describen órbitas circulares alrededor del campo magnético ambiente con una velocidad media cero relativa al plasma de fondo (background) en la dirección perpendicular. Esto generalmente se le conoce como “velocidad de levantamiento” (velocidad de inyección o de pickup),  $v_{pickup} = v_{\perp o}$ , y también se define el ángulo de levantamiento,  $\alpha$ , como el ángulo entre  $\mathbf{B}_o$  y  $\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_n$ .

En este sentido la distribución de velocidades para los iones recién creados es diferente dependiendo del medio donde se encuentren. En cometas, por ejemplo, donde los iones

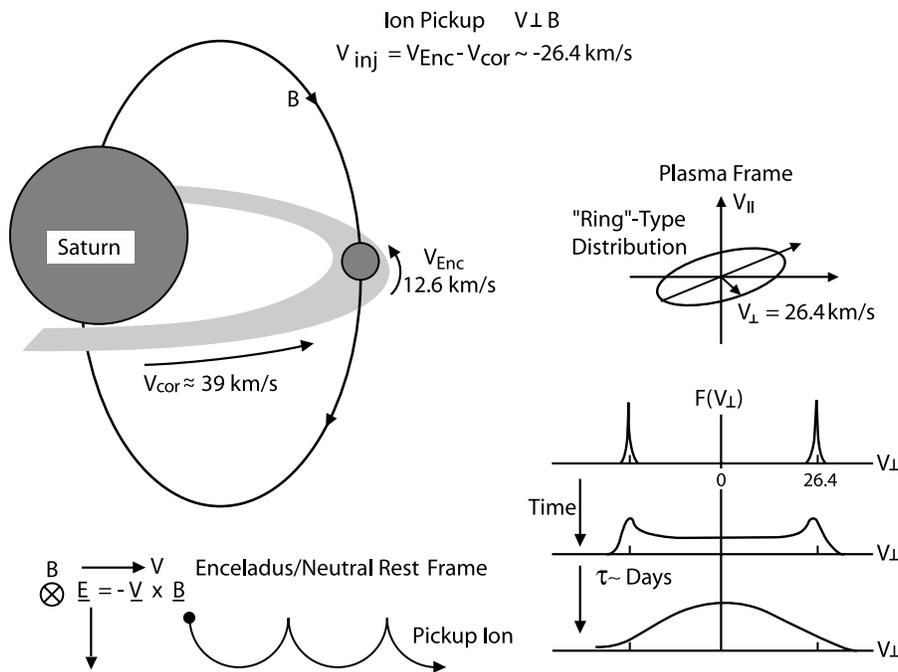


Figura 1.9: Representación gráfica del levantamiento de iones cerca de **Encelado**. En este caso se puede ver como el levantamiento de iones es a lo largo de una curva tipo cicloide en el sistema de referencia en reposo **Encelado**/nube neutra. También se muestran las distribuciones de velocidades en el sistema del plasma del toroide corrotante del bulbo en la distribución. *Fuente:* (Cowie et al., 2009; Huddleston et al., 1998).

son recogidos del viento solar, si  $\alpha = 30^\circ$  tales iones tendrán velocidades  $v_{\parallel o}$  y  $v_{\perp o}$  super-Alfvénicas. Mientras que en el caso de Júpiter y Saturno se tiene el caso en el que los iones son levantados del flujo de plasma corrotante que se encuentra cerca de las órbitas de sus satélites **Io** y **Encelado** respectivamente, de tal forma que si  $\alpha = 90^\circ$ , entonces tales iones tendrán una  $v_{\parallel o} \sim 0$  y una  $v_{\perp o}$  sub-Alfvénica.

A la distancia orbital de **Encelado** ( $\sim 4R_S$ ), el campo magnético de Saturno es prácticamente perpendicular al plasma corrotante, ya que el campo magnético del planeta es axisimétrico como se ha visto en secciones previas. De este modo los iones recién creados tendrán una velocidad de deriva muy pequeña o prácticamente cero. Por otra parte, la determinación de la velocidad de levantamiento (y el ángulo de levantamiento) también supone conocidas las velocidades de las partículas neutras en la tenue atmósfera de **Encelado** y las nubes neutras antes de que sean ionizadas así como también de la velocidad de fondo del plasma en el toroide en la posición de la ionización.

Por simplicidad se supone que los neutros en el toroide tienen velocidad relativa muy parecida a la velocidad orbital de **Encelado** ( $12.6 \text{ km s}^{-1}$ ). Además, el plasma corrotante

del toroide de material cerca de la órbita de **Encelado** se mueve a una velocidad de  $\sim 39 \text{ km s}^{-1}$ , en tal caso el campo magnético es perpendicular al plano del toroide, donde la velocidad de levantamiento de iones es considerada nominalmente de  $26.4 \text{ km s}^{-1}$  y el ángulo de levantamiento es de  $\alpha = 90^\circ$  como es indicado en la Figura 1.9. Los neutros son ionizados y acelerados en la dirección perpendicular formando “anillos” anisotrópicos en el espacio de velocidades (Cowie et al., 2009).

## 1.3. Comparación con Júpiter

Las primeras observaciones de Júpiter se atribuyen a Galileo Galilei en el año de 1610, quien reportó los movimientos de éste y de sus cuatro satélites más grandes (**Io**, **Calixto**, **Ganímedes** y **Europa**). A partir de observaciones terrestres y misiones como las: VOYAGER, PIONER, ULYSSES, GALILEO y CASSINI el panorama sobre el conocimiento del planeta poco a poco se ha ampliado. Júpiter es el planeta más grande y masivo de nuestro Sistema Solar. Tiene una masa de  $M_J = 1.9 \times 10^{27} \text{ kg} \sim 318 M_T$  y un radio de  $R_J = 71492 \text{ km} \sim 11.2 R_T$ . A diferencia de Saturno, rota más rápido con un periodo de  $9^{\text{h}}55^{\text{m}}$ . Se piensa que internamente presenta un núcleo rocoso rodeado por capas de hidrógeno metálico, e hidrógeno molecular,  $\text{H}_2$ , en las capas más externas de la atmósfera (ver Figura 1.4). Por otra parte, tiene un campo magnético muy intenso generado por corrientes en esa misma región debido a las altas conductividades del hidrógeno metálico. La existencia de un campo magnético en Júpiter se infirió a partir de las emisiones de radio no térmicas provenientes del mismo planeta (Burke y Franklin, 1955). Tal campo es dipolar, con un momento dipolar 20,000 veces más intenso que el campo magnético de la Tierra.

De los cuatro satélites Galileanos, **Io** orbita al planeta a una distancia de  $5.9 R_J$ . Esta luna presenta actividad volcánica intensa debido a las fuerzas de marea generadas por estar tan cerca del planeta gigante. Átomos neutros provenientes de las superficies y de las atmósferas de **Io** y los otros satélites Galileanos son fuentes de iones en la magnetósfera Joviana. Todo este material ionizado forma un disco magnetizado que se extiende a distancias  $> 6 R_J$ , cuyas corrientes distorsionan la configuración dipolar del campo magnético del planeta. La configuración magnetosférica del planeta tiene influencia a distancias de 30–50  $R_J$ . Más allá de esta distancia, la influencia del viento solar impacta sobre la configuración de la magnetósfera Joviana.

### 1.3.1. Toroide de plasma en Io

Ya desde 1972, Brown (1974) con ayuda de telescopios detectaron un espectro anómalo en las líneas D de sodio provenientes de **Io**, lo que indicó no solo que había material alrededor de **Io** sino que tal material era arrastrado en su órbita. Este material forma un *toroide* ionizado asimilado por la corrotación del campo eléctrico. Experimentos de radio ocultaciones durante el paso de la misión *Pioneer 10* por Júpiter en 1973 mostraron que **Io**

presentaba una ionósfera (Kliore et al., 1975, 1974). Más tarde se encontraría la existencia de nubes de azufre, potasio, oxígeno e hidrógeno en **Io**. Las naves VOYAGER 1 y 2 fueron las primeras en hacer mediciones *in situ* de las condiciones de plasma y campo en el toroide de **Io**. Estas misiones fueron seguidas por la *Ulysses* en 1992 y la *Galileo* en 1995. Se estima que la asimilación de masa en **Io** en la región del toroide es de 1 ton/s de elementos pesados ( $\text{SO}^+$ ,  $\text{SO}_2^+$ , etc). La aportación de tal material altera localmente el medio propagándose a lo largo de las líneas de campo magnético, que eventualmente impactan la atmósfera de Júpiter produciendo auroras como en el caso de la Tierra.

Las observaciones de la misión GALILEO confirmaron mucho de lo que las misiones VOYAGER encontraron, así como también hicieron énfasis en la variabilidad del toroide de **Io**. Durante el paso J0, la nave se movió río abajo de **Io** y llegó hasta 897 km de su superficie, donde detectó velocidades de bulto del plasma (Frank et al., 1996) y campos magnéticos (Kivelson et al., 1996b) los cuáles fueron característicos de una región que se le conoce como *estela* detrás de **Io**. Durante este mismo vuelo, el plasma ionosférico de **Io** tuvo una densidad de  $18000 \pm 4000$  iones/cc con una temperatura de  $1.3 \times 10^6$  K, mientras que el plasma no perturbado del toroide tuvo una densidad de  $3600 \pm 400$  iones/cc a temperaturas de  $1.2 \times 10^6$  K (Frank et al., 1996). En el vuelo más cercano a **Io**, I24, se observaron dos poblaciones de iones térmicos con  $m/q = 16$  con densidades y temperaturas de 800 iones/cc y 40 eV ( $\text{O}^+$ ) y 200 iones/cc y 160 eV ( $\text{S}^+$ ) respectivamente. Se observó también el levantamiento de iones  $\text{S}^+$  y  $\text{SO}^+$  con densidades de 100 iones/cc cada uno (Frank y Paterson, 2000). La Tabla 1.3 muestra la composición en porcentajes del toroide de **Io** observada por GALILEO en la observación del 7 de diciembre de 1995 (Frank et al., 1996).

Tabla 1.3: Composición del toroide de **Io** observado con GALILEO (Frank et al., 1996).

m/q	iones	Porcentaje
8	$\text{O}^{++}$	$15 \pm 5$
16	$\text{O}^+$ , $\text{S}^{++}$	$50 \pm 10$
32	$\text{S}^+$	$30 \pm 5$
64	$\text{SO}_2^+$	$5 \pm 2$

## 1.4. Aproximaciones teóricas

La dinámica de plasmas está gobernada por la interacción entre los transportadores de carga y los campos eléctricos y magnéticos. Si todos los campos fueran de origen externo, la física para tratamiento de fenómenos debería ser relativamente simple, sin embargo, como las partículas se mueven, ellas pueden generar localmente en el espacio concentraciones

de carga y adicionalmente campos eléctricos. En adición a estos efectos locales están los de la generación de corrientes eléctricas que a su vez pueden inducir campos magnéticos. Por estas razones, los campos internos y sus consecuencias entorno al movimiento de las partículas en los plasmas puede hacer una física más difícil para el estudio de los mismos (Baumjohann y Treumann , 1996).

Resolver la dinámica de un plasma puede aparentemente ser un método sencillo con solo resolver exclusivamente la ecuación de movimiento de cada partícula. Sin embargo, la realidad es otra puesto que los campos eléctricos y magnéticos aparecen en cada ecuación incluyendo los campos internos generados por el movimiento de partículas, de tal forma que todas las ecuaciones están acopladas y tienen que ser resueltas de forma simultánea. La solución total no solamente es difícil de obtener, sino que además resulta impráctica debido a que en general se está siempre interesado en conocer cantidades promedio como la densidad o temperatura. Generalmente se hacen aproximaciones dependiendo del problema de estudio. A continuación se presentan 4 aproximaciones que generalmente son usadas para el estudio de plasmas (Baumjohann y Treumann , 1996).

La aproximación más simple es la descripción del *movimiento de una única partícula (teoría orbital)*, que como su nombre lo dice describe el movimiento de una partícula bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos. Esta teoría no toma en cuenta el efecto colectivo del plasma ni tampoco las colisiones entre partículas, pero es útil para estudiar un plasma de baja densidad, como el que se encuentra en un anillo de corriente o para estudiar las trayectorias de partículas aceleradas en ciertos entornos, tales como iones asimilados, rayos cósmicos, etc. (Baumjohann y Treumann , 1996).

La siguiente aproximación es la *magnetohidrodinámica, (MHD)* que es el otro extremo donde **no se toman en cuenta aspectos de partículas**. En este caso el plasma es tratado como un fluido conductor con variables macroscópicas tales como densidad, temperatura y velocidad promedios. En este caso el plasma es capaz de mantener el equilibrio y es además adecuado para estudiar fenómenos de ondas de baja frecuencia de fluidos altamente conductores inmersos en campos magnéticos (Baumjohann y Treumann , 1996).

La aproximación *multi-fluido* está basada en la aproximación MHD pero aquí precisamente se consideran diferentes especies de partículas (electrones, protones y posiblemente iones más pesados), de tal forma que cada especie es considerada como un fluido separado. Lo interesante de esta aproximación es que permite la separación de campos (Baumjohann y Treumann , 1996).

Finalmente, la *teoría cinética de plasmas* es quizás la teoría más desarrollada, en el sentido de que asume aproximaciones estadísticas, ya que lejos de resolver la ecuación de movimiento de cada partícula, toma en cuenta la función de distribución del sistema de partículas bajo la consideración de estar en el espacio fase (Baumjohann y Treumann , 1996). Este tipo de teoría es muy utilizada en plasmas espaciales donde es necesario recurrir a diferentes especies de partículas para descripción de ondas e inestabilidades que simple y sencillamente las aproximaciones MHD o la de multi-fluidos no predicen o resuelven.

## 1.5. Contexto del trabajo

Antes de comenzar con la descripción general de las teorías que se pueden utilizar para el estudio de ondas y modos y antes también de dar una descripción general de las mismas, es necesario poner en contexto éste trabajo. La investigación está enfocada al estudio de ONDAS ION CICLOTRÓN, MODOS ARMÓNICOS de estas ondas y MODOS TIPO ESPEJO en la magnetósfera media de Saturno y está dividida en dos partes: una parte observacional y otra teórica. La parte observacional estará basada en el análisis de las series de tiempo de datos de campo magnético provenientes de la misión CASSINI. A los datos se les aplicarán métodos de análisis como Mínima Varianza y de Fourier para ver propiedades generales de las ondas y modos tales como polarización, ángulos de propagación, compresibilidad, frecuencias, amplitudes, etc. Toda la información obtenida en la parte observacional será de utilidad para el desarrollo de la parte teórica, donde se estudiarán las tasas de crecimiento de estos modos y ondas dadas las condiciones (temperaturas, anisotropías, densidades, etc) observadas en el plasma de esa región. El estudio teórico estará basado en teoría lineal utilizando un código de dispersión llamado WHAMP en el que se asume que tanto las ondas ion ciclotrón como los modos tipo espejo pueden crecer a partir de la misma anisotropía en la temperatura del plasma ( $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ).



---

Parte II  
Capítulo 2



# 2

## Teorías MHD y TCP

En este capítulo se discutirán fenómenos asociados a la generación de ondas e inestabilidades en plasmas espaciales a través de las teorías Magnetohidrodinámica (MHD) y Teoría Cinética de Plasmas (TCP). Cada una de estas teorías permite una descripción diferente sobre el tipo de ondas e inestabilidades del plasma. TCP no solo puede bajo ciertas aproximaciones obtener o recuperar el tipo de ondas predichas en MHD, sino que también se pueden observar otro tipo de modos y ondas que no son predichas por MHD y que son observables en plasmas espaciales.

### 2.1. Movimiento de una sola partícula

La generación de ondas e inestabilidades en regiones de interacción de plasmas espaciales, tales como magnetosferas de planetas, zonas donde hay interacción entre el viento solar y cometas o planetas sin campo magnético global, resulta ser un campo de interés actual para la comprensión de los mecanismos que gobiernan tales fenómenos. Desde el punto de vista observacional, el estudio de estas regiones cuenta ya con un gran número de datos recopilados por instrumentos abordo de naves espaciales en diversas misiones por el Sistema Solar.

Antes de continuar con toda la parte que tiene que ver con ondas e inestabilidades en plasmas espaciales, es necesario ver primero como se mueven las partículas en presencia de campos magnéticos. De esta forma, la ecuación de movimiento para una partícula de carga  $q$  bajo la acción de las fuerzas de Coulomb y Lorentz,  $F_C = qE$  y  $F_L = q(v \times B)$

respectivamente, puede ser escrita como:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.1)$$

donde  $m$  representa la masa de la partícula en cuestión y  $v$  la velocidad de la misma. Suponiendo el caso simple en ausencia de campo eléctrico, la ecuación anterior se reduce a:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.2)$$

Si se toma el producto punto entre la ecuación (2.2) y  $\mathbf{v}$ , notando que al hacer esto el producto  $\mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$  (debido a que el vector  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  es  $\perp$  a  $\mathbf{v}$ ), se obtiene la siguiente ecuación:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} = \frac{d}{dt} \left( \frac{mv^2}{2} \right) = 0, \quad (2.3)$$

lo que muestra que la energía cinética de la partícula así como la magnitud de su velocidad son constantes. Esto implica que un campo magnético estático, sea cual sea su varianza espacial, no cambia la energía cinética de la partícula.

Si ahora se adopta un campo magnetostático a lo largo del eje  $z$ , tal que se tiene que  $\mathbf{B} = B\hat{e}_z$  entonces al ser sustituido en la ec. (2.2) se pueden deducir las ecuaciones siguientes:

$$\begin{aligned} m\dot{v}_x &= qBv_y \\ m\dot{v}_y &= -qBv_x \\ m\dot{v}_z &= 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

de la última igualdad se puede ver claramente que la componente de la velocidad paralela a la dirección del campo magnético,  $v_{\parallel} = v_z$ , es constante. Si se toman las segundas derivadas de las dos primeras igualdades anteriores, se obtiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} \ddot{v}_x &= \frac{qB}{m} \dot{v}_y = -\Omega_g^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= \frac{qB}{m} \dot{v}_x = -\Omega_g^2 v_y, \end{aligned} \quad (2.5)$$

donde  $\Omega_g$  es la *giro-frecuencia* o *frecuencia ciclotrón*, que tiene signos opuestos para cargas positivas o negativas, pero a partir de este momento se adopta el signo positivo, de tal forma que:

$$\Omega_g = \frac{qB}{m}. \quad (2.6)$$

Las ecuaciones (2.5) son características de un *oscilador armónico* cuyas soluciones tienen la forma:

$$\begin{aligned}x - x_0 &= r_g \text{sen } \Omega_g t \\y - y_0 &= r_g \text{cos } \Omega_g t.\end{aligned}\quad (2.7)$$

Puesto que  $\Omega_g$  lleva el signo de la carga, la componente  $x$  tiene signos opuestos para iones y electrones, además  $r_g$  es el *radio de giro* definido como sigue:

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{|\Omega_g|} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}, \quad (2.8)$$

donde  $v_{\perp} = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$  es la velocidad constante en el plano perpendicular a  $B$ .

La interpretación física de las ecs. (2.7) muestra que la partícula describe un movimiento circular alrededor del campo magnético  $B$ , donde el sentido del giro depende de la carga de la partícula en cuestión ver figura (2.1).

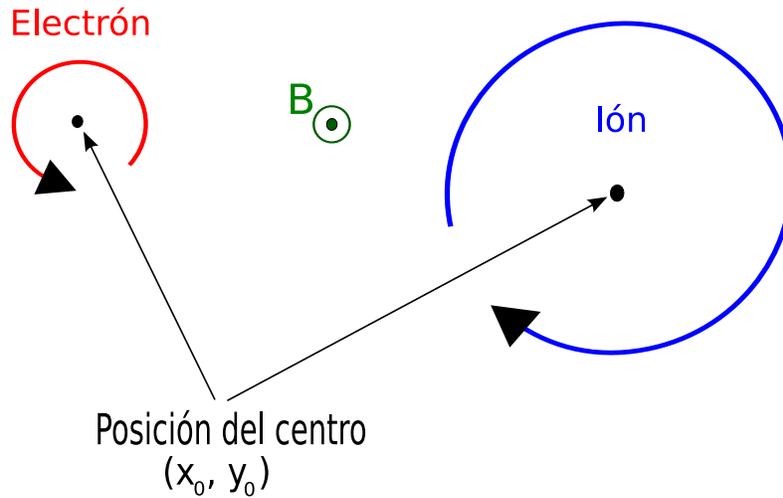


Figura 2.1: Giro de las partículas (iones y electrones) alrededor de un campo magnético. En este caso el centro de la órbita está en la posición  $(X_0$  y  $Y_0)$ . *Adaptado de: (Baumjohann y Treumann, 1996).*

De la última igualdad de las ecs. (2.4) se puede ver que la partícula adicionalmente se mueve con velocidad constante,  $v_{\parallel}$ , paralelamente al campo  $B$ . Siempre que  $v_{\parallel} \neq 0$ , la trayectoria de la partícula será una hélice tridimensional. Esta trayectoria helicoidal presenta un ángulo de paso (*pitch angle*, en inglés) definido precisamente como:

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right), \quad (2.9)$$

que como puede verse solo depende del cociente de las velocidades perpendicular y paralela al campo magnético.

## 2.2. Elementos de Teoría MHD

### 2.2.1. Descripción de un plasma en MHD

En MHD el estudio de efectos colectivos en un plasma, se puede hacer utilizando un tratamiento hidrodinámico incluyendo efectos de campos eléctricos y magnéticos así como corrientes.

En este sentido, dos relaciones de fluidos son importantes destacar en este tipo de estudios, la *ecuación de continuidad* y la *ecuación de momento*. La *ecuación de continuidad* puede dar información sobre lo que le ocurre a la densidad numérica del fluido a medida que se mueve de un lugar a otro, es decir, el número de partículas puede cambiar siempre que haya partículas fuente ganadas ( $S_s$ ) o perdidas ( $L_s$ ):

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = S_s - L_s \quad (\text{ecuación de continuidad}), \quad (2.10)$$

aquí  $n_s$ ,  $\mathbf{u}_s$ ,  $S_s$  y  $L_s$  pueden ser funciones de la posición y del tiempo. Si los términos  $S_s$  y  $L_s$  desaparecen, entonces la ec. (2.10) implica conservación de masa y si adicionalmete se asume que  $\rho = m_s n_s$  entonces esta expresión puede quedar como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}_s = 0. \quad (2.11)$$

En un fluido, el momento y la fuerza están relacionados. Está relación para una sola especie es la siguiente:

$$\rho_s \left( \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \nabla \mathbf{u}_s \right) + m_s \mathbf{u}_s (S_s - L_s) =$$

$$-\nabla p_s + \rho_{qs} \mathbf{E} + \mathbf{j}_s \times \mathbf{B} + \rho_s \mathbf{F}_g / m_s \quad (\text{ecuación de momento}), \quad (2.12)$$

donde  $\rho_{qs} = q_s n_s$  es la densidad de carga y  $\mathbf{j}_s = q_s n_s \mathbf{u}_s$  es la densidad de corriente (la carga por segundo que fluye a través de una unidad de área perpendicular a la dirección de flujo). Los tres términos del lado derecho representan la densidad de fuerzas actuando en un elemento de fluido, así se puede ver que el primer término representa las fuerzas de presión, el segundo y tercer términos representan las fuerzas ejercidas por los campos eléctricos y magnéticos respectivamente. El último término de ésta ecuación representa la densidad de fuerzas no eléctricas como la gravedad. Si se eliminan los términos de fuentes y pérdidas (segundo término del lado izquierdo de esta ecuación) y se consideran solo protones y

electrones y asumiendo que  $n_p = n_e$ , se puede obtener una ecuación de momento como sigue:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g / m_p \quad (2.13)$$

Aquí se ha supuesto que  $m_e \ll m_p$ . Finalmente cabe destacar que la presión se puede conocer usando la ley de gas ideal a través de la temperatura de plasma:

$$p = n_p \kappa T_p + n_e \kappa T_e \quad (\text{ecuación de gas ideal}), \quad (2.14)$$

si  $n_e = n_p = n$  y si iones y electrones tuviesen la misma temperatura, entonces:

$$p = 2n\kappa T. \quad (2.15)$$

En la descripción de un fluido se ha supuesto implícitamente que los tiempos de escala de interés son grandes comparados con los tiempos de movimientos microscópicos de partículas (periodos de movimiento ciclotrón y al inverso de la frecuencia de plasma). Bajo estas hipótesis es apropiado usar formas aproximadas de las ecuaciones de Maxwell.

En este sentido para cambios lentos sobre distancias grandes y flujos no-relativistas requeridos en MHD, se puede obtener una expresión para la ley de Ampere en este límite como sigue:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{ley de Ampere en el límite MHD}). \quad (2.16)$$

Usando argumentos similares, la ecuación de continuidad de corriente puede ser escrita de forma útil como:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (\text{densidad de corriente}). \quad (2.17)$$

Esta ecuación implica que todas las corrientes en sistemas MHD deben cerrar en sí mismas, es decir, no hay fuentes de carga ni sumideros. En MHD el requerimiento sobre la divergencia de  $\mathbf{B}$  permanece sin cambios, es decir  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , así como el caso de la ley de Faraday:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{ley de Farady}). \quad (2.18)$$

Por otra parte, la ecuación de Poisson puede ser escrita como:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_q / \epsilon_0 \quad (\text{ecuación de Poisson}), \quad (2.19)$$

siendo  $\rho_q$  la densidad de carga neta. Sin embargo como la densidad de carga no entra en ninguna de las ecuaciones anteriores, entonces esta ecuación no es necesaria. Hasta aquí se puede ver que se tienen 14 términos desconocidos:  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$  y  $p$  (tres componentes por cada vector) y sin embargo solo se tienen 10 ecuaciones independientes debido a que

si se toma la divergencia de ambos lados de la ecuación de Faraday, ec. (2.18) se puede encontrar que  $\partial \nabla \cdot \mathbf{B} / \partial t = 0$ , lo que implica que  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  siempre es cero.

Se puede utilizar una ecuación más que sería la conservación de la energía:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + U \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + U \right) \mathbf{u} + p \mathbf{u} + \mathbf{q} \right] = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{F}_g / m. \quad (2.20)$$

Esta ecuación introduce el flujo de calor,  $\mathbf{q}$  y la densidad de energía interna de un plasma monoatómico,  $U$ , donde  $U = nN\kappa T/2$  y con  $N$  el número de grados de libertad.

Finalmente a través de la ley de Ohm, que establece la relación entre una corriente y el campo, se pueden determinar las tres ecuaciones restantes para completar el sistema. De esta forma la ley de Ohm se puede poner como:

$$\mathbf{j} = \sigma \left\{ (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{ne} \nabla p_e - \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{m_e}{ne^2} \left[ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{j} \mathbf{u}) \right] \right\}, \quad (2.21)$$

donde

$$\mathbf{j} = \sum_s q_s n_s \mathbf{u}_s.$$

En plasmas magnetizados, la conductividad eléctrica  $\sigma$  generalmente es introducida como un tensor. Frecuentemente los últimos términos del lado derecho de la igualdad anterior pueden ser “removidos” teniendo que:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.22)$$

De esta forma un plasma sin colisiones se puede satisfacer solo si:

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.23)$$

de tal forma que esta ecuación puede ser usada para completar el conjunto de 14 ecuaciones independientes para usarse en MHD y de esta forma tratar de encontrar soluciones a problemas específicos. Cabe destacar que esta aproximación no es válida cuando variaciones temporales rápidas son importantes.

### 2.2.2. Ondas en MHD

Las ondas surgen de perturbaciones en un sistema. Un ejemplo es una onda de sonido en un gas neutro. En la dinámica de un gas neutro, las ondas electromagnéticas no tienen un rol importante ya que la perturbación subsecuente genera solo un cambio en la presión, es decir, las ondas de sonido solo pueden llevar perturbaciones de presión. En un plasma magnetizado la dinámica no es solo controlada por cambios de presión sino también por

el campo electromagnético. Para el caso MHD, se encuentra que las perturbaciones son gobernadas por ecuaciones de onda que admiten soluciones de senos y cosenos (o exponenciales complejas) que dependen de  $\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$ . Tales soluciones son ondas planas propagándose paralelas a  $\mathbf{k}$  con frecuencia angular  $\omega$  y longitud de onda  $\lambda = 2\pi/k$ . En cuyo caso la velocidad de fase de la onda se puede expresar como:

$$\mathbf{v}_{ph} = \hat{\kappa}(\omega/k). \quad (2.24)$$

La energía de la onda es llevada en la velocidad de grupo

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\kappa}\omega = \hat{\mathbf{e}}_x \frac{\partial\omega}{\partial k_x} + \hat{\mathbf{e}}_y \frac{\partial\omega}{\partial k_y} + \hat{\mathbf{e}}_z \frac{\partial\omega}{\partial k_z}. \quad (2.25)$$

Estas ecuaciones que determinan como  $\omega$  cambia o depende de  $k$  son llamadas relaciones de dispersión.

En un plasma tibio MHD, tres diferentes soluciones de onda pueden ser obtenidas. Dos de los modos de ondas pueden llevar cambios del plasma, presión magnética y cambios de densidad del plasma, lo que es conocido como ondas compresivas. Cuando las líneas de campo se deforman, el tipo de ondas que se pueden generar se llaman ondas de Alfvén no compresivas. A continuación se presenta las características generales de estas ondas en MHD:

- **Ondas de Alfvén.** Las ondas de Alfvén son transversales y su propagación depende únicamente de propiedades del medio, como son la densidad  $\rho$  y el campo magnético  $\mathbf{B}$  del plasma. De hecho la velocidad de estas ondas está dada por:  $v_A^2 = B^2/\mu_0\rho$ , donde  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  es la constante magnética. Estas ondas no son compresivas y se propagan a lo largo del campo magnético  $\mathbf{B}$ . Adicionalmente la velocidad de fase de estas ondas se expresa como:

$$v_{ph} = v_A \cos \theta, \quad (2.26)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre  $\mathbf{k}$  y  $\mathbf{B}$ . La velocidad de grupo de estas ondas está alineada con  $\mathbf{B}$ , por lo que la energía de las ondas es llevada a lo largo de la dirección del campo magnético de fondo. En el caso de  $\mathbf{k}$  y  $\mathbf{B}$  oblicuos la dirección de perturbación del campo magnético es perpendicular a ambos.

En un medio MHD también pueden propagarse ondas compresivas. De la ecuación de dispersión que describe ondas MHD en medios compresibles, se pueden desprender dos soluciones extras que son (Parks, K. G. , 1991):

$$2v_{ph}^2 = (v_A^2 + c_s^2) \pm [(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4c_s^2v_A^2\cos^2\theta]^{1/2}, \quad (2.27)$$

dónde  $v_A \equiv$  velocidad de Alfvén,  $c_s \equiv$  velocidad del sonido y  $\theta \equiv$  ángulo que hace el campo magnético  $\mathbf{B}$  con el vector de propagación  $\mathbf{k}$ . Puesto que el discriminante

de esta ecuación es definido como positivo, entonces sólo hay dos posibles soluciones reales positivas para  $V_{ph}^2$ . Estas dos soluciones corresponden a:

- **MHD rápidas** (signo +). Aquí el transporte de energía y su propagación se dan en cualquier dirección. Un efecto observado en estas ondas compresivas es que la presión magnética aumenta cuando la densidad del plasma aumenta, lo que significa que hay una correlación constructiva entre  $\rho$  y  $\mathbf{B}$ .
- **MHD lentas** (signo -). Aquí el transporte de energía se da en direcciones cercanas a la línea de campo magnético, es decir, no se pueden propagar en dirección ortogonal ( $\theta = \pi/2$ ) a  $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ , ya que en esa dirección la velocidad de fase es cero. Cuando una onda de este tipo comprime al plasma, se observa que  $\mathbf{B}$  disminuye provocando solo ligeros incrementos en la presión del mismo, en este caso se puede decir que  $\rho$  y  $\mathbf{B}$  están anticorrelacionados.

La propagación de estas ondas es gobernada por la dirección y fuerza del campo magnético  $\mathbf{B}$ , así como por la densidad  $\rho$  del medio. También de la ecuación (2.27) es fácil ver que cuando  $\theta = \pi/2$ , ésta se puede reducir a:

$$\begin{aligned} v_{ph}^2 &= v_A^2 + c_s^2 & (\text{signo } +) \\ &= 0 & (\text{signo } -), \end{aligned} \quad (2.28)$$

y cuando  $\theta = 0$ , se tiene que el discriminante llega a ser  $|v_A^2 - c_s^2|^2$  y entonces dependiendo de los casos  $v_A > c_s$  ó  $v_A < c_s$  se puede obtener lo siguiente:

$$\begin{aligned} v_{ph}^2 &= c_s^2 & (\text{signo } +) & \text{ si } c_s > v_A \\ &= v_A^2 & (\text{signo } +) & \text{ si } c_s < v_A \\ &= c_s^2 & (\text{signo } -) & \text{ si } c_s < v_A \\ &= v_A^2 & (\text{signo } -) & \text{ si } c_s > v_A \end{aligned} \quad (2.29)$$

En la figura (2.2) se muestran las velocidades de fase de los dos modos en un diagrama polar para ambos casos,  $v_A > c_s$  ó  $v_A < c_s$ . Cabe decir que los modos viajando a lo largo de la dirección de  $\mathbf{B}$  ( $\theta = 0$ ) en ec. 2.29 se llaman *modos modificados de ondas de Alfvén*, mientras que los que se propagan perpendiculares a  $\mathbf{B}$  ( $\theta = \pi/2$ ) son llamados *ondas magnetosónicas*. Sin embargo, en la realidad se observa que es posible generar muchos más tipos de ondas, que son una combinación de estos modos fundamentales.

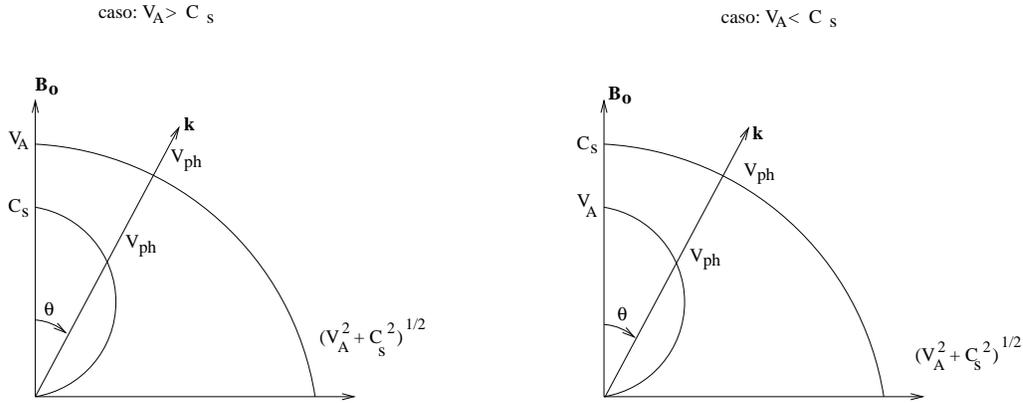


Figura 2.2: Velocidades de fase como una función de la dirección de propagación  $\theta$  para ondas en medios compresivos MHD, tomado de (Parks, K. G., 1991).

## 2.3. Elementos de Teoría Cinética de Plasmas

### 2.3.1. Funciones de distribución

Un plasma es un sistema que contiene un gran número de partículas cargadas móviles. Cada partícula como ya fue presentado anteriormente, genera sus propios campos eléctricos y magnéticos que interactúan con los campos microscópicos de otras partículas. Los campos eléctricos y magnéticos globales son las sumas de todas las contribuciones microscópicas de partículas. Estos campos globales tienen una estructura espacial complicada que varía en diferentes escalas de tiempo. Hacer una simulación completa de un plasma por la integración de la ecuaciones de Lorentz para todas las partículas y las correspondientes ecuaciones microscópicas de Maxwell es demasiado complicado aún utilizando las mejores computadoras.

Una forma de resolver el problema es utilizando una *función de distribución de densidad* en el espacio fase. Esto es razonable si se piensa que cada partícula siente el efecto de muchas otras simultáneamente y no solamente de aquellas que están más cerca. Como ya se vió en la unidad teórica anterior esto solo ocurre en la esfera de Debye. En este caso se considerará al espacio fase definido por las coordenadas  $x, y, z, w_x, w_y, w_z$ .

De esta manera un elemento de volumen en el espacio de configuración está definido como:  $\Delta^3\mathbf{r} = \Delta x \Delta y \Delta z$ . Es un elemento de volumen finito, suficientemente grande para contener un gran número de partículas, pero suficientemente pequeño en comparación con las longitudes características de la variación espacial de cantidades físicas del sistema como la temperatura o la densidad. Referirse a una partícula dentro de un volumen  $\Delta^3\mathbf{r}$ , en la posición  $\mathbf{r}$ , significa que su coordenada  $x$  está entre  $x$  y  $x + \Delta x$  y así respectivamente para sus coordenadas  $y$  y  $z$ . Adicionalmente cada partícula tiene una velocidad  $\mathbf{w}$  en el espacio de velocidades. En este caso el elemento de volumen en el espacio de velocidades es representado como:  $\Delta^3\mathbf{w} = \Delta w_x \Delta w_y \Delta w_z$ , cuyo significado es semejante al caso de las

posiciones solo que ahora se habla de velocidades.

De esta manera en el *espacio fase* un elemento de volumen puede ser imaginado como un cubo seis-dimensional:  $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w} = \Delta x\Delta y\Delta z\Delta w_x\Delta w_y\Delta w_z$ . Hay que notar que al interior de  $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}$ , en la posición  $(\mathbf{r}, \mathbf{w})$  del *espacio fase*, hay solamente aquellas partículas al interior de  $\Delta^3\mathbf{r}$  alrededor de  $\mathbf{r}$  cuyas velocidades caen dentro de  $\Delta^3\mathbf{w}$  alrededor de  $\mathbf{w}$ . En general cada punto al interior de este volumen es función del tiempo y de la posición al espacio fase. Las coordenadas  $\mathbf{r}$  y  $\mathbf{w}$  son variables independientes. En particular  $\mathbf{w}$  no es la velocidad de una partícula individual y tampoco es la velocidad del fluido de un elemento de plasma (Goossens, M., 2003).

La *función de distribución* en el *espacio fase*,  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$ , es la densidad de puntos representativos en el *espacio fase* para partículas de tipo  $\alpha$ , que es el número de partículas  $\alpha$   $\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  dentro de  $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}$ , en la posición  $(\mathbf{r}, \mathbf{w})$  es:

$$\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) \times \Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}. \quad (2.30)$$

Algunas de las propiedades que tiene la *función de distribución*, que son indudablemente de interés para la descripción de diversos plasmas, se muestran a continuación:

- En general esta función no da la posición exacta de las partículas en el volumen en el *espacio fase*.
- Se considera continua siempre y cuando no varíe rápidamente entre elementos de volumen vecinos.
- Es una función finita y positiva en cualquier tiempo.
- Debe tender a cero cuando la velocidad tiende a infinito.
- Si es función de la posición del vector  $\mathbf{r}$ , se dice que es *no uniforme*. Si es independiente de la posición entonces la función será *uniforme*.
- Si hay dependencia de la orientación del vector velocidad  $\mathbf{w}$  se dice que es una función *anisotrópica*, en caso contrario se habla de una función *isotrópica*.

### 2.3.2. Cantidades Macroscópicas

La *función de distribución* contiene toda la información del sistema que se tiene bajo estudio. Si se conoce la  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  de un sistema, entonces es posible calcular todas las cantidades macroscópicas del fluido relacionadas con las partículas de tipo  $\alpha$  y del plasma como un todo. De este modo la densidad de partículas en el espacio de configuración de partículas de especie  $\alpha$ ,  $n_\alpha(\mathbf{r}, t)$  es simple y sencillamente la integral de la *función de distribución* en el espacio de velocidades. La densidad de masa en el espacio de configuración de partículas de especies  $\alpha$ ,  $\rho_\alpha(\mathbf{r}, t)$ , pueden ser calculadas de la forma siguiente (Goossens, M., 2003):

$$\begin{aligned}
n_\alpha(\mathbf{r}, t) &= \int f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d^3\mathbf{w} \\
\rho_\alpha(\mathbf{r}, t) &= n_\alpha(\mathbf{r}, t) m_\alpha \\
n(\mathbf{r}, t) &= \sum_\alpha n_\alpha(\mathbf{r}, t) \\
\rho(\mathbf{r}, t) &= \sum_\alpha \rho_\alpha(\mathbf{r}, t),
\end{aligned} \tag{2.31}$$

$m_\alpha$  es la masa de una partícula de la especie  $\alpha$ . La velocidad de las partículas de tipo  $\alpha$  como un todo,  $\mathbf{v}_\alpha(\mathbf{r}, t)$ , se puede calcular como el promedio pesado de  $\mathbf{w}$  con  $f_\alpha$  (función de peso); de esta manera la velocidad de bulo del plasma  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  es el promedio pesado de las velocidades  $\mathbf{v}_\alpha(\mathbf{r}, t)$  de las diferentes especies con las densidades de masa  $\rho_\alpha(\mathbf{r}, t)$  como factores de peso (Goossens, M., 2003):

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_\alpha(\mathbf{r}, t) &= \langle \mathbf{w} \rangle = \frac{1}{n_\alpha(\mathbf{r}, t)} \int \mathbf{w} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d^3\mathbf{w} \\
\rho \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) &= \sum_\alpha \rho_\alpha \mathbf{v}_\alpha(\mathbf{r}, t).
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Una vez que se determina la velocidad de las partículas de especie  $\alpha$ , se puede definir una velocidad al azar de las partículas de tipo  $\alpha$  respecto del fluido de partículas de tipo  $\alpha$  como:

$$\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t) = \mathbf{w} - \mathbf{v}_\alpha(\mathbf{r}, t). \tag{2.33}$$

No se espera que el sistema alcance un equilibrio térmico, sin embargo, es posible usar la energía cinética promedio de estos movimientos al azar  $\frac{m_\alpha}{2} \langle |\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle$  para poder definir la velocidad térmica  $v_{t,\alpha}$  y la temperatura  $T_\alpha$  de las partículas de tipo  $\alpha$ . De este modo, la temperatura  $T$  del plasma es una medida de la energía cinética de movimientos aleatorios con respecto a todo el plasma (Goossens, M., 2003):

$$\begin{aligned}
v_{t,\alpha}^2 &= \frac{1}{3} \langle |\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle = \frac{1}{n_\alpha} \int |\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t)|^2 f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d^3\mathbf{w} = \frac{\kappa_B T_\alpha}{m_\alpha} \\
3\kappa_B n T &= \sum_\alpha n_\alpha m_\alpha \langle |\mathbf{w} - \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle \\
&= \sum_\alpha m_\alpha \int |\mathbf{w} - \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)|^2 f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d^3\mathbf{w},
\end{aligned} \tag{2.34}$$

donde  $\kappa_B$  es la constante de Boltzmann ( $\kappa_B = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ). La temperatura cinética  $T$  puede ser formalmente calculada para cualquier tipo de distribución. Esta temperatura puede ser calculada para plasmas que se encuentren cerca del equilibrio térmico.

Además, se debe tomar en cuenta que en un plasma, cada especie de partículas tiene su propia *función de distribución*, de tal modo que las temperaturas de cada especie puede diferir una de otra. También se debe tomar en cuenta que en un plasma anisotrópico las temperaturas paralelas y perpendiculares al campo magnético ( $T_{\perp}$  y  $T_{\parallel}$ ) pueden ser diferentes, ya que las distribuciones de partículas tienen distintas dependencias en estas direcciones. Esta diferencia se puede mantener por ausencia de colisiones. La velocidad  $v_{t,\alpha}$  definida en la ec. (2.34) es la *velocidad media cuadrática* de las velocidades aleatorias en cualquier dirección (Goossens, M., 2003). De este modo la energía cinética promedio de una partícula tipo  $\alpha$  debido a los movimientos aleatorios con respecto al fluido de partículas  $\alpha$  es:

$$\frac{m_{\alpha}}{2} \langle |\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle = \frac{3m_{\alpha}}{2} v_{t,\alpha}^2 = \frac{3m_{\alpha}}{2} k_B T_{\alpha} \quad (2.35)$$

No hay necesariamente equipartición de la energía de los movimientos aleatorios en las tres direcciones espaciales.

Finalmente también se puede calcular la densidad de carga eléctrica  $Q_{\alpha}$  y la densidad de corriente eléctrica  $\mathbf{j}_{\alpha}$  para partículas de tipo  $\alpha$  vía la densidad numérica  $n_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ , la carga eléctrica por partícula  $q_{\alpha}$  y la velocidad de las partículas tipo  $\alpha$  como un conjunto (Goossens, M., 2003):

$$\begin{aligned} Q_{\alpha}(\mathbf{r}, t) &= n_{\alpha}(\mathbf{r}, t) q_{\alpha}, \quad \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = Q_{\alpha}(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}_{\alpha}(\mathbf{r}, t) \\ Q(\mathbf{r}, t) &= \sum_{\alpha} Q_{\alpha}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Es importante mencionar que en esta descripción de plasma los campos son globales,  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  que están asociados con la densidad de carga total  $Q$  y la densidad de corriente eléctrica total  $\mathbf{j}$  y que satisfacen las ecuaciones macroscópicas de Maxwell.

### 2.3.3. Ecuación de Boltzmann

La evolución de la *función de distribución*  $f_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  en el espacio y tiempo está gobernada por una ecuación diferencial parcial que es conocida como la *ecuación de Boltzmann*. De esta forma suponiendo partículas tipo  $\alpha$  con masa  $m_{\alpha}$  y carga  $q_{\alpha}$  que quedan sujetas a una *fuerza externa*  $\mathbf{F}_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$ . Por ejemplo, para partículas en un campo electromagnético y gravitacional, esta fuerza se expresa como:

$$\mathbf{F} = m_{\alpha} \mathbf{g} + q_{\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{w} \times \mathbf{B}), \quad (2.37)$$

donde  $\mathbf{g}$  es la aceleración gravitacional.

En ausencia de interacciones entre partículas, todas las partículas que están en el elemento de volumen  $\Delta^3 \mathbf{r} \Delta^3 \mathbf{w}$  del espacio fase en la posición  $(\mathbf{r}, \mathbf{w})$  y al tiempo  $t$  estarán en un tiempo posterior en el volumen  $\Delta^3 \mathbf{r}' \Delta^3 \mathbf{w}'$  en la posición  $(\mathbf{r}', \mathbf{w}')$  al tiempo  $t' = t + \Delta t$  de tal forma que:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{w}\Delta t, \quad \mathbf{w}' = \mathbf{w} + \mathbf{a}\Delta t, \quad \mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m_\alpha},$$

donde  $\mathbf{a}$  es el vector aceleración. En este caso  $\Delta t$  se considera un intervalo de tiempo muy corto.

De la ec. (2.30), se tiene que el número de partículas en el elemento de volumen  $\Delta^3\mathbf{r}'\Delta^3\mathbf{w}'$  en la posición  $(\mathbf{r}', \mathbf{w}')$  y en el tiempo  $t' = t + \Delta t$  es:

$$\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t') = f_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t') \Delta^3\mathbf{r}'\Delta^3\mathbf{w}'. \quad (2.38)$$

Para poder pasar este número de partículas en términos de las variables  $(\mathbf{r}, \mathbf{w})$  anteriores, es necesario realizar la operación siguiente:

$$\Delta^3\mathbf{r}'\Delta^3\mathbf{w}' = J\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}, \quad (2.39)$$

donde  $J = \det M$  es el *jacobiano* de la transformación de  $(\mathbf{r}, \mathbf{w})$  a  $(\mathbf{r}', \mathbf{w}')$ . Además como se puede notar que:

$$M = \frac{D(\mathbf{r}', \mathbf{w}')}{D(\mathbf{r}, \mathbf{w})}, \quad (2.40)$$

es una matriz de  $6 \times 6$ . Los elementos de la diagonal de  $M$  son iguales a la unidad y fuera de esta son proporcionales a  $\Delta t$ . En este sentido  $J = 1 + O((\Delta t)^2)$ .

De las características generales de  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  dos son muy importantes para lo que sigue y es que ésta es una función continua y diferenciable. Así expandiéndola en series de Taylor se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} f_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t') &= f_\alpha(\mathbf{r} + \mathbf{w}\Delta t, \mathbf{w} + \mathbf{a}\Delta t, t + \Delta t) \\ &= f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) + \mathbf{w} \cdot \nabla_x f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)\Delta t + \mathbf{a} \cdot \nabla_w f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)\Delta t \\ &\quad + \frac{\partial f_\alpha}{\partial t}\Delta t + O((\Delta t)^2), \end{aligned}$$

donde  $\nabla_x$  y  $\nabla_w$  es el operador  $\nabla$  en los espacios de configuración y velocidades respectivamente. De esta manera finalmente se puede realizar la siguiente diferencia de números:

$$\begin{aligned} &\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t') - \Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = \\ &\left[ \left( \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \nabla_x f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_w f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) \right) \Delta t + O((\Delta t)^2) \right] \Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}. \end{aligned}$$

En ausencia de colisiones el número de partículas permanece invariante de tal forma que el lado derecho de la ecuación anterior es cero. Al dividir lo que quede de esa ecuación por

el elemento de volumen  $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}$  y puesto que  $\Delta t \rightarrow 0$  se obtiene finalmente la *ecuación de Boltzmann sin colisiones* o también conocida como la *ecuación de Vlasov*

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \nabla_x f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_w f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = 0. \quad (2.41)$$

Sin embargo cuando las colisiones son importantes  $\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t) - \Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) \neq 0$  de tal forma que algunas de las partículas que estaban inicialmente en el elemento de volumen  $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}$  pueden ser removidas de este elemento y terminar en el elemento de volumen  $\Delta^3\mathbf{r}'\Delta^3\mathbf{w}'$ , de tal forma que la variación (reflejada como ganancia o pérdida) de partículas de tipo  $\alpha$  por unidad de volumen en el espacio fase y unidad de tiempo debido a colisiones es denotado por:

$$\left( \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_{col}. \quad (2.42)$$

De esta manera la diferencia en número de partículas será entonces:

$$\Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}', \mathbf{w}', t) - \Delta^6 N_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = \left( \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_{col} \Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{w}\Delta t. \quad (2.43)$$

Dicho de otra forma la *ecuación de Boltzmann con colisiones* puede ser escrita como sigue:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \nabla_x f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_w f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = \left( \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_{col}. \quad (2.44)$$

Precisamente esta ecuación fue derivada por Boltzmann en 1872. Es importante mencionar que son básicamente dos fuerzas las que actúan sobre las partículas en la ecuación de Boltzmann, la primera tiene que ver con la fuerza de gran alcance de Lorentz ( $\mathbf{E} + \mathbf{w} \times \mathbf{B}$ ) y la gravitacional  $m_\alpha \mathbf{g}$ , siendo  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{g}$  campos globales y la segunda tiene que ver con el hecho de que al existir colisiones, relacionadas con fuerzas de corto alcance en la esfera de Debye. En el caso de plasmas astrofísicos, las colisiones que dominan son colisiones de Coulomb tipo elásticas. Aunque hay que recalcar que muchos plasmas son *sin colisiones*.

También es importante remarcar que la ecuación de Boltzmann, ec.(2.44), junto con las ecuaciones de Maxwell,

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{Q}{\epsilon}, \end{aligned} \quad (2.45)$$

forman un sistema completo de ecuaciones, además puesto que  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  es conocida, entonces cualquier cantidad macroscópica, como densidad, temperatura y presión pueden ser calculadas por la integración de esta función de distribución en el espacio de velocidades (Goossens, M. , 2003).

### 2.3.4. Ejemplos de funciones de distribución

Supóngase ahora que se tiene un sistema de partículas en estado de equilibrio, esto significa que está libre de fuerzas externas. En estado de equilibrio las interacciones de partículas no producen ningún cambio en la función de distribución con el paso del tiempo y tampoco hay variaciones espaciales en la densidad numérica de partículas. En este caso la función de distribución estará dada por la *función de distribución de Maxwell-Boltzmann*:

$$f_\alpha(w_x, w_y, w_z) = n \left( \frac{m}{2\pi\kappa_B T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m(w_x^2 + w_y^2 + w_z^2)}{2\kappa_B T} \right). \quad (2.46)$$

En este caso la densidad  $n$  y temperatura  $T$  son constantes. Esta función es independiente del tiempo, uniforme e isotrópica. Cualquiera que sea la velocidad de distribución de un sistema que inicialmente no esté en equilibrio, tenderá a la ecuación (2.46) con el transcurso del tiempo, siempre que el sistema sea mantenido aislado de la acción de fuerzas externas.

Por otro lado la función de distribución  $g(w_x)$  para la componente  $w_x$ , se puede obtener de integrar sobre  $w_y$  y  $w_z$

$$g(w_x) = n \left( \frac{m}{2\pi\kappa_B T} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mw_x^2}{2\kappa_B T} \right), \quad (2.47)$$

con expresiones similares para  $w_y$  y  $w_z$ . cada componente de velocidad tiene una distribución *Gaussiana* con un valor promedio  $\langle w_i \rangle = 0$ ,  $i = x, y, z$ . Tanto la ecuación (2.46) como la (2.47) están normalizadas ya que  $\int_{-\infty}^{+\infty} g(w_x) dw_x = n$ , y la  $\int f(w_x, w_y, w_z) d\mathbf{w} = n$ , siendo  $n$  la densidad de partículas en el espacio fase.

El hecho de que  $\langle w_i \rangle = 0$  para  $i = x, y, z$ , significa que no hay movimiento translacional del sistema como un todo. Las velocidades  $\mathbf{w}$  son completamente velocidades al azar. Por otra parte,  $\langle w_i^2 \rangle$  para  $i = x, y, z$  es positivo ya que  $\frac{m}{2} \langle w^2 \rangle = \frac{3m}{2} \langle w_x^2 \rangle$  es la energía cinética promedio de movimientos aleatorios de las partículas. La energía cinética promedio de movimientos aleatorios para la ecuación (2.46) está relacionada con la temperatura como sigue:

$$v_t^2 = \frac{\langle w^2 \rangle}{3} = \langle w_x^2 \rangle = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{+\infty} w_x^2 g(w_x) dw_x = \frac{\kappa_B T}{m}. \quad (2.48)$$

Por otro lado la energía cinética promedio de movimientos al azar es:

$$\frac{m}{2} \langle w^2 \rangle = \frac{3m}{2} v_t^2 = \frac{3}{2} \kappa_B T, \quad (2.49)$$

donde adicionalmente hay equipartición de la energía. De este modo la ecuación (2.46) puede ser reescrita como:

$$f(w_x, w_y, w_z) = \frac{n}{(\sqrt{2\pi}v_t)^3} \exp\left(-\frac{w^2}{2v_t^2}\right). \quad (2.50)$$

La distribución clásica de Maxwell–Boltzmann tiene  $\langle \mathbf{w} \rangle = 0$ , lo que indica que no hay una velocidad macroscópica en el sistema. Si se introduce una velocidad macroscópica como  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)^t$  se tendrá entonces una *función de distribución Maxwell–Boltzmann “corrida”* como la siguiente:

$$f(w_x, w_y, w_z) = n \left( \frac{m}{2\pi\kappa_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m |\mathbf{w} - \mathbf{v}|^2}{2\pi\kappa_B T}\right). \quad (2.51)$$

En este sentido ahora se tiene que  $\langle w_x \rangle = v_x$ ,  $\langle w_y \rangle = v_y$ ,  $\langle w_z \rangle = v_z$ ,  $\langle \mathbf{w} \rangle = \mathbf{v}$  y  $\mathbf{w} - \mathbf{v} = \mathbf{u}$  una velocidad relativa de partículas.

En algunos casos, los plasmas pueden tener una función de distribución anisotrópica, que puede ser aproximada por una *bi-Maxwelliana* (ver Figura 2.3) con temperaturas diferentes a lo largo del campo magnético y perpendicular a éste. De esta forma tomando la dirección  $z$  como la dirección del campo magnético esta función se puede escribir como:

$$f(w_{\parallel}, w_{\perp}) = \frac{n}{(\sqrt{2\pi}v_{t\parallel})(\sqrt{2\pi}v_{t\perp})^2} \exp\left(-\frac{w_{\perp}^2}{2v_{t\perp}^2} - \frac{w_{\parallel}^2}{2v_{t\parallel}^2}\right), \quad (2.52)$$

aquí en este caso se tiene que:

$$v_{t\parallel}^2 = \frac{\kappa_B T_{\parallel}}{m}, \quad v_{t\perp}^2 = \frac{\kappa_B T_{\perp}}{m}, \quad (2.53)$$

$w_{\parallel}$  es la componente de  $\mathbf{w}$  paralela al campo magnético  $\mathbf{B}$  y finalmente  $w_{\perp}^2 = w_x^2 + w_y^2$ .

Una representación gráfica de  $g(w_x)$  y sus respectivas isolíneas para una Maxwelliana y una Maxwelliana corrida se presentan en los paneles a) y b) de la Figura 2.3. Así mismo  $f(w_{\parallel}, w_{\perp})$  para una bi-Maxwelliana y una bi-Maxwelliana con un haz de partículas rápidas se presentan en los paneles c) y d) de esa misma figura.

Cabe mencionar que la función de distribución de Maxwell–Boltzmann eq. (2.46) corresponde al equilibrio termodinámico en distribuciones uniformes de temperatura y densidad. Una buena aproximación del equilibrio termodinámico local (ETL) es suponer que en la vecindad de un elemento de volumen de cualquier punto del sistema, hay una situación de equilibrio descrita precisamente por una función de distribución local Maxwell–Boltzmann.

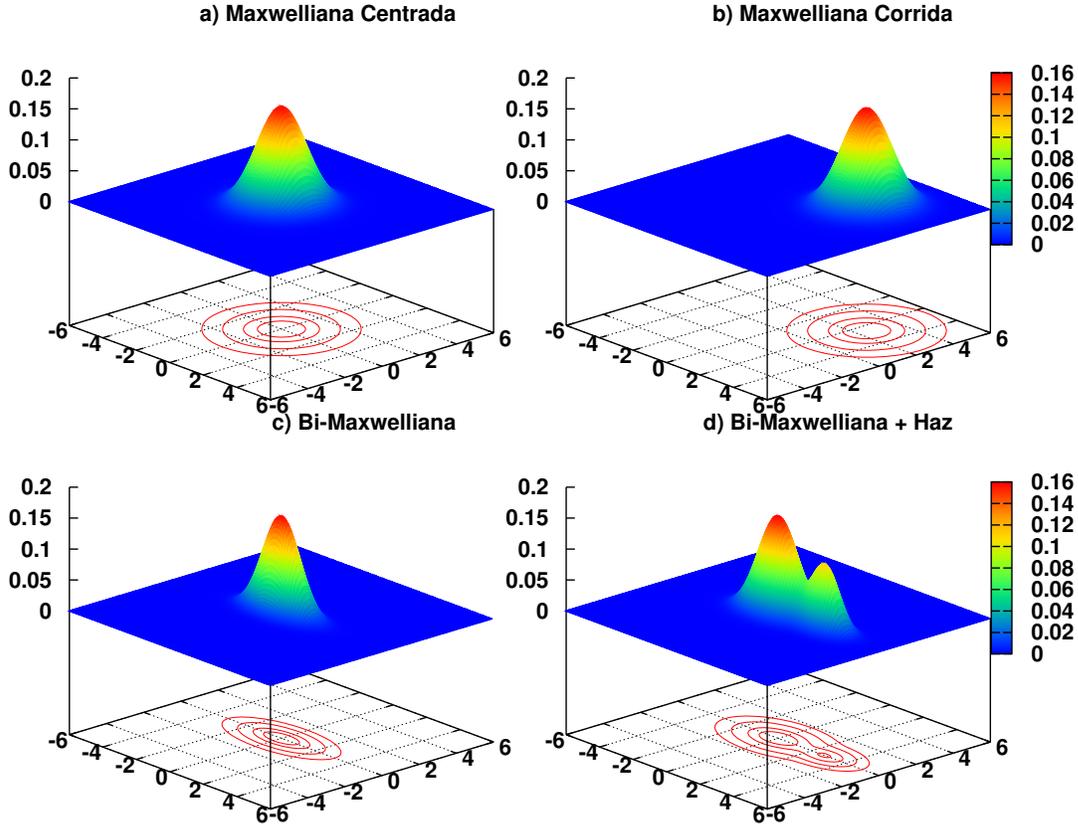


Figura 2.3: Aquí se presentan 4 casos de distribuciones Maxwellianas. En el panel a) se presenta una Maxwelliana centrada al origen, el caso b) se presenta una Maxwelliana movida respecto del origen. c) y d) muestran funciones anisotrópicas, Bi-Maxwellianas centradas en el origen y con un haz rápido de partículas respectivamente.

En tal situación para grandes escalas espaciales, gradientes de  $T$  pueden existir, pero estas escalas son tan grandes que, localmente, no se perturba el equilibrio. Adicionalmente, variaciones en el tiempo de  $T$  también pueden existir, pero en una escala de tiempo corta tal que instantáneamente el equilibrio sea una muy buena aproximación. De esta manera la función de distribución isotrópica de Maxwell-Boltzmann para el caso de ETL dependiente del tiempo está dada por la expresión:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) = n(\mathbf{r}, t) \left( \frac{m}{2\pi\kappa_B T(\mathbf{r}, t)} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m|\mathbf{w} - \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)|^2}{2\kappa_B T(\mathbf{r}, t)} \right). \quad (2.54)$$

En un plasma se tienen al menos dos tipos de partículas, iones y electrones, cuyas velocidades térmicas se pueden definir respectivamente como:

$$v_{t,i}^2 = \frac{\kappa_B T_i}{m_i}, \quad v_{t,e}^2 = \frac{\kappa_B T_e}{m_e}, \quad (2.55)$$

donde  $m_i$  y  $m_e$  son las masas del ion y electrón respectivamente, en el caso de tener solo protones entonces  $m_i = m_p$  tal que  $m_p = 1.6726 \times 10^{-27}$  kg, y  $m_e = 9.1094 \times 10^{-31}$  kg,  $m_p/m_e = 1833.6$  y finalmente  $(m_p/m_e)^{1/2} = 42.82$ . Las razones de velocidades térmicas se pueden escribir como:

$$\frac{v_{t,e}}{v_{t,i}} = \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2},$$

en el caso de que  $T_e \approx T_i$  entonces:

$$\frac{v_{t,e}}{v_{t,i}} = \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \gg 1. \quad (2.56)$$

### 2.3.5. Ecuación cinética

La mayoría de los fenómenos a nivel microscópico en un plasma pueden describirse a través de las ecuaciones de Maxwell acopladas con una ecuación cinética, la cuál determina el desarrollo de la función de distribución de la  $j$ -ésima especie  $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ .

La información del *espacio de velocidades* de una ecuación cinética muestra que la física a escala micro es mucho más diversa que la asociada a fenómenos en escala macro, en este sentido las propiedades más importantes asociadas con la física cinética de plasmas son las interacciones onda-partícula, donde lo relevante es la capacidad de las ondas, con velocidades de fase o de grupo adecuadas, pueden intercambiar energía con las partículas del plasma que se mueven con las mismas velocidades (Gary, S. P., 1993).

Como ya ha sido presentada en secciones anteriores, para plasmas no-relativistas, la forma general de la ecuación cinética es, en el sistema CGS :

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_j}{m_j} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = \left( \frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{colisiones}}, \quad (2.57)$$

donde  $e_j$  es la carga de la partícula de la  $j$ -ésima especie y  $m_j$  es la masa de la partícula de la  $j$ -ésima especie. El lado derecho de la igualdad representa el efecto de colisiones no especificadas.

La función de distribución se puede relacionar con las cantidades macroscópicas del plasma a través de las integrales de los momentos de velocidades, Así la densidad de la  $j$ -ésima especie se obtiene a partir del momento cero de velocidad:

$$n_j = \int d^3v f_j. \quad (2.58)$$

Del primer momento es posible definir la densidad del flujo de partículas de la  $j$ -ésima especie o componente:

$$\mathbf{\Gamma}_j = \int d^3v \mathbf{v} f_j, \quad (2.59)$$

la densidad de momento  $\mathbf{P}_j = m_j \mathbf{\Gamma}_j$ , y la velocidad de deriva  $\mathbf{v}_{dj} = \mathbf{\Gamma}_j/n_j$ . En el caso de existir un campo magnético en la dirección  $\hat{z}$ , la componente del campo alineada a la velocidad de deriva será denotada por  $\mathbf{v}_{oj} = \hat{z}\Gamma_{zj}/n_j$  y la perpendicular por  $\mathbf{v}_{\perp dj}$ .

Del segundo momento de la velocidad se puede definir el tensor de densidad de energía de la  $j$ -ésima especie como:

$$\mathbf{W}_j = \frac{m_j}{2} \int d^3v \mathbf{v} \mathbf{v} f_j, \quad (2.60)$$

con

$$W_j = \frac{m_j}{2} \int d^3v v^2 f_j,$$

y temperatura de la  $j$ -ésima especie:

$$T_j = \frac{m_j}{3n_j} \int d^3v (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{dj})^2 f_j,$$

y con temperaturas paralelas y perpendiculares al campo magnético de fondo:

$$T_{\parallel j} = \frac{m_j}{n_j} \int d^3v (v_z - v_{oj})^2 f_j,$$

y

$$T_{\perp j} = \frac{m_j}{2n_j} \int d^3v (v_{\perp} - v_{\perp dj})^2 f_j.$$

El tercer momento de la velocidad permite encontrar la densidad del flujo de energía o también comunmente conocido como la densidad del flujo de calor de la  $j$ -ésima especie o componente:

$$\mathbf{q}_j \equiv \frac{m_j}{2} \int d^3v \mathbf{v} v^2 f_j.$$

Junto con las ecuaciones de Maxwell para campos eléctricos y magnéticos que son:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (2.61)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.62)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (2.63)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.64)$$

donde la densidad de carga es  $\rho = \sum_j e_j n_j$  y la densidad de corriente es  $\mathbf{J} = \sum_j e_j \Gamma_j$  están definidas en términos de  $f_j$  por las ecuaciones (2.58) y (2.59). Las ecuaciones (2.57) y (2.61) hasta (2.64) son conocidas como las ecuaciones básicas de teoría cinética de micro-inestabilidades.

### 2.3.6. Ecuación de Vlasov

Al considerar un plasma suficientemente caliente y/o tenue con un gran número de partículas dentro de una esfera de Debye, es decir, donde el *parámetro de plasma* cumple:

$$\Lambda = n\lambda_D^3 = n_e \left( \frac{T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{3/2} \gg 1, \quad (2.65)$$

tal y como fue mostrado en la unidad teórica 1, se puede despreciar el término de colisiones en el lado derecho de la ec. (2.57), de tal modo que se puede obtener una ecuación conocida como *la ecuación de Vlasov*:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_j}{m_j} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (2.66)$$

La ecuación de Vlasov es la base de cualquier relación de dispersión de cualquier onda en un plasma derivada de la teoría cinética.

### 2.3.7. Ondas en TCP

Con la *Teoría Cinética de Plasmas*, se pueden considerar diversas distribuciones asociadas a cada especie de iones en dichos plasmas simultáneamente, lo que permite incluir efectos cinéticos a nivel microscópico debidos a los movimientos de giro de las partículas en el campo magnético. Esto permite dar una descripción del plasma como un todo de forma más precisa pero a la vez más compleja desde la perspectiva del manejo matemático, situaciones que no podrían ser atacadas desde una perspectiva MHD.

Las características de una onda o inestabilidad están dadas por una relación de dispersión  $\omega(\mathbf{k})$ , donde  $\omega$  es la frecuencia y  $\mathbf{k}$  es el número de onda, el cuál se considera en el plano  $yz$ , es decir,  $\mathbf{k} = k_y \tilde{y} + k_z \tilde{z}$ . Además se considera como compleja a la frecuencia,  $\omega = \omega_r + i\gamma$ , siendo  $\gamma$  la razón de crecimiento o amortiguamiento de la onda o inestabilidad. Considerando el espacio  $\gamma$  vs.  $\mathbf{k}$ , se considera como onda a aquellos modos normales que existen en un plasma y que no crecen en el tiempo (son estables) y ocurren cuando  $-|\omega_r|/2\pi \leq \gamma \leq 0$  ( $\gamma < -|\omega_r|/2\pi$  es una oscilación fuertemente amortiguada), en contraste las inestabilidades son aquellos modos normales que crecen en espacio y tiempo y ocurren cuando  $\gamma > 0$ .

Los tipos de ondas cinéticas que existen en el régimen de frecuencias ultrabajas (**FUB**), es decir, frecuencias menores a la girofrecuencia del protón  $\omega_r < \Omega_p = eB/m_p c$ , no tienen una identificación tan sencilla como en MHD, ya que dependen fuertemente de parámetros como  $\theta$ ,  $T_e/T_p$  y  $\beta$  (ángulo entre  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{k}$ , razón temperaturas electrónica y de protones y

$\beta = \frac{8\pi n_p T_{\parallel}}{B^2}$  respectivamente. Siendo  $\beta$  un parámetro muy importante que mide el balance (razón) entre la presión térmica y la presión magnética en el plasma), sin embargo es posible identificar éstas con sus similares en MHD como sigue, (Gary, S. P. , 1993):

- **Onda de Alfvén.** En el límite de longitud de onda grande es incompresible y satisface que:  $\omega_r \simeq k_z V_A$ . Adicionalmente si  $\beta$  es grande y  $V_A < C_s$ , se obtiene un modo con la velocidad de fase más baja, pero si  $\beta$  es pequeña entonces se obtiene un modo MHD intermedio.
- **Onda ión–acústica.** El modo lento MHD se alcanza si  $\beta$  es pequeña, pero si  $\beta$  aumenta entonces se tiene un modo más rápido con propagación quasiparalela. Se sabe que conforme  $T_e/T_p$  se vuelve mayor que 1, entonces la onda se vuelve muy poco amortiguada.
- **Onda magnetosónica.** Aquí se tienen fluctuaciones magnéticas y de densidad. Para propagaciones cuasiperpendiculares y  $\beta < 1$  se satisface:  $\omega_r^2 \simeq k^2(V_A^2 + C_{s\perp}^2 \sin^2\theta)$ .
- **Onda magnetosónica rápida.** Presenta polarización derecha y se propaga  $\parallel$  a  $\mathbf{B}$ . Es una onda no compresiva que satisface  $\omega_r \simeq kV_A$ . Para  $\beta \ll 1$  se obtiene la velocidad de fase más rápida y para betas mayores se tiene una velocidad de fase intermedia.

En cuanto a las inestabilidades electromagnéticas se puede decir que éstas surgen como una forma de redistribución de la energía que se ha acumulado en estados de no equilibrio. Se tienen dos tipos básicamente: macroinestabilidades y microinestabilidades. Las primeras se deben a inhomogeneidades en el plasma que producen gradientes, por lo que su tratamiento es más adecuado si se usa MHD. Las segundas ocurren cuando las distribuciones de velocidad del plasma se alejan del equilibrio térmico y por tanto deben ser descritas por la ecuación de Vlasov u otra ecuación cinética. En el caso de plasmas espaciales, las microinestabilidades, producto de anisotropías térmicas y las que aparecen con más frecuencia son:  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  ó  $T_{\parallel} > T_{\perp}$  (Gary, S. P. , 1993). También existen otras inestabilidades que se generan debido a que en un plasma de este tipo pueden haber 2 o más especies con velocidades distintas, de tal forma que se pueden presentar inestabilidades tipo *ión–ión*, *electrón–electrón* o *electrón–ión*. Dentro de las inestabilidades tipo *ión–ión*, se encuentran los modos: *resonante con polarización derecha*, *no resonante*, *resonante con polarización izquierda* y también el modo *ión–ciclotrón* (Gary, S. P. , 1993). La existencia de este tipo de inestabilidades se dan en regiones como: el *viento solar*, *choques de proa* enfrente de la *magnetosfera de la Tierra*, *choques interplanetarios*, *plasmas en medios cometarios* y también *rio arriba de choques de proa* entre otros. En cuanto a las inestabilidades tipo *electrón–electrón*, éstas han sido observadas en *choques de proa*. Para el caso de las ondas *ión–ciclotrón* se han encontrado claros ejemplos de su existencia enfrente de cometas, en regiones cercanas a lo y en la magnetosfera de Saturno (Blanco-Cano et al.,

2001a; Blanco-Cano, 2004; Leisner et al., 2006). Cabe destacar que las ondas *ion-ciclotrón* crecen en un plasma debido a anisotropía en la temperatura ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) con un máximo de crecimiento en la dirección de propagación paralela. Se sabe que en un plasma multiespecies, es posible tener múltiples modos *ion-ciclotrón*, cada uno con una tasa de crecimiento dependiente de la anisotropía  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  y de la energía libre dada cada una de las especies de iones giro-resonantes. Finalmente esta inestabilidad presenta polarización circular izquierda y evoluciona a partir de la onda de Alfvén protón ciclotrón si la anisotropía se incrementa gradualmente.

## 2.4. Condición de resonancia ion ciclotrón

Como ya se ha visto a lo largo de este capítulo, una inestabilidad se define como un modo normal de un sistema que crece en espacio y tiempo. El crecimiento es identificado por el incremento en la amplitud de fluctuaciones electromagnéticas asociadas con el modo normal. Las inestabilidades que serán consideradas en este trabajo son las *microinestabilidades*, las cuáles deben ser descritas por Teoría Cinética de Plasmas. Al crecer la inestabilidad, las ondas y partículas interactúan (teniendo Maxwellianas anisotrópicas  $T_{\parallel} \neq T_{\perp}$ ), reduciendo la energía libre y provocando que el plasma se vuelva más isotrópico.

Puesto que una fuente particular de energía libre en un plasma puede hacer que crezcan diferentes modos y ondas, es necesario clasificar a las inestabilidades en términos tanto de su energía libre como de sus propiedades de dispersión. La inestabilidad ion ciclotrón tipo anillo es llamada así por que ésta es impulsada en una distribución de velocidades anisotrópica tipo anillo ( $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ) que genera ondas con frecuencias cercanas a la frecuencia de ciclotrón. De esta forma, los modos-ondas son inestables si éstos satisfacen la condición de resonancia de ciclotrón:

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b - n\Omega_j = 0, \quad (2.67)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia real de la onda,  $\mathbf{k}$  es el vector de onda,  $\mathbf{v}_b$  es la velocidad de bulto de los iones (o velocidad de deriva),  $\Omega_j$  es la girofrecuencia del ion y  $n$  es un número entero ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ). Para la ec. (2.67) el caso  $n = 0$  recupera la expresión conocida como la *resonancia de Landau* y si  $n \neq 0$  se obtiene precisamente la *resonancia ciclotrón*, estableciendo una interacción *onda-partícula*. Las partículas que satisfacen la ec. (2.67) se mueven de tal forma que hay un intercambio fuerte de energía entre la onda y el movimiento perpendicular de las partículas si  $\mathbf{E}^{(1)} \cdot \mathbf{v}_{\perp}$  no cambia de signo ( $\mathbf{E}^{(1)}$  es la expansión del campo eléctrico a primer orden). Otra forma de ver esto es pensar que en el sistema de referencia del ion el campo eléctrico de la onda es constante, por lo que se puede transferir energía entre el ion y la onda. Cabe mencionar que en el caso de inestabilidades es necesario definir bien una relación entre  $\omega$  y  $\mathbf{k}$  el vector de onda para ver el desarrollo del sistema haciendo uso de teoría cinética.

---

Parte III  
Capítulo 3



# 3

## Ondas e Inestabilidades

En este capítulo se describe dónde existen y bajo que condiciones pueden ser observadas ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo en diversos entornos de plasmas espaciales. En TCP tanto las ondas como los modos provienen de la misma anisotropía en la temperatura ( $A = T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ) y se predice que deben ser observadas con valores grandes y pequeños en  $\beta$  para el caso de los modos tipo espejo y, por otra parte, valores pequeños de  $\beta$  para las ondas ion ciclotrón. Sin embargo, como se mostrará a lo largo de éste y los siguientes capítulos, en plasmas magnetosféricos de Júpiter y Saturno se han observado ambos modos en regiones que presentan valores pequeños de  $\beta$ .

### 3.1. Ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo

La clasificación general sobre el crecimiento de ondas en un plasma se divide en dos categorías básicamente: *macroinestabilidades* a longitudes de onda relativamente grandes y *microinestabilidades* a longitudes de onda más chicas. Las *macroinestabilidades* dependen de las propiedades de la configuración del espacio fase del plasma y pueden ser bien descritas por ecuaciones de fluidos, mientras que las *microinestabilidades* se generan por la salida de equilibrio termodinámico de distribuciones de velocidad del plasma y que pueden ser descritas por la ecuación de Vlasov. En un plasma magnetizado con un radio de giro de un ion característico  $a_i$ , las macroinestabilidades crecen generalmente más rápido cuando  $ka_i \ll 1$ , mientras que las microinestabilidades tienen un máximo en la tasa de crecimiento cuando  $ka_i \gtrsim 1$ . A pesar de que no hay una clara distinción entre ambas categorías es conveniente hacer una distinción entre ellas para el comienzo de una discusión de modos

en plasmas no estables.

Antes de pasar a una descripción abierta sobre el tipo de fenómenos que se presentan en las magnetósferas de planetas gigantes, primero se expondrán varias cuestiones sobresalientes sobre ondas en plasmas magnetizados y dos tipos de ondas e inestabilidades (ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo) de interés en este trabajo doctoral.

### 3.1.1. Anisotropías en la temperatura

Analizando fluctuaciones electromagnéticas en un plasma homogéneo, magnetizado y sin colisiones en el que se han admitido anisotropías en las funciones de distribución, como es el caso de considerar una función de distribución bi-Maxwelliana de orden cero, se puede ver el crecimiento de inestabilidades generadas por tener una  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  que es una condición frecuentemente observada en plasmas espaciales a diferencia de  $T_{\parallel} > T_{\perp}$ . La razón por la que sucede esto se puede explicar simplemente de la siguiente forma: aunque los plasmas espaciales no necesariamente presentan una tendencia a procesos de calentamiento perpendiculares, el calentamiento perpendicular no cambia mucho la movilidad de las partículas calentadas, mientras que el calentamiento paralelo permite a las partículas moverse más rápido a lo largo de  $\mathbf{B}_o$ . Así las partículas calentadas vía procesos paralelos pueden dejar la región de energización más rápidamente, implicando que  $T_{\parallel} > T_{\perp}$  sea menos frecuente de observar.

Para electrones, la anisotropía whistler típicamente crece relativamente en tiempos de escala de la frecuencia ion-ciclotrón; los iones no participan significativamente en este modo y el valor de  $T_{\perp i}/T_{\parallel i}$  no afecta las propiedades de inestabilidad. Por otro lado, los electrones con  $T_{\perp e}/T_{\parallel e} > 1$  pueden contribuir a la inestabilidad tipo espejo.

### 3.1.2. Teoría Lineal

El análisis de ondas e inestabilidades usando teoría cinética, se puede llevar a cabo resolviendo la ecuación de Vlasov para encontrar relaciones de dispersión que permitan conocer como se propagan tales ondas. Una aproximación muy utilizada es la de teoría lineal, en la que las fluctuaciones se pueden aproximar por:

$$f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = f_j^{(0)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) + f_j^{(1)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + f_j^{(2)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \dots$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_o(\mathbf{x}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{x}, t) + \dots \quad (3.1)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_o(\mathbf{x}) + \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{x}, t) + \dots$$

donde el índice (j) es para diferenciar entre varias especies de iones. Bajo estas suposiciones se pueden encontrar las ecuaciones de dispersión para casos como  $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o \neq 0$  o para el caso  $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$  (ver capítulo 7 de Gary, S. P. (1993)). En tales condiciones pueden

crecer modos tipo espejo y ondas ion–ciclotrón que provienen de la misma inestabilidad  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$  en el plasma.

### 3.1.3. Anisotropía de la inestabilidad protón ciclotrón

Si  $T_{\perp p} > T_{\parallel p}$ , diferentes inestabilidades pueden surgir en el plasma. Bajo las condiciones adicionales de que la beta del plasma tenga un valor del orden de  $\beta \lesssim 6$  y  $T_e \sim T_p$  en un plasma electrón–protón, se encuentra que el modo que más rápido puede crecer es el debido a la anisotropía protón–ciclotrón, el cuál tiene un máximo de crecimiento cuando  $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ . Estas ondas están polarizadas circularmente hacia la izquierda en la dirección de propagación y evolucionan de la onda Alfvén/protón ciclotrón conforme la anisotropía del protón se incrementa. En esta inestabilidad los electrones son no–resonantes <sup>1</sup>( $|\zeta_e^{-1}| \gg 1$ ), sin embargo los protones si son resonantes ( $|\zeta_p^{-1}| \gtrsim 1$ ), de esta forma puesto que estos electrones son no–resonantes, la tasa de crecimiento de las ondas no dependerá de  $T_e/T_p$  (Gary, S. P., 1993).

### 3.1.4. Inestabilidad tipo espejo

La inestabilidad tipo espejo (Chandrasekhar et al., 1958; Barnes, 1966) puede crecer también bajo la condición  $T_{\perp p} > T_{\parallel p}$ . Este es un modo resonante de Landau ( $|\zeta_p^0| \ll 1$ ), que existe en el límite de longitudes de onda grandes en MHD, tiene  $\omega_r = 0$  en un plasma uniforme y presenta un máximo en su tasa de crecimiento en direcciones oblicuas entre el vector de onda y el vector de campo magnético  $\mathbf{B}_o$ .

En la Tabla 3.1 se presentan diversas propiedades de ondas e inestabilidades que se pueden derivar en teoría cinética, donde destacan los modos tipo espejo y las ondas ion–ciclotrón de interés en este trabajo doctoral.

De esta manera se puede ver que todos estos modos inestables se pueden propagar a frecuencias por abajo de la frecuencia ion ciclotrón ( $f \sim \Omega_p$ ) de las especies que esten causando las anisotropías. Estos modos típicamente tienen un máximo de crecimiento cuando se cumple que  $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ , excepto los modos tipo espejo y además sus números de onda escalan con las longitudes inerciales. Adicionalmente si la beta del plasma,  $\beta$ , se incrementa la anisotropía umbral se reduce, pero en cambio las tasas de crecimiento de estas inestabilidades se incrementan. De esta forma, es factible encontrar este tipo de inestabilidades en plasmas espaciales con  $\beta$  grande, tal es el caso de la magnetofunda y el viento solar, aunque en el caso de las magnetósferas la  $\beta$  es baja.

Aunque las inestabilidades protón ciclotrón y las tipo espejo pueden crecer en plasmas con  $T_{\perp p} > T_{\parallel p}$ , éstas pueden estar en competencia en plasmas anisotrópicos de alta– $\beta$ , como sucede en la magnetofunda terrestre. Los factores que influyen en cual de los dos modos

<sup>1</sup>Se define a  $\zeta_j^m$  como la condición de resonancia tal que:  $\zeta_j^m = (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{o,j} + m\Omega_j) / \sqrt{2}|k_z|v_j$ , donde  $\mathbf{v}_{o,j}$  es la velocidad de deriva,  $v_j$  es la velocidad térmica de la  $j$ -ésima especie y  $j$  es la especie de iones con la que se esté trabajando (ver sección 2.4).

Tabla 3.1: Anisotropías de temperatura en las inestabilidades, (Gary, S. P., 1993).

Nombre	Fuente	Frecuencia	Intervalo de núm. de onda	Condición $\gamma_m$ y polarización
Protón firehose	$T_{\parallel p} > T_{\perp p}$	$\omega_r \ll \Omega_p$	$kc/\omega_p \lesssim 1$	$\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ hacia la derecha
Espejo	$T_{\perp p} > T_{\parallel p}$ $T_{\perp e} > T_{\parallel e}$	$\omega_r = 0$	$kc/\omega_p \lesssim 1$	$\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o \neq 0$
Protón ciclotrón	$T_{\perp p} > T_{\parallel p}$	$0 < \omega_r < \Omega_p$	$kc/\omega_p \lesssim 1$	$\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ hacia la izquierda
Electrón firehose	$T_{\parallel e} > T_{\perp e}$	$\Omega_p < \omega_r \ll  \Omega_e $	$kc/\omega_p > 1$	$\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ hacia la izquierda
Anisotropía Whistler	$T_{\perp e} > T_{\parallel e}$	$\Omega_p < \omega_r <  \Omega_e $	$kc/\omega_e \lesssim 1$	$\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$ hacia la derecha

puede crecer es motivo de investigación actualmente, sin embargo, en las magnetósferas de planetas como Júpiter ambos modos han sido reportados en los vuelos de GALILEO cercanos a la órbita de Io y ahora con éste trabajo doctoral se ha encontrado algo muy parecido para el caso de Saturno, como se mostrará más adelante.

## 3.2. Ondas en plasmas espaciales del Sistema Solar

En los plasmas espaciales existen regiones donde hay asimilación de masa, medios generalmente idóneos para la generación de ondas de baja frecuencia. Estudiar las características y origen de estas ondas puede proporcionar información valiosa acerca de la composición y procesos físicos de estas regiones de interacción. Actualmente la detección de este tipo de ondas ha sido posible gracias a los magnetómetros abordo de sondas espaciales como las VOYAGER, GALILEO y más recientemente CASSINI para el caso de las magnetósferas de Júpiter y Saturno (Russell et al., 2008; Russell y Blanco-Cano, 2007). También se han encontrado este tipo de ondas cerca de cometas a través de datos provenientes de SUSEI, SAKIGAKE y GIOTTO entre otros (Glassmeier et al., 1989; Smith et al., 1983).

Como ejemplo de los casos donde se puede observar la generación de ondas e inestabilidades (ondas ion-ciclotrón y modos tipo espejo), es en la región del toroide de Io. Tales ondas interactúan con la magnetósfera de Júpiter, (ver Figura 3.2). Concretamente, la órbita del 7 de diciembre de 1995 del satélite GALILEO al pasar cerca de la luna Io ( $0.5 R_{Io}$ ), mostró la existencia de ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo. La Figura 3.1 muestra series de tiempo del campo magnético con componentes  $\mathbf{B}_r$ ,  $\mathbf{B}_\theta$ ,  $\mathbf{B}_\phi$  y  $|\mathbf{B}|$  en regiones donde se observan modos tipo espejo y ondas ion ciclotrón. Como puede observarse los modos tipo espejo están caracterizados por presentar caídas abruptas en la magnitud del

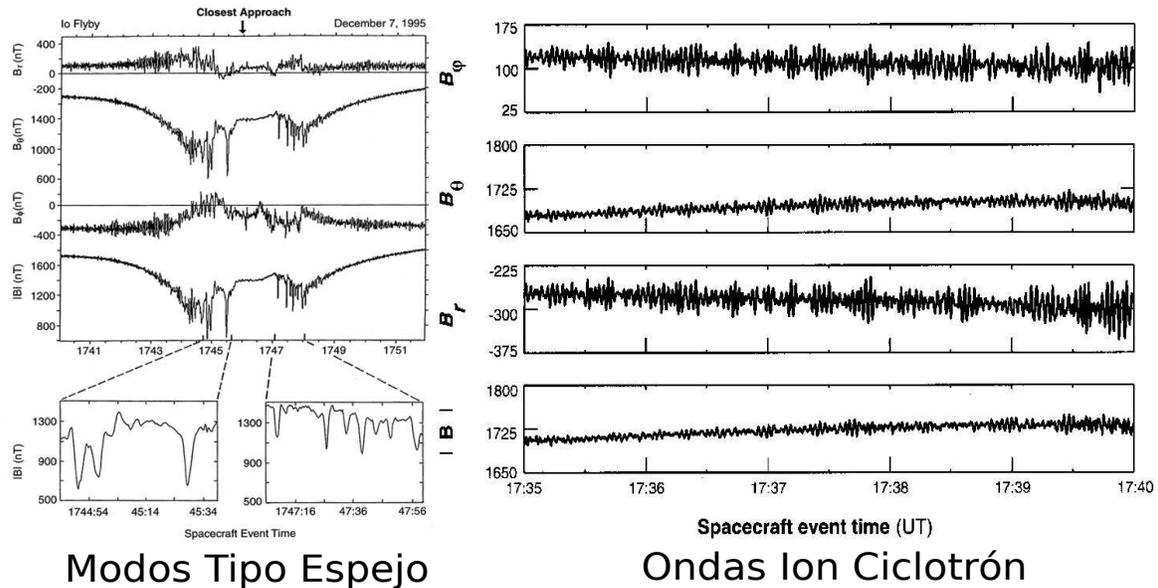


Figura 3.1: Series de campo magnético ( $B_r$ ,  $B_\theta$ ,  $B_\phi$  y  $|B|$ ) para la observación del 7 de diciembre de 1995 hecha por el satélite GALILEO cerca de **Io**, donde se muestran regiones con modos tipo espejo (4 paneles del lado izquierdo) y regiones con ondas ion ciclotrón (4 paneles del lado derecho) (Huddleston et al., 1999; Russell et al., 1998; Kivelson et al., 1996a).

campo (Huddleston et al., 1999; Russell et al., 1998). El modo tipo espejo típicamente es observado en plasmas que tienen una  $\beta$  alta, donde existe una alta anisotropía de temperaturas,  $T_\perp/T_\parallel \gg 1$  (o presiones,  $P_\perp/P_\parallel > 1$ ) y ha sido estudiado en diversos trabajos (Chandrasekhar et al., 1958; Barnes, 1966; Hasegawa, 1975; Huddleston et al., 1999) y se caracteriza por ser un modo que no se propaga y por tener una frecuencia real igual a cero (Krauss-Varban et al., 1994). Las ondas ion ciclotrón, por otra parte, están caracterizadas por crecer con frecuencias cercanas a las girofrecuencias de iones de  $SO^+$ ,  $S^+$  y  $SO_2^+$  y cuyas frecuencias estuvieron entre valores de  $0.4 - 0.6 Hz$  (Russell et al., 1998; Kivelson et al., 1996a).

Por otra parte, también se tiene a aquellas ondas generadas por el arrastre de iones, los que fueron generados por la ionización de material neutro en regiones cercanas a **Encelado** a la altura del **anillo E**, y que posteriormente fueron acelerados por el campo eléctrico asociado con el plasma corrotante en esas regiones. Cabe destacar que también ondas de este tipo pueden ser observadas en regiones cercanas a cometas como es el caso del cometa Halley, en las que el Campo Magnético Interplanetario (CMI) es variable en el tiempo y los iones generados en la region de interacción con el viento solar pueden ser inyectados con diferentes ángulos de paso  $\alpha$ , de tal forma que cuando se tiene un  $\alpha \sim 90^\circ$  los iones asimilados tienen una distribución, tipo anillo, muy semejante a la del caso de **Io** (ver Figura

3.3).

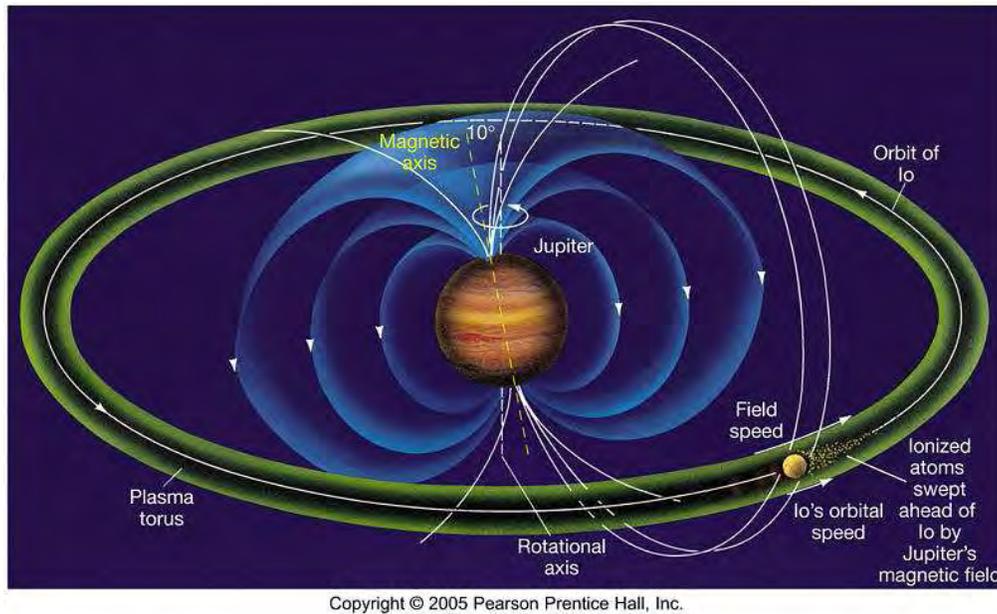


Figura 3.2: Aquí se presenta un esquema que permite ver la región del toroide de *Io*, donde se generan ondas/inestabilidades al interactuar con la magnetósfera de Júpiter. Este toroide está formado por material que escapa de la superficie de *Io* debido a gases volcánicos (azufres básicamente). Se ha estimado que  $\sim 1000 \text{ kg s}^{-1}$  de material de la exósfera de la luna *Io* es ionizado e inyectado al toroide (Hill, T. W. et al., 1983; Frank y Paterson, 1999).

En *Io* la asimilación de masa se da cuando iones de la exósfera son ionizados y llevados hacia el interior del plasma toroidal. Las observaciones de ondas ion-ciclotrón han sido realizadas por la sonda GALILEO encontrando que las frecuencias de estas ondas son muy cercanas a las girofrecuencias ( $\Omega_i = q\mathbf{B}_0/m_i$ ) de los iones  $\text{SO}_2^+$ ,  $\text{SO}^+$  y  $\text{S}^+$  (Blanco-Cano, 2004). La aparición de este tipo de iones no es extraña cuando se sabe que en *Io* hay neutros como  $\text{SO}_2$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{S}$ ,  $\text{H}$ , producto de la intensa actividad volcánica que existe en este satélite. Estos gases son ionizados por fotoionización ocurriendo un cambio de carga y posteriormente son arrastrados hacia el interior del plasma toroidal. Se ha estimado que la cantidad de material de *Io* que es inyectado al toroide es  $\sim 1000 \text{ kg s}^{-1}$  (Hill, T. W. et al., 1983; Frank y Paterson, 1999).

En el caso de Saturno la situación es similar. Con los magnetómetros abordo del satélite CASSINI se encontraron también ondas ion-ciclotrón producidas por iones de grupos de agua ( $\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$  o  $\text{H}_3\text{O}^+$ ) y  $\text{O}_2^+$  en zonas muy cercanas al anillo  $\text{E}^2$  (Leisner et al.,

<sup>2</sup>Formado por partículas de hielo y polvo con tamaños de hasta 3 m de diámetro y cuyo grosor varía entre los 200 m y 3000 m. [http://www.nasa.gov/worldbook/saturn\\_worldbook.html](http://www.nasa.gov/worldbook/saturn_worldbook.html)

2006). El **anillo E** de Saturno es una colección ópticamente delgada de granos de hielo de agua predominantemente de tamaño micro rodeado por una exósfera de moléculas del grupo de agua (O y OH) que se extiende desde 3 radios de Saturno hasta 8 Rs ( $1 \text{ Rs} = 60268 \text{ km}$ ). De hecho a lo largo de estos anillos están las lunas congeladas (satélites) del planeta que se mueven en torno a Saturno como: **Mimas**, **Encelado**, **Tethys**, **Dione** y **Rhea** que son las fuentes responsables de los grupos neutros de agua encontrados en ellas. Estas ondas son generadas por el arrastre de iones que se generaron por la ionización de material neutro de la exósfera en los alrededores del **anillo E**, y su subsecuente aceleración por el campo eléctrico asociado con el plasma corrotante. Se han realizado cálculos de la tasa de pérdida de material de esta nube neutra en el **anillo E** en  $\sim 5.7 \times 10^{26} \text{ partículas s}^{-1}$ , esto equivale a  $\sim 17.2 \text{ kg s}^{-1}$  (Leisner et al., 2006). Un ejemplo que muestra como son las series de tiempo del campo magnético observadas por CASSINI en la región donde aparecen ondas ion ciclotrón, puede ser visto en la Figura 1.8. Cabe mencionar que también modos tipo espejo fueron reportados por Leisner et al. (2006) en regiones cercanas a la magnetósfera media de Saturno.

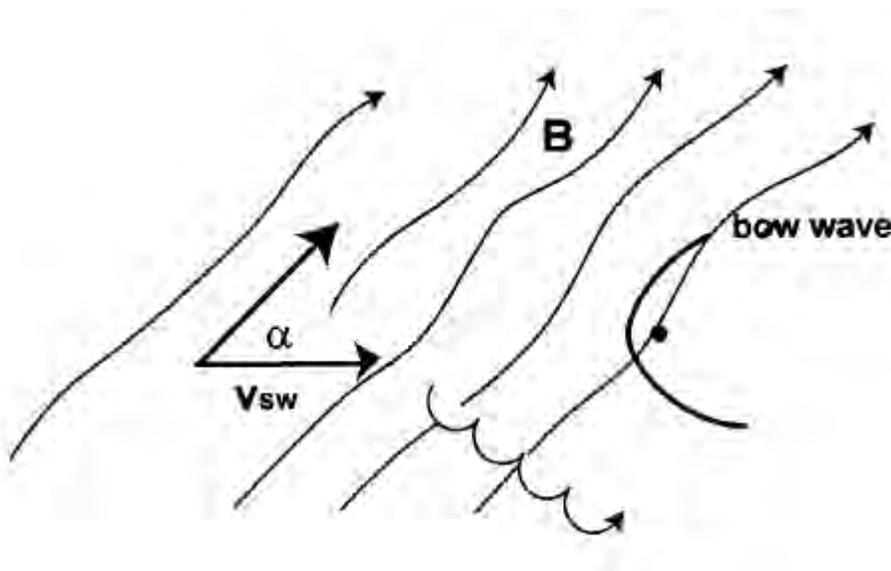


Figura 3.3: Aquí se muestra un diagrama de la geometría del Campo Magnético Interplanetario (CMI) y la dirección de la velocidad del viento solar  $v_{sw}$  alrededor de un cometa. La trayectoria ciclotonal de la captura de iones se indica sobre este plano perpendicular a  $\mathbf{B}$ , tomado de (Blanco-Cano, 2004).

Por otra parte, la generación de ondas en zonas cercanas a cometas ocurre porque el material cometario es ionizado y recogido por el viento solar. La ionización de átomos cometarios y moléculas (predominantemente grupos de agua:  $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ) sucede por fotoionización e intercambio de carga conforme el cometa se aproxima al Sol, ver figura (3.3). En este caso la naturaleza de la región de interacción y la asimilación de iones es

determinada por las propiedades del viento solar y la tasa de producción de gas del cometa. Existen cometas como el Grigg–Skjellerup con una actividad débil debido a que tuvo sólo una tasa de producción de  $10^{27}$  mol  $s^{-1}$  para una región de interacción que se extendía hasta  $10^4$  km. Por otra parte, en comparación el cometa Halley fue muy activo con una tasa de producción de  $10^{30}$  mol  $s^{-1}$  para una región de interacción de  $10^6$  km, ([Blanco-Cano, 2004](#); [Szegö et al., 2000](#)).

---

Parte IV  
Capítulo 4



# 4

## Ondas IC y armónicos

En este capítulo se presentarán los resultados sobre ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico detectadas en 4 observaciones (órbitas de baja inclinación) hechas con CASSINI en el 2005. También se presentan los resultados provenientes al utilizar el código de dispersión WHAMP para ver si dadas las condiciones que prevalecen en el plasma de la magnetosfera media de Saturno, muy cerca de **Encelado**, puede observarse el crecimiento de ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico. Todos estos resultados han sido publicados ([Rodríguez-Martínez et al., 2010](#)).

### 4.1. Resumen

Ondas ion-ciclotrón han sido observadas por la misión CASSINI en la magnetosfera media de Saturno ([Russell et al., 2006b](#); [Leisner et al., 2006](#)). Estas ondas tienen frecuencias cercanas a las girofrecuencias de iones de grupos de agua. Están polarizadas circularmente hacia la izquierda y en muchas regiones se propagan a pequeños ángulos respecto del campo magnético ambiente. Su origen se puede explicar en términos de la inestabilidad ion-ciclotrón generada por grupos de agua recogidos de la nube neutra de Saturno. *Un resultado novedoso de esta tesis ha sido el hecho de que varias regiones de los espectros dinámicos analizados, mostraron la existencia de fluctuaciones que ocurren aproximadamente a dos veces el valor de la girofrecuencia del ion. Estas ondas tienen una componente compresiva significativa y se propagan a ángulos oblicuos respecto al campo magnético. Sus características sugieren que estas fluctuaciones pueden ser identificadas como un modo armónico ( $n = 2$ ) generado por distribuciones tipo anillo ocasionadas*

por asimilación (pickup) de iones. En este trabajo se estudian en detalle las características de estos modos armónicos así como también se estudian las características de ondas en el fundamental ( $n = 1$ ). Adicionalmente se evaluarán las tasas de crecimiento usando análisis de dispersión en teoría cinética de plasmas.

Cabe destacar que las órbitas analizadas de forma completa en este trabajo contemplan 4 vuelos de CASSINI en el 2005 de baja inclinación orbital, sin embargo, otras órbitas también fueron estudiadas aunque de forma parcial. El estudio realizado consistió en la búsqueda de intervalos de tiempo con Ondas Ion Ciclotrón (OIC), Modos Armónicos de estas ondas (MA) y Modos tipo Espejo (MTE) en otros vuelos de CASSINI. La Tabla 4.1 muestra varias de las órbitas analizadas, incluyendo los análisis completos para las órbitas presentadas en éste trabajo. Como puede verse, es necesario hacer un estudio más exhaustivo para ver si hay otras observaciones con OIC, MA y MTE, cuya finalidad sería la de tener un panorama más completo sobre las condiciones del plasma bajo las que ocurren estas inestabilidades y que posteriormente sean utilizadas para ver si un análisis de dispersión utilizando teoría cinética lineal permite que ocurra el crecimiento de este tipo de inestabilidades. Aquellas observaciones que no han sido exploradas para encontrar cualquiera de las ondas y modos descritos en éste trabajo se indican con el símbolo “—” en la Tabla 4.1.

## 4.2. Introducción

La misión CASSINI ha permitido el estudio de inestabilidades en el plasma de la rápida y corrotante magnetósfera de Saturno. De las observaciones de campo magnético (Dougherty et al., 2004), recientes estudios han mostrado que la magnetosfera media es rica en el fenómeno de ondas con Ondas Ion Ciclotrón (OIC) y Modos Tipo Espejo (MTE) apareciendo a diferentes distancias radiales de Saturno (Russell et al., 2006b; Leisner et al., 2006). La inestabilidad ion ciclotrón en estas regiones es generada por iones de grupos de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ , ó  $H_3O^+$ ) levantados de la nube neutra del **anillo E** que forma anillos de iones en el espacio de velocidades. Las OIC son importantes para el diagnóstico de los procesos que operan en la magnetosfera y pueden proveer ideas sobre la composición del plasma que produce las ondas (Russell y Blanco-Cano, 2007).

Desde la puesta en órbita del satélite CASSINI alrededor de Saturno el primero de julio de 2004, al menos tres vuelos a la luna **Encelado** durante el 2005 y otros dentro de la magnetosfera media de Saturno han mostrado que **Encelado** es de las fuentes importantes de material para el **anillo E** con una pluma (eyecta), cerca del polo sur de ésta luna, que afecta las propiedades de plasma magnetosférico local, tales como la densidad de masa y los patrones de flujo (Khurana et al., 2007; Kivelson, 2006). La tasa de pérdida de iones del grupo de agua de la pluma de **Encelado** ha sido estimada por Hansen et al. (2006) como una función del área de la pluma y la velocidad térmica, con un valor entre  $150 - 350$  kg/s (aproximadamente  $5 \times 10^{27} - 1 \times 10^{28}$  partículas/s respectivamente). Sin embargo, otros cálculos usando las amplitudes de las ondas (Leisner et al., 2006) muestran que la nube

Tabla 4.1: Resumen de observaciones de CASSINI cerca de Encelado.

Observación	$\varphi^a$ ( $^\circ$ )	Altitud <sup>b</sup> (km)	Velocidad <sup>c</sup> (km/s)	OIC <sup>d</sup>	MA <sup>e</sup>	MTE <sup>f</sup>
17-Feb-05*	0.3	1179	6.6	Sí	Sí	Sí
09-Mar-05*	0.3	500	6.6	Sí	Sí	Sí
29-Mar-05	0.3	63785	10.1	No	No	No
21-May-05	21.9	93000	8.1	Sí	No	No
14-Jul-05	22.0	1000	8.1	Sí	No	No
29-Oct-05	0.4	190600	11.8	— <sup>g</sup>	—	—
27-Nov-05*	0.4	108600	7.5	Sí	Sí	Sí
24-Dec-05*	0.4	97200	6.9	Sí	Sí	Sí
17-Ene-06	0.4	146500	2.0	Sí	No	Sí
30-Jun-06	0.4	169300	2.2	Sí	No	Sí
09-Sep-06	25.0	39800	10.3	—	—	—
09-Nov-06	55.4	94400	14.1	Sí	—	—
18-Jun-07	2.2	90800	9.4	Sí	—	—
30-Sep-07	6.3	88400	6.1	—	—	—
17-Nov-07	5.0	118900	21.1	—	—	—
19-Dec-07	26.6	189900	16.6	—	—	—
27-Ene-08	47.1	199800	14.2	—	—	—
08-Feb-08	47.2	181000	18.9	—	—	—
12-Mar-08	57.0	995	14.6	Sí	—	—
30-Jun-08	75.8	99100	21.6	Sí	—	—
11-Ago-08	—	54	17.7	Sí	—	—
09-Oct-08	—	25	17.7	—	—	—
31-Oct-08	—	197	—	—	—	—
02-Nov-09	—	103	7.7	—	—	—
28-Abr-10	—	100	6.5	—	—	—
18-May-10	—	—	—	—	—	—

<sup>a</sup> Ángulo de inclinación de la órbita de CASSINI respecto al plano del ecuador.

<sup>b</sup> Altitud de CASSINI respecto a **Encelado** en el máximo acercamiento entre ambos.

<sup>c</sup> Velocidad de CASSINI al momento del máximo acercamiento entre CASSINI y **Encelado**.

<sup>d</sup> Detección de regiones con Ondas Ionocyclotrónicas (OIC).

<sup>e</sup> Detección de regiones con Modos Armónicos (MA) de OIC.

<sup>f</sup> Detección de regiones con Modos Tipos Espejos (MTE).

<sup>g</sup> El símbolo “—” es para señalar aquellas observaciones no exploradas todavía en la búsqueda de OIC, MA ó MTE. También puede indicar parámetros desconocidos de las observaciones.

\* Órbitas estudiadas en éste trabajo.

neutra del **anillo E** pierde  $2.26 \times 10^{26}$  partículas/s. Éste es un valor subestimado debido a que hay un límite radial en el rango de las observaciones de las ondas y el modelo. No obstante, esta tasa es cerca de dos ordenes de magnitud menor que la producción de masa en el toroide de **Io**. En adición, la tasa de masa asimilada es de cerca de  $100 \text{ kg s}^{-1}$  ( $3 \times 10^{27}$  moléculas de  $\text{H}_2\text{O}$  cada segundo) y que fue inferida por Tokar et al. (2006).

El satélite **Io** de Júpiter es otro ejemplo donde ondas ion ciclotrón son generadas por la asimilación de masa. En este caso, las ondas fueron vistas cercanas a las girofrecuencias de iones  $\text{SO}_2^+$ ,  $\text{SO}^+$  y  $\text{S}^+$ , con amplitudes aproximadas a 100 nT de pico a pico. Las ondas comienzan a 20 radios de **Io** y continúan más allá (Huddleston et al., 1999; Russell y Blanco-Cano, 2007). Observaciones durante el paso J0 de GALILEO mostraron la existencia de ondas con ángulos de propagación de  $\theta = 0^\circ - 20^\circ$  y una elípticidad entre  $-0,6$  y  $-0,8$ . Aunque muchas de las ondas ion ciclotrón se propagaban típicamente con esos ángulos, hubo intervalos donde las ondas se propagaron por arriba de los  $40^\circ$  respecto al campo magnético ambiente  $\mathbf{B}_0$ . (Blanco-Cano et al., 2001a,b). Simulaciones híbridas de Cowee et al. (2007a) han predicho la existencia del primer armónico de  $\text{SO}^+$  cerca de **Io**. Sin embargo, a partir de las observaciones no se han reportado modos armónicos.

Por otra parte, ondas ion ciclotrón con armónicos han sido observadas en los choques de proa planetarios y en medios cometarios. La primera evidencia de modos armónicos en medios planetarios fue reportada por Smith et al. (1983), quien reportó ondas de baja frecuencia en mediciones de las VOYAGER río arriba del choque de proa joviano. Estos modos fueron explicados en términos de armónicos de resonancias de ciclotrón con una distribución de protones tipo anillo. Armónicos de ondas ciclotrón también fueron reportados de observaciones de GIOTTO en la región río arriba del choque cuasi-paralelo del cometa P/Halley (Wong et al., 1991; Glassmeier et al., 1989). En este caso las ondas fueron asociadas con iones recién creados y pesados (del grupo de agua). Adicionalmente, Tan et al. (1993) identificó armónicos de ondas ion ciclotrón consistentes con los múltiplos de 6, 7, 8, 9, 10 y 12 de las girofrecuencias de iones de  $\text{O}^+$  y múltiplos 1, 1.5, 2 and 2.5 de la girofrecuencia del protón y éstos han sido analizados en Brinca (1991) y Tsurutani (1991).

Estudiar ondas ion ciclotrón en la magnetosfera de Saturno puede ayudar a mostrar como estas ondas (tanto en sus frecuencias fundamentales como sus armónicos) pueden crecer en otros medios con asimilación de masa como es el caso de los cometas, donde los iones que pertenecen al grupo de agua pueden generar fluctuaciones similares y donde las observaciones son escasas. La velocidad de corrotación de la magnetosfera de Saturno es perpendicular al campo magnético de tal modo que los iones son levantados formando distribuciones tipo anillo listas para generar ondas. A manera de contraste, la situación en cometas es más compleja, pues los iones pueden ser inyectados a diferentes ángulos,  $\alpha$ , dependiendo de la orientación de la velocidad de flujo (bulto) y el campo magnético, y en algunos casos los iones asimilados pueden tener una velocidad de deriva paralela significativa, así que más modos de las ondas son inestables, como sucede en el caso de Saturno donde se tiene que  $\alpha = 90^\circ$  (Huddleston y Johnstone, 1992). Así, resultados obtenidos del estudio de ondas ion ciclotrón en las magnetosferas planetarias pueden aportar un invalu-

able entendimiento sobre la generación y evolución de ondas cerca de cometas cuando la velocidad del viento solar y el campo magnético interplanetario son perpendiculares.

En este trabajo se muestra que armónicos de ondas ion ciclotrón, con frecuencias a dos veces el valor de la girofrecuencia del grupo de agua,  $f \sim 2 \cdot \Omega_{W^+}$ , pueden existir en la magnetosfera Kroniana donde adicionalmente se reportan ondas ion ciclotrón con frecuencias cercanas a la girofrecuencia fundamental de iones del grupo de agua,  $f \sim \Omega_{W^+}$  (Russell et al., 2006a; Leisner et al., 2006). En la sección 2 se describen las propiedades de los modos armónicos y se comparan las características de las ondas con las fluctuaciones observadas en la girofrecuencia fundamental. En la sección 3 se utiliza análisis de dispersión cinético para ver el crecimiento de las ondas. Finalmente los resultados serán discutidos y resumidos en la sección 4.

## 4.3. Observaciones de las ondas–modos armónicos

### 4.3.1. Descripción general

Se usaron mediciones de campo magnético, tomadas durante el año 2005, con el instrumento Dual Technique Magnetometer (MAG) abordo del satélite CASSINI a una resolución de un 1 vector por segundo (Dougherty et al., 2004). Dos de estos vuelos fueron muy cercanos a Encelado, 17 de febrero (E0) y 9 de marzo (E1) (ver la Tabla 4.2). Las otras dos observaciones fueron para el 24 de diciembre y el 27 de noviembre. Adicionalmente, se usaron datos del instrumento Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) (Young et al., 2004; Wilson et al., 2008) para las dos últimas observaciones. Durante estas cuatro órbitas se encontraron regiones extendidas donde ondas ion ciclotrón con frecuencias aproximadamente de dos veces el valor de la girofrecuencia de iones del grupo de agua ( $2 \cdot \Omega_{W^+}$ ). La interpretación de estas ondas sugieren que se trata de armónicos de ondas ion ciclotrón. A partir de este momento se usará la notación  $W^+$  (grupo de iones de agua) para identificar una combinación de iones  $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$  y  $H_3O^+$ .

La Figura 4.1 muestra los Espectros Dinámicos (ED)<sup>1</sup> de cinco horas de las observaciones de estos cuatro días. Los paneles superiores (inferiores) corresponden a la potencia de la densidad espectral transversa (compresiva). Las líneas blancas horizontales sobre la Figura 4.1, indican la girofrecuencia de iones  $O^+$ ,  $H_3O^+$  y  $O_2^+$  ( $\Omega_{16^+}$ ,  $\Omega_{19^+}$  y  $\Omega_{32^+}$  respectivamente). Ondas ion ciclotrón en la frecuencia fundamental de  $O^+$ ,  $H_3O^+$  y  $O_2^+$  aparecen durante  $\sim 7$  hrs para las observaciones del 24 de diciembre y el 27 de noviembre, pero solamente se han mostrado 5 horas en la figura. En comparación, las observaciones del 9 de marzo muestra ondas ion ciclotrón en el fundamental para un intervalo corto de 3 horas con un corte de datos de  $\sim 2$  horas entre las 09:30 UT–11:30 UT que corresponden a una distancia de  $3.8 R_S$  desde el centro de Saturno, lo que es consistente con las distancias

<sup>1</sup>Información específica sobre los Espectros Dinámicos puede ser vista en la sección A.4 del Apéndice A.

Tabla 4.2: Resumen de las observaciones de OIC observadas en el fundamental y su primer armónico (MA).

Fecha	OIC <sup>a</sup>	(OIC + MA) <sup>b</sup>	Distancia <sup>c</sup> ( $R_S$ )	Latitud <sup>d</sup> ( $^\circ$ )	Distancia <sup>e</sup> ( $km$ )	$fB_o$ ( $nT$ )
09-Mar-05	06:00 a 07:30	07:30 a 09:00	4.60 – 4.01	-0.151 – -0.100	500	449.91
	14:30 a 15:00	15:00 a 16:00	4.26 – 4.68	0.194 – 0.206	–	–
17-Feb-05	04:10 a 06:00	03:00 a 04:10	3.82 – 4.20	0.248 – 0.329	1179	473.94
24-Dec-05	16:40 a 19:00	19:00 a 24:00	4.82 – 4.87	-0.024 – 0.313	97200	181.87
27-Nov-05	14:30 a 16:30	09:00 a 14:30	4.82 – 5.00	-0.021 – 0.333	108600	184.20

<sup>a</sup> Intervalo de tiempo de OIC en el fundamental para todas las observaciones.

<sup>b</sup> Intervalo de tiempo donde se observaron OIC+MA.

<sup>c</sup> Distancias Radiales entre CASSINI y Saturno correspondientes a los intervalos donde hay OIC+MA ( $1R_S = 60268 km$ ).

<sup>d</sup> Latitud geográfica para la posición de CASSINI en los intervalos de OIC+MA.

<sup>e</sup> Distancia Mínima entre CASSINI y **Encelado** para cada vuelo.

<sup>f</sup> Valor del campo magnético cuando CASSINI está cruzando el ecuador de Saturno.

reportadas por [Russell y Blanco-Cano \(2007\)](#). Finalmente, la observación del 17 de febrero muestra la existencia de ondas ion ciclotrón en el modo fundamental de iones  $O^+$ ,  $H_3O^+$  y  $O_2^+$  en un intervalo similar al de la observación de marzo pero con un corte de frecuencias de  $\sim 1.5$  horas entre 00:30 UT–02:00 UT para  $O^+$  y  $H_3O^+$ . Trabajos previos ([Russell et al., 2006b](#); [Leisner et al., 2006](#)) sobre ondas ion ciclotrón en la magnetosfera de Saturno interpretaron las ondas en términos de iones  $H_2O^+$ . Sin embargo, la frecuencia de las ondas en los espectros de la Figura 4.1 presentan una mejor correspondencia a la girofrecuencia de iones de  $H_3O^+$  (ver también Figura 4.4). Esto último está de acuerdo con el trabajo de [Fleshman et al. \(2009\)](#) quienes reportan que  $H_3O^+$  es la especie de iones dominante del grupo de agua rio abajo de la pluma de **Encelado**. Durante este intervalo los picos espectrales de la potencia transversa a frecuencias cercanas a la girofrecuencia de iones  $O_2^+$  ( $f \sim \Omega_{32^+}$ ), indican que la composición de la distribución del anillo generadora de ondas puede variar.

Los Modos Armónicos (MA) con frecuencias  $f \sim 2 \cdot \Omega_{W^+}$  aparecen sobre diferentes longitudes de intervalos de tiempo. Las observaciones del 17 de febrero y 9 de marzo en la Figura 4.1, donde CASSINI se mueve hacia la derecha, muestra ondas con  $f \sim 2 \cdot \Omega_{19^+}$  en intervalos cortos de  $\sim 1$  hr correspondientes a 03:20–04:20 hrs y 07:30–08:30 hrs respectivamente y distancias radiales entre  $3.8 R_S$  y  $4.6 R_S$  de Saturno ( $1R_S = 60268 km$ ). Las observaciones del 24 de diciembre y del 27 de noviembre tienen intervalos con armónicos que duraron hasta  $\sim 5$  hrs, entre 19:00–24:00 hrs y 09:00–14:00 hrs respectivamente que corresponden a distancias de Saturno ligeramente grandes, entre  $4.8 R_S$  and  $5.5 R_S$ . Adi-

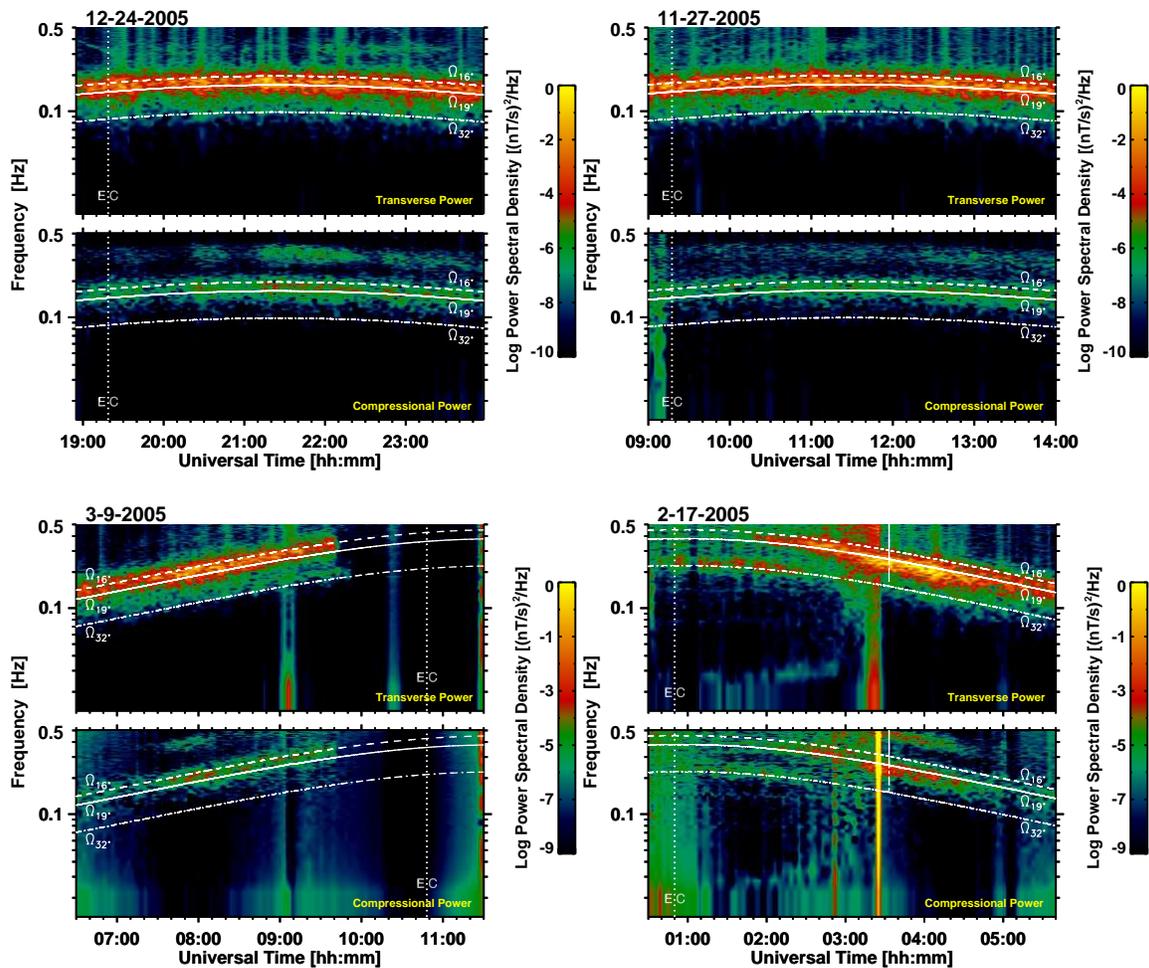


Figura 4.1: Espectros dinámicos por 5 hrs de las observaciones de CASSINI para el 24 de diciembre, 27 de noviembre, 9 de marzo y 17 de febrero del 2005 donde los modos armónicos pueden ser observados en el poder compresivo. Para cada día se muestran ambos poderes, tanto el transversal como el compresivo. Las observaciones son consistentes con las ondas ion ciclotrón observadas a las girofrecuencias de los iones  $\Omega_{16+}$ ,  $\Omega_{19+}$  y  $\Omega_{32+}$  (líneas en color blanco). CASSINI viaja hacia la derecha en los paneles y la línea E:C representa el cruce del ecuador por CASSINI. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

cionalmente, durante el vuelo del 9 de marzo, modos armónicos fueron también observados durante 15:00–16:00 hrs, i.e., a distancias de  $\sim 3.8 R_S - 4.6 R_S$  (ver la Tabla 4.2). Espectros de poder muestran que las ondas ion ciclotrón en el fundamental son principalmente fluctuaciones transversas, mientras que los modos armónicos tienen poderes compresivos más grandes. La Tabla 4.2 resume los intervalos de tiempo y distancias para OIC más su primer MA. Se observó que la magnitud del campo magnético,  $B_o$ , tuvo diferentes valores para cada región de las observaciones. Para la región con OIC, el  $B_o$  fluctuó entre 109.33–299.10 nT mientras que en la región con OIC+MA, el campo magnético fue más intenso con valores entre 157.19–363.60 nT.

La Figura 4.2 muestra las órbitas de cada observación en el plano XY. Para estos gráficos se usó el sistema Kronian–Solar–Rotational (KSR, por sus siglas en inglés), donde el eje Z está en la dirección del eje de rotación de Saturno; X es perpendicular a Z en el plano que contiene a la línea Sol–Saturno, positiva hacia el Sol; Y completa el sistema derecho. Las posiciones de **Encelado**, cuando CASSINI comienza y termina la detección de OIC+MA, son marcadas con círculos abiertos y rellenos respectivamente. Las regiones con OIC y OIC+MA se indican a lo largo de la órbita de CASSINI donde se han aplicados ED, Fast Fourier Transform (FFT, por sus siglas en inglés) y análisis de mínima varianza (MVA, también por sus siglas en inglés) para caracterizar las ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico. Para estas cuatro observaciones, CASSINI estuvo a una distancia de Saturno entre  $3.8R_S$  and  $5.5R_S$  cuando el modo armónico aparece en los ED. Se encontró que para cada órbita las OIC+MA ocurrieron más cerca de **Encelado** que las OIC en comparación. Por ejemplo, para la observación del 9 de marzo, las OIC+MA se observaron a  $\sim 13 R_E$ , mientras que las OIC ocurrieron a distancias de  $\sim 157 R_E$  ( $1 R_E = 251.8$  km, el radio de **Encelado**). En todos los casos, la inclinación de la órbita de CASSINI al momento de cruzar el ecuador (EC) fue pequeño ( $< 0.5^\circ$ ), es decir, CASSINI prácticamente cruzó paralelo al plano del **anillo E**. Durante estas cuatro órbitas, las regiones con OIC y su primer MA fueron observadas muy cerca del ecuador geográfico ( $\pm 0.04 R_S$ ). Trabajos previos (Comunicación personal con J. S. Leisner, 2009) han mostrado que las OIC pueden ser observadas alrededor de  $\pm 0.20 R_S$  respecto del plano del ecuador. Más trabajo es necesario para determinar si los MA pueden observarse por arriba de  $\pm 0.20 R_S$  del ecuador magnético para órbitas con pequeñas y altas inclinaciones.

### 4.3.2. Propiedades de las ondas

La Figura 4.3 muestra series de tiempo del campo magnético<sup>2</sup> para intervalos de 5 minutos donde las OIC+MA fueron observadas. En cada caso se grafican las componentes  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  y  $B$  con una tendencia cuadrática removida. Estas regiones muestran ondas con amplitudes de hasta  $\sim 0.7$  nT o más que son ligeramente más grandes que aquellas reportadas previamente (Dougherty et al., 2006; Leisner et al., 2006) de  $\sim 0.5$  nT, para las

<sup>2</sup>Mayor información sobre como se grafican las series de tiempo de campo magnético y sobre como se remueve la tendencia puede ser encontrada en la sección A.2 del Apéndice A.

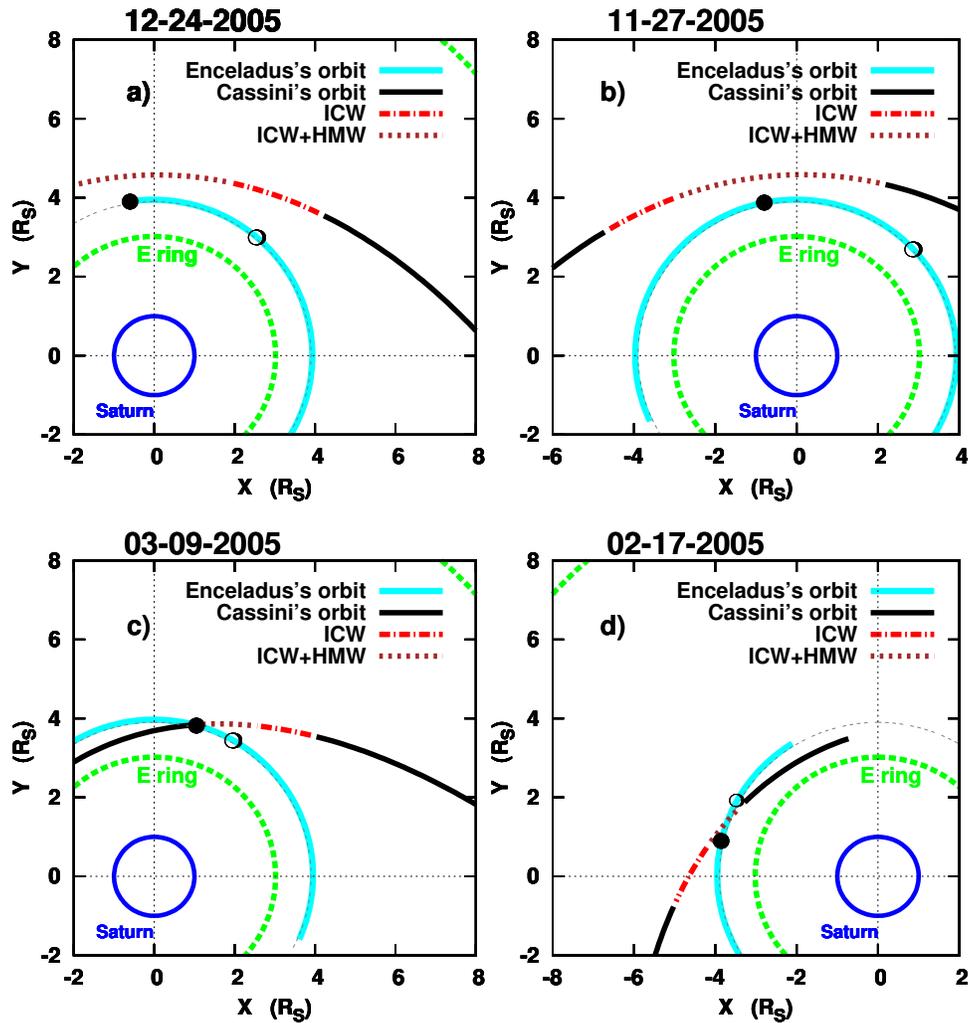


Figura 4.2: Órbitas de CASSINI y Encelado en los planos XY. El panel a) es para la observación del 24 de diciembre, b) para la del 27 de noviembre, c) para la del 9 de marzo y d) para la del 17 de febrero. Los círculos abiertos y rellenos en cada panel indican las posiciones de Encelado cuando CASSINI comenzó y terminó la detección de OIC+MA en estas órbitas. Tanto CASSINI como Encelado en cada panel viajan en contra de las manecillas del reloj. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

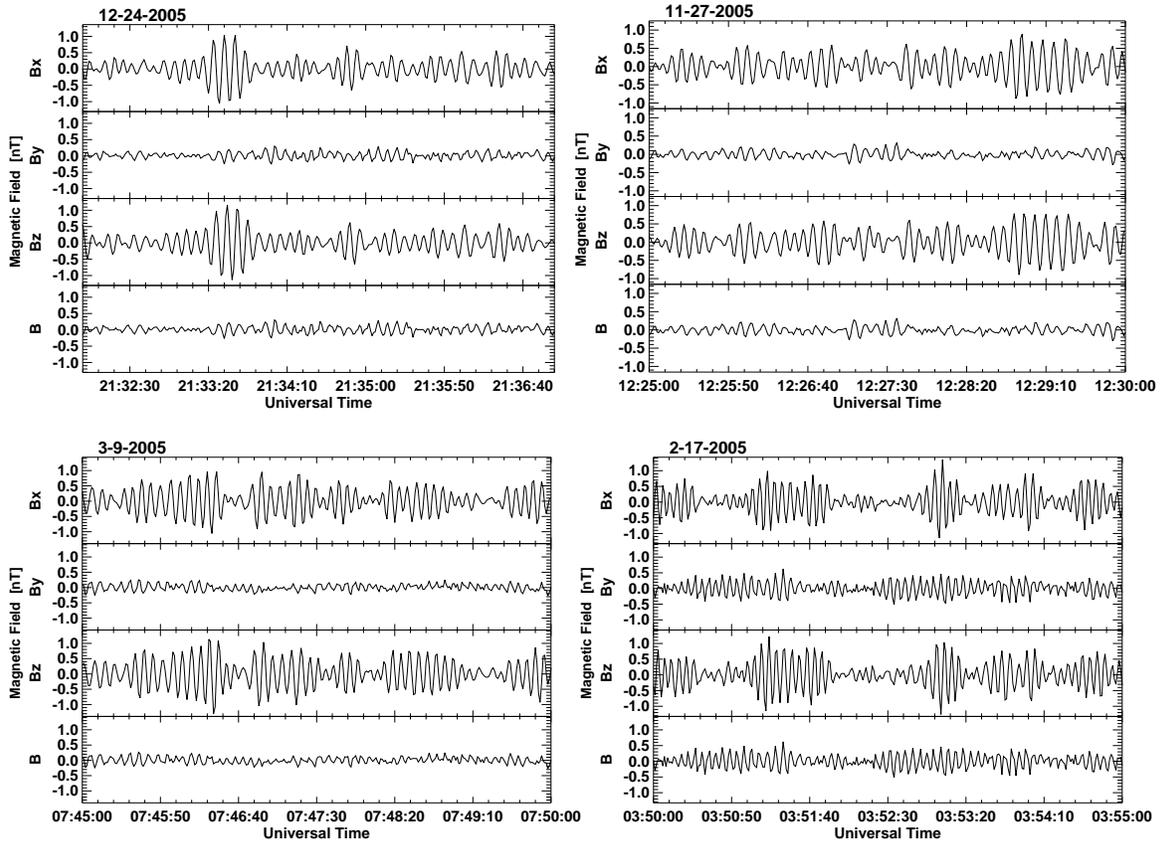


Figura 4.3: Componentes del campo magnético para intervalos representativos de 5 minutos, donde ondas ion ciclotrón en el modo fundamental y armónico  $n = 2$  fueron observadas. Aquí se ha graficado la perturbación del campo magnético y el campo magnético de fondo fue removido/quitado utilizando un ajuste cuadrático. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

observaciones E0, E1 y la del 24 de diciembre donde ellos encontraron que las OIC están justo en la frecuencia fundamental ( $f \sim \Omega_{W+}$ ). Una característica que distingue a estas ondas es la variación cuasi-periódica en amplitud que puede ser originada por una “modulación” en la onda (beating en inglés) de dos o más ondas con diferentes frecuencias que interactúan con velocidades comparables.

El análisis de Fourier (FFT)<sup>3</sup> fue descompuesto en poderes transversal y compresivo para una mejor comparación y caracterización de las ondas. El poder compresivo es definido como el poder total,  $P_{tot}$ , que resulta de aplicar FFT a la magnitud de campo magnético,  $\mathbf{B}_o$ , mientras que el poder transverso es definido como  $|P_x + P_y + P_z - P_{tot}|$ , donde  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ , son los poderes aplicados a  $B_x$ ,  $B_y$  y  $B_z$ . La Figura 4.4 muestra el análisis FFT para los intervalos de la Figura 4.3. Los poderes transversales y compresivos muestran un pico principal que es consistente con las girofrecuencias de iones  $O_2^+$ ,  $\Omega_{32+}$ , y de iones del grupo

<sup>3</sup>Para mayor información sobre el análisis de Fourier se puede revisar la sección A.3 del Apéndice A.

de agua, como lo son  $\Omega_{16+}$  y  $\Omega_{19+}$ . Se puede observar que en todos los casos OIC con frecuencias cercanas a la girofrecuencia fundamental son principalmente transversales, con un poder transversal de al menos un orden de magnitud más grande que su contraparte compresiva. En todos los casos el perfil observado para el pico fundamental es ancho y se observa un doble pico en la potencia transversa para las observaciones del 17 de febrero y 27 de noviembre, tal que este pico secundario corresponde a la girofrecuencia de iones de  $O_2^+$  ( $\Omega_{32+}$ ). Esto indica que estos iones  $O_2^+$  son comunmente asimilados (picked up) en las regiones de análisis, lo que es consistente con el hecho de que  $O_2$  es una importante componente a bajas altitudes como fue reportado por [Martens et al. \(2008\)](#); [Johnson et al. \(2006b\)](#); [Young et al. \(2005\)](#). Adicionalmente la Figura 4.4 muestra también otro pico secundario pero ahora en el poder compresivo que aparece a dos veces la girofrecuencia de iones de  $H_3O^+$  ( $2 \cdot \Omega_{19+}$ ), sugiriendo la existencia de OIC que crecen en un modo armónico  $f \sim n \cdot \Omega_{W+}$ , con  $n = 2$ . Para este pico el poder compresivo es más grande que la componente transversal, al menos por un orden de magnitud en todos los casos, excepto para la observación del 27 de noviembre donde la diferencia entre los poderes compresivos y transversales es más pequeña. Para todos los días excepto el 17 de febrero, los picos a  $2 \cdot \Omega_{19+}$  son anchos con frecuencias cercanas a  $2 \cdot \Omega_{16+}$ , ó  $2 \cdot \Omega_{18+}$ . Lo que es más el doble pico presente en el poder compresivo sugiere que estas ondas han sido generadas a más de una de estas frecuencias ( $2 \cdot \Omega_{16+}$ ,  $2 \cdot \Omega_{18+}$ ,  $2 \cdot \Omega_{19+}$ ).

Por otra parte, para la observación del 17 de febrero hay tres intervalos de tiempo donde los espectros dinámicos muestran que ondas de  $O_2^+$  pueden tener amplitudes más grandes que aquellas ondas con  $f \sim \Omega_{19+}$ . La Figura 4.5 presenta uno de estos intervalos donde el pico principal es ancho para ambos poderes transversal y compresivo y se observa cerca de la girofrecuencia de iones de  $O_2^+$  ( $\Omega_{32+}$ ) a distancias radiales de 3.5–3.6  $R_S$ , y cerca del ecuador geográfico (0–0.0104  $R_S$ ). El hecho de que ondas de  $O_2^+$  puedan ser dominantes en algunos intervalos, muestra que la composición de los anillos que producen las ondas es variable por lo que algunas ocasiones anillos densos de  $O_2^+$  pueden superar y formar una inestabilidad umbral mientras la inestabilidad debida a iones  $H_3O^+$  es estable.

Para conocer las propiedades de las ondas tales como los ángulos de propagación y la polarización se usó el Análisis de Mínima Varianza<sup>4</sup> (MVA por sus siglas en inglés) ([Hoppe et al., 1981](#)). La Figura 4.6 muestra hodogramas en los ejes principales coordenados para dos regiones con ondas ion ciclotrón con  $f \sim \Omega_{W+}$  más los modos armónicos (OIC+MA). La figura 4.7 muestra dos intervalos donde solo se observaron ondas ion ciclotrón en el modo fundamental. En todos los casos las ondas están polarizadas hacia la izquierda. Las ondas en regiones con OIC+MA son compresivas, elípticamente polarizadas con ángulos de propagación con respecto al campo ambiente, entre 17° y 59°. Para los casos mostrados en la Figura 4.6 los ángulos de propagación fueron 34.7° y 27.8° respectivamente. En contraste, las ondas en regiones con solo OIC son más transversales, polarizadas circularmente y se propagan más cerca de la dirección del campo magnético, con  $\theta_{B_0k} < 13^\circ$ .

<sup>4</sup>Mayor información sobre el análisis de Mínima Varianza utilizado aquí, puede ser revisado en la sección A.5 del Apéndice A.

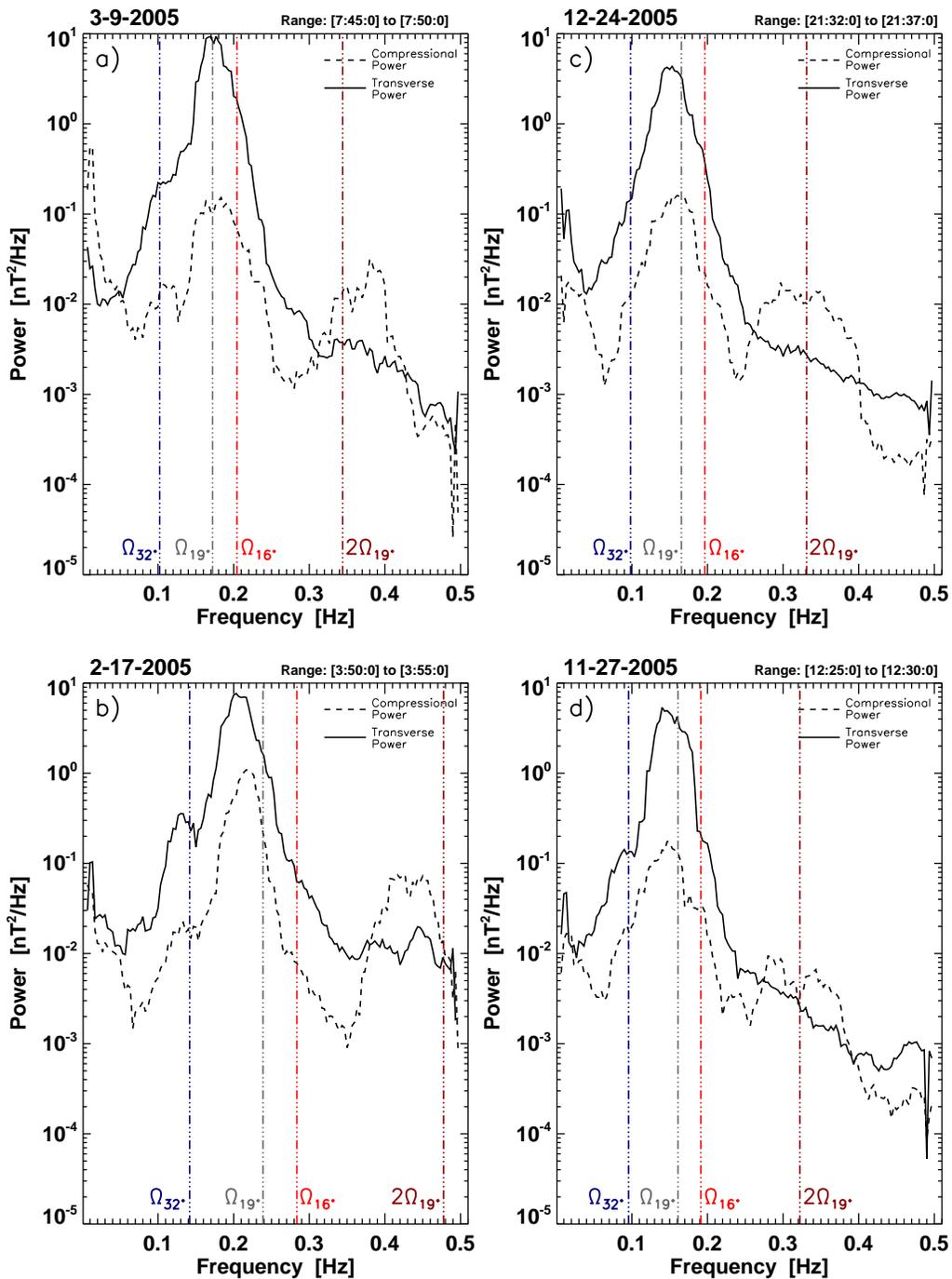


Figura 4.4: Densidad de potencia espectral para las observaciones de a) 9 de marzo en el intervalo de [07:45–07:55] hrs, b) 17 de febrero [03:45–03:50] hrs, c) 24 de diciembre [21:32–21:37] hrs y d) 27 de noviembre [12:25–12:30] hrs. Las girofrecuencias de  $\Omega_{16+}$ ,  $\Omega_{19+}$ ,  $\Omega_{32+}$  y  $2 \cdot \Omega_{19+}$  se indican con líneas discontinuas (Para una completa explicación sobre los picos ver el texto). Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

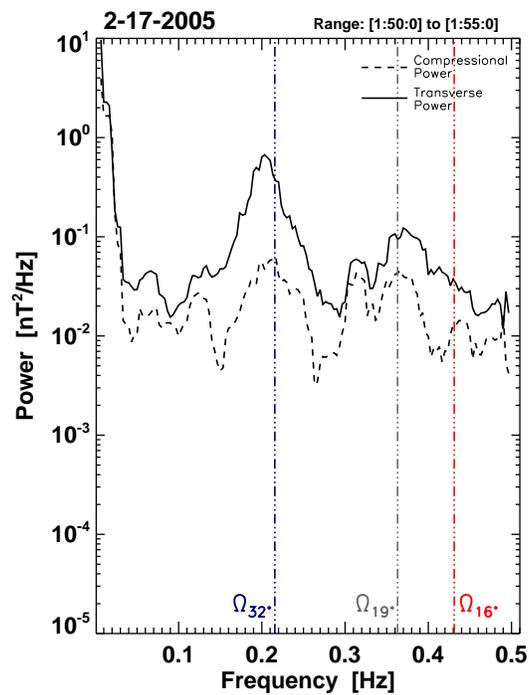


Figura 4.5: Densidad de potencia espectral para la observación del 17 de febrero en el intervalo de [01:50–01:55] hrs. Las girofrecuencias  $\Omega_{16}^+$ ,  $\Omega_{19}^+$  y  $\Omega_{32}^+$  están indicadas con líneas discontinuas. El pico principal se observa cerca de la girofrecuencia  $\sim \Omega_{32}^+$ , tanto para los poderes compresivos y transversos. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

Tabla 4.3: Resultados de MVA para los intervalos con OIC + MA y para los intervalos donde solo hay OIC en el fundamental.

Observación	Región con (OIC + MA)			
	Intervalos de tiempo <sup>a</sup>	<sup>b</sup> $\theta_{B_{ok}}(^{\circ})$	<sup>c</sup> $\lambda_{int}/\lambda_{min}$	<sup>d</sup> $\lambda_{max}/\lambda_{int}$
09-Mar-05	07:47:45 to 07:48:15	17.1	2.5	1.5
17-Feb-05	03:53:23 to 03:53:53	59.0	1.6	1.3
24-Dec-05	21:35:05 to 21:35:35	34.7	8.8	1.2
27-Nov-05	12:27:00 to 12:27:30	27.8	4.4	1.5
Región con OIC				
09-Mar-05	06:40:30 to 06:41:00	13.3	7.3	1.2
17-Feb-05	05:52:30 to 05:53:00	11.3	5.6	1.2
24-Dec-05	17:35:00 to 17:35:30	9.7	45.7	1.2
27-Nov-05	16:05:30 to 16:06:00	6.0	39.8	1.4

<sup>a</sup> Intervalos de tiempo de MVA.

<sup>b</sup> Ángulo de propagación entre el vector de onda  $\mathbf{k}$  y el campo magnético no perturbado  $\mathbf{B}_0$ .

<sup>c</sup> Razón entre los eigenvalores intermedio y mínimo ( $\lambda_{int}$  and  $\lambda_{min}$ ).

<sup>d</sup> Razón entre los eigenvalores máximo e intermedio ( $\lambda_{max}$  and  $\lambda_{int}$ ).

Para los intervalos mostrados en la Figura 4.7 las OIC se propagan a  $\theta_{B_{ok}} = 10^{\circ}$  y  $6^{\circ}$  respectivamente. La naturaleza compresiva de las regiones con MA es consistente con el análisis ED y FFT, donde la potencia compresiva es siempre más grande para el pico a  $2 \cdot \Omega_{W+}$ .

La Tabla 4.3 muestra un resumen del análisis MVA para subintervalos de 30 segundos dentro de los intervalos de la Figura 4.3, tanto para la región que contiene el MA como la región con las OIC en el fundamental. Las ondas en el fundamental son más planas y su ángulo de propagación queda bien determinado. En contraste, las fluctuaciones en regiones con OIC+MA mostraron una gran variación reflejando el hecho de que los perfiles del campo magnético observados por el satélite están compuestos de ondas con diferentes características llegando de diferentes localizaciones (i.e. ondas que principalmente se propagan paralelamente al campo y generadas en la girofrecuencia fundamental por resonancia de iones en adición a modos armónicos que se propagan oblicuos al campo magnético). En otras palabras, las ondas observadas pueden ser descritas por una distribución formada por ondas propagándose a diferentes ángulos y a frecuencias extendidas, ver como ejemplo el trabajo de (Storey y Lefeuvre, 1979).

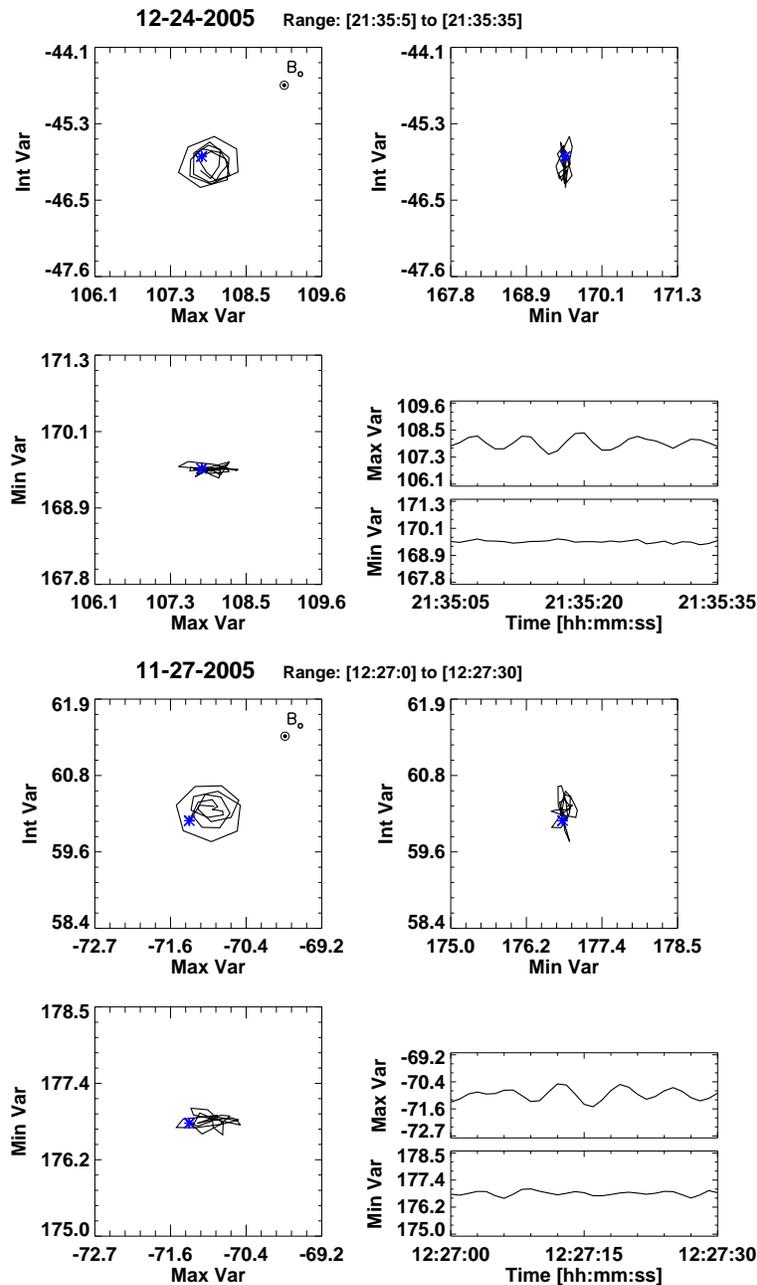


Figura 4.6: Hodogramas para ondas ion ciclotrón más su primer modo armónico para dos días: 24 de diciembre del 2005 en el intervalo de [21:35:05–21:35:35] hrs y el 27 de noviembre en el intervalo de [12:27:00–12:27:30] hrs. Estos análisis muestran ondas polarizadas elípticamente hacia la izquierda y propagándose con ángulos oblicuos,  $\theta_{Bok_1}$  de  $34,7^\circ$  y  $27,8^\circ$  para los paneles de más arriba y los de abajo respectivamente, con una significativa parte compresiva. El asterisco inidica el inicio del intervalo. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

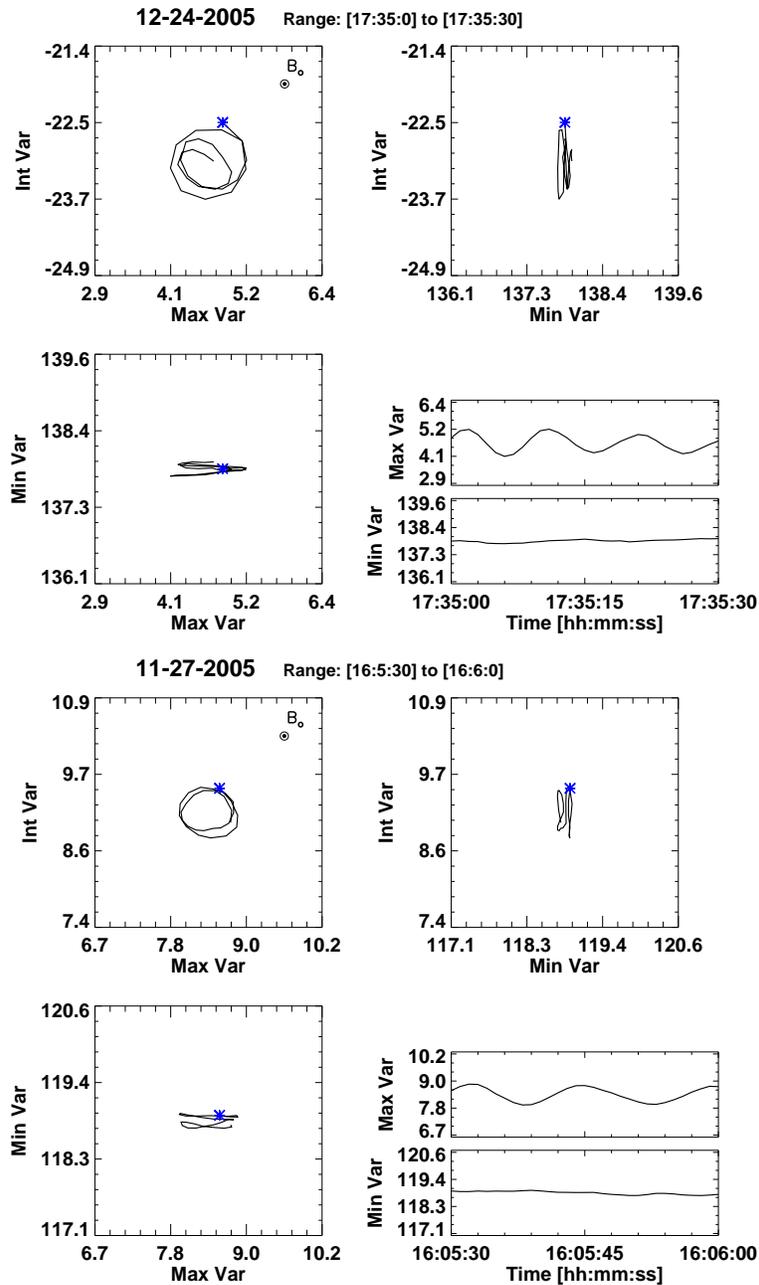


Figura 4.7: Hodogramas para las regiones donde solo se encontraron OIC en el fundamental para dos días: 24 de diciembre en el intervalo de [17:35:00–17:35:30] hrs y el 27 de noviembre en el intervalo de [16:05:30–16:06:00] hrs. Las ondas están polarizadas circularmente hacia la izquierda y se propagan casi paralelas al campo magnético con  $\theta_{Bok}$  igual a  $10^\circ$  y  $6^\circ$  para los primeros cuatro paneles y los paneles de más abajo respectivamente. El asterisco indica el inicio del intervalo. Tomada de: (Rodríguez-Martínez *et al.*, 2010).

## 4.4. Teoría de dispersión cinética

Las ondas ion ciclotron en la magnetosfera media de Saturno crecen de las anisotropías en la temperatura ( $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ) producidas por anillos de iones levantados desde la nube neutra. Es importante la existencia de estas ondas como un diagnóstico de los procesos de asimilación de masa que ocurren en las magnetosferas gigantes debido a la presencia de satélites con atmósferas y material del anillo (Leisner et al., 2006; Blanco-Cano, 2004). Para caracterizar las propiedades del plasma, inestabilidades y condiciones para el crecimiento de ondas, es necesario usar teoría de dispersión cinética (Gary, S. P., 1993; Brinca and Tsurutani, 1989a,b).

Las condiciones en plasma en medios espaciales son comúnmente adecuadas para el desarrollo de ondas e inestabilidades. Regiones similares al **anillo E** de Saturno donde se observan procesos de asimilación de masa, son muy favorables para observar el crecimiento de ondas. Para estimar las condiciones necesarias para el crecimiento de ondas ion ciclotrón tanto para el fundamental ( $n = 1$ ) como para el primer armónico ( $n = 2$ ), se ha usado el código de dispersión WHAMP<sup>5</sup> (Rönmark, K., 1982). Se consideraron 6 especies en el plasma con propiedades similares a la región del anillo (ver Tabla 4.4), con una distribución tipo anillo fría de  $\text{H}_3\text{O}^+$ . En los modelos de WHAMP las distribuciones de velocidad son bi-Maxwellianas en vez de anillos tipo haz. Como se muestra en el trabajo de Cowee et al. (2007a), éste código de dispersión permite resultados similares a aquellos obtenidos con iones recién creados que son modelados como un anillo si se considera una bi-Maxwelliana altamente anisotrópica para un anillo con  $T_{\perp} = mv_{ring}^2$  y  $T_{\parallel} \sim 0$ . Por lo tanto se puede calcular la anisotropía en la temperatura causada por la distribución tipo anillo evaluando una temperatura efectiva perpendicular para tal anillo usando la velocidad de inyección de los iones levantados. En este sentido,  $T_{\perp j} = m_j v_{\perp}^2 / 2k_B$  donde  $j$  se refiere a las especies de iones, en este caso  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Si  $v_{\perp} = 37 \text{ km s}^{-1}$  (consistente con los valores de velocidad de Leisner et al. (2006)), entonces  $T_{\perp \text{H}_3\text{O}^+} \simeq 0.1356 \text{ keV}$ . La temperatura paralela se considera muy pequeña ( $T_{\parallel} < 0.5 \text{ eV}$ , ver la Tabla 4.4). El plasma de background o fondo consiste de iones de  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ,  $\text{O}^+$  and  $\text{O}_2^+$ , cuyas densidades corresponden al 70 %, 15 % y 4 % de la densidad total, tal y como se estimó en el modelo de Jurac y Richardson (2005), para las primeras tres especies respectivamente. La densidad de  $\text{O}_2^+$  ( $\sim 1$  % de la densidad del background o fondo) fue calculada de Martens et al. (2008).

La Figura 4.8 muestra los datos de plasma obtenidos con el instrumento CAPS para dos días de las observaciones: 27 de noviembre y 24 de diciembre de 2005. En ésta figura los parámetros mostrados son: magnitud del campo magnético, densidad, temperatura y anisotropía de la temperatura para el background de  $\text{H}^+$  y  $\text{OH}^+$  como una función del tiempo y la distancia. Las bandas de colores son para identificar aquellas regiones donde se han observado ondas ion cilotrón (ICW por sus siglas en inglés) y ondas ion ciclotrón más su primer armónico (ICW+HMW por sus siglas en inglés). La línea vertical discontinua indica

<sup>5</sup> Mayor información sobre cómo fue utilizado el del código WHAMP en éste trabajo se puede encontrar en el Apéndice B.

Tabla 4.4: Condiciones del plasma para el análisis de dispersión usado en WHAMP,  $|\mathbf{B}_o| = 180 \text{ nT}$ .

Especie	Densidad ( $\text{cm}^{-3}$ )	Temperatura, $[T_{\parallel}]$ (eV)	$A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$	Velocidad del anillo ( $\text{km s}^{-1}$ )
– Anillo –				
$\text{H}_3\text{O}^+$	4.32	0.02–0.5	6000–250	37
– Background –				
$\text{H}_3\text{O}^+$	42.00	7.7	4.0	0
$\text{OH}^+$	9.00	40.0	1.0	0
$\text{O}^+$	2.40	134.1	1.0	0
$\text{O}_2^+$	0.60	107.3	1.0	0
Electrones	58.32	6.9	1.0	0

la posición de máximo acercamiento entre CASSINI y Saturno. Se observa también que los intervalos con OIC+MA ocurren alrededor de éste máximo acercamiento entre CASSINI y Saturno, donde la intensidad de  $\mathbf{B}_o$  es máxima. Se usó el valor de  $n_{W^+} \simeq 60 \text{ cm}^{-3}$  para la densidad total para el grupo de iones de agua parecido al observado por datos de CAPS (ver Figura 4.8) para la región de OIC+MA así como también la densidad de electrones reportadas en los trabajos de Persoon et al. (2006) y Tokar et al. (2008).

La densidad total del anillo de  $\text{H}_3\text{O}^+$  se introdujo como el 8% de la densidad de background, que es consistente con los valores estimados por Tokar et al. (2008) para el levantamiento de iones. Se incluyó una componente de electrones para mantener la neutralidad del plasma. El campo magnético ambiente fue de  $\mathbf{B}_o = 180 \text{ nT}$ , que es consistente con los valores observados en la región de OIC+MA (ver Figura 4.8). La temperatura para todas las especies se obtuvo suponiendo una  $\beta$  del plasma de  $0.0040 \pm 0.0008$  proveniente del trabajo de Sittler et al. (2005) en la posición de Encelado, excepto para el caso de  $\text{OH}^+$  cuyo valor se obtuvo a partir de los datos de CAPS (ver Figura 4.8). La Figura 4.8 muestra que las componentes de background del plasma pueden tener una anisotropía en la temperatura de  $T_{\perp}/T_{\parallel} \neq 1$ , y además esto puede ser diferente para cada especie. Esto da argumentos a favor de que las poblaciones del background algunas veces no están totalmente termalizadas. Esto está de acuerdo con trabajos previos de Tokar et al. (2008) donde plasmas anisotrópicos se reportaron entre 4 y  $4,5 R_S$ . Con todos estos valores se realizaron muchas corridas de WHAMP para determinar el crecimiento de ondas, para el caso de ondas ion ciclotrón y su modo armónico ( $n = 2$ ).

La Figura 4.9 muestra la frecuencia de la onda y la tasa de crecimiento como función de  $kc/\omega_p$  para las ondas que se propagan en la frecuencia fundamental, con  $\theta_{B_{o,k}} \sim 0^\circ$ , y ondas propagándose en la primer frecuencia armónica ( $n = 2$ ), con  $\theta_{B_{o,k}} \sim 50^\circ$ . Se graficaron las propiedades de dispersión para varios valores de la anisotropía de la temperatura

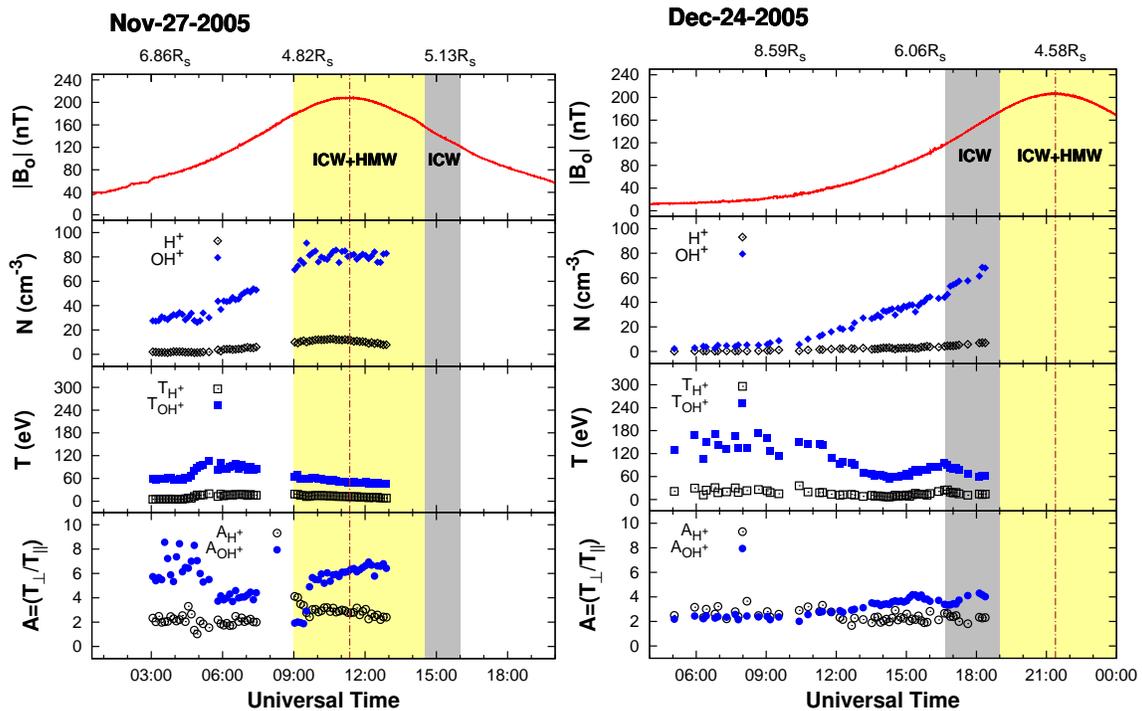


Figura 4.8: Datos de CAPS para las observaciones del 27 de noviembre y 24 de diciembre. De arriba hacia abajo, los parámetros mostrados son: magnitud del campo magnético, densidad, temperatura y anisotropía de la temperatura para los iones de background de  $H^+$  y  $OH^+$ . Las bandas de colores indican las regiones con ondas ion ciclotrón (ICW por sus siglas en inglés) y las regiones con sus armónicos (ICW+HMW por sus siglas en inglés). La línea vertical discontinua indica el máximo acercamiento entre CASSINI y Saturno. La escala de distancias arriba se mide respecto al centro de Saturno. Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

( $A = T_{\perp}/T_{\parallel}$ )  $A = 950$ ,  $A = 2000$  and  $A = 3000$ . Se encontró que las ondas propagándose oblicuamente ( $\theta_{B_{ok}} = 50^{\circ}$ ) con frecuencia  $\sim 2 \cdot \Omega_{19+}$  correspondiente al primer modo armónico pueden crecer, y que su tasa de crecimiento es mucho más pequeña (3–8 veces más baja que el máximo de crecimiento) que el crecimiento de ondas propagándose paralelamente en la girofrecuencia fundamental. Esto explica porque los modos armónicos no son observados en todas las órbitas de CASSINI y porque cuando son observados sus amplitudes son mucho más pequeñas que las ondas con frecuencia  $\sim \Omega_{19+}$ . Claramente de esta figura se observa que si la anisotropía  $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$  crece o aumenta el crecimiento de modos armónicos a  $\theta_{B_{ok}} = 50^{\circ}$  también se incrementa. El crecimiento de modos armónicos requiere de grandes valores en la anisotropía de la temperatura  $A$  lo que es previsto por el levantamiento en distribuciones tipo anillo. Se ha encontrado que un valor de  $A > 950$  (correspondiente a una bi-Maxwelliana con  $T_{\perp} = 135.6$  eV y  $T_{\parallel} = 0.143$  eV) los modos armónicos pueden crecer. En este mismo sentido, se encontró que para un valor de  $n_{ring} > 2.5 \text{ cm}^{-3}$  el modo armónico puede crecer (ver Figura 4.10). Todo lo encontrado en éste trabajo es consistente con los trabajos de simulaciones de Cowee et al. (2009) quién mostró que modos armónicos débiles con propagaciones oblicuas pueden existir en el entorno de Saturno.

La Figura 4.10 presenta el comportamiento del modo armónico (MA) ( $n = 2$ ) como función del ángulo de propagación, anisotropía, densidad del anillo y velocidad de pickup. Es claro que estos MA pueden crecer más a ángulos oblicuos ( $> 25^{\circ}$  con un máximo de crecimiento a  $\theta_{B_{ok}} = 60^{\circ}$ ). Los paneles b) y c) muestran como el crecimiento del fundamental y su armónico aumenta con la anisotropía de la temperatura y la densidad del anillo respectivamente. El crecimiento del modo fundamental en estos casos es siempre alrededor de 2.5–3.5 veces el crecimiento del modo armónico. De estos dos paneles se observa que los MA solamente pueden crecer cuando la anisotropía en la temperatura es  $A > 950$ . Como muestra el panel c), los modos armónicos también necesitan que la densidad del anillo sea de al menos  $n_{ring} > 2.5 \text{ cm}^{-3}$  ( $\sim 4.6\%$  de la densidad total de fondo o background) y para un valor fijo de  $A$  ( $A = 1200$ , corresponde a una  $T_{\perp} = 135.6$  eV y a una  $T_{\parallel} = 0.113$  eV). Por abajo de esta densidad del anillo o anisotropía solamente pueden crecer ondas que se encuentran en la frecuencia fundamental. La velocidad de corrotación del plasma en la magnetosfera de Saturno cambia con la distancia al planeta. Para las regiones donde se observan OIC y sus MA durante las cuatro órbitas analizadas aquí la velocidad varía de  $33 \text{ km s}^{-1}$  a  $53 \text{ km s}^{-1}$ , correspondientes a distancias entre  $3.5 R_S$  y  $5.5 R_S$  respectivamente (Russell et al., 2006a). El panel d) en la Figura 4.10 muestra el crecimiento de la onda para ondas ion ciclotrón en el fundamental y a  $f \sim 2 \cdot \Omega_{W+}$ , para las velocidades de pickup del anillo en el intervalo de  $26 \text{ km s}^{-1}$  a  $37 \text{ km s}^{-1}$  con una anisotropía fija de  $A = 1200$ . Se encontró que el crecimiento de las ondas en el fundamental y el MA existen si  $v > 26 \text{ km s}^{-1}$  consistente con las observaciones de CASSINI. Si la velocidad de levantamiento de iones es más pequeña que  $26 \text{ km s}^{-1}$ , no hay crecimiento del modo armónico y las ondas son amortiguadas ( $\gamma < 0$ ), de tal forma que no se espera el crecimiento de modos armónicos de OIC para distancias de  $r \leq 3 R_S$ . La tasa de crecimiento es una función de la velocidad del anillo con la tasa de crecimiento y la tasa de crecimiento aumenta

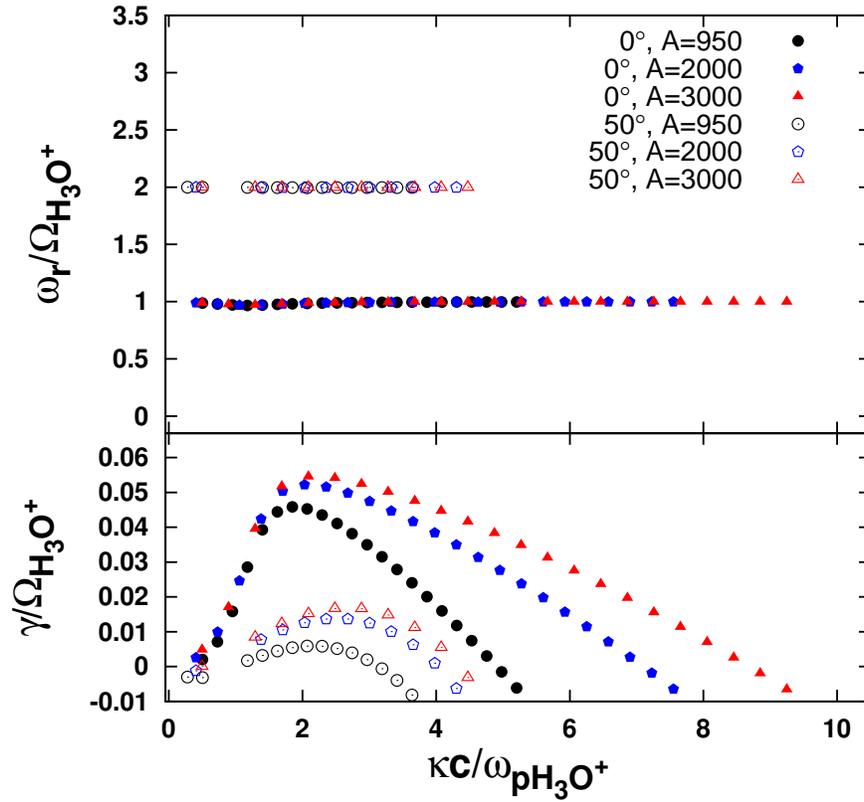


Figura 4.9: Frecuencia y tasa de crecimiento como función de  $k$  para ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico ( $n = 2$ ) en un plasma semejante al entorno del **anillo E** para varios valores de la anisotropía  $A$ . El modo fundamental se propaga a  $\theta_{B_{ok}} = 0^\circ$  y el modo armónico a  $\theta_{B_{ok}} = 50^\circ$ ,  $\omega_{pH_3O^+}$  es la frecuencia del plasma para iones de  $H_3O^+$  en un anillo con  $\omega_{pH_3O^+} = 629$  Hz, suponiendo una densidad de  $n_{H_3O^+} = 4,32 \text{ cm}^{-3}$ . Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

conforme también se incrementa  $v_{\perp}$ .

## 4.5. Discusión y conclusiones

Las magnetosferas son excelentes laboratorios para estudiar los procesos de asimilación de masa y sus productos tales como la generación de ondas ion ciclotrón. La misión PIONEER 11 hizo la primera detección de ondas ion ciclotrón en el **anillo E** de Saturno (Smith y Tsurutani, 1983). Más recientemente, observaciones de CASSINI mostraron que las ondas ion ciclotrón son comúnmente observadas en la magnetosfera media de Saturno (Russell et al., 2006a; Leisner et al., 2006). Estas ondas tienen frecuencias cerca de la girofrecuencia de iones del grupo de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$  y  $H_3O^+$ ) y crecen vía la resonancia de ciclotrón a partir de la energía libre proveída por los iones levantados del toroide del **anillo E**. Debido a la geometría del campo magnético de Saturno y a la dirección de corrotación del plasma, el levantamiento de iones forma anillos en el espacio de velocidades con  $v_{\perp} = v_{corot} - V_{Enc}$  y  $v_{\parallel} = 0$  (donde  $V_{Enc}$  es la velocidad de Encelado y  $v_{corot}$  es la velocidad de corrotación), de tal forma que una gran anisotropía en la temperatura ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) sea originada en el plasma. En éste trabajo también se encontraron ondas con periodos más largos y frecuencias aproximándose a la girofrecuencia de  $O_2^+$  ( $\Omega_{32+}$ ). En la mayoría de las regiones se encontró que estas ondas tienen amplitudes más pequeñas que las ondas generadas por iones del grupo de agua, pero como se mencionó tempranamente (ver también espectros dinámicos en la Figura 4.1 y de Fourier, Figura 4.5), hay intervalos donde las ondas generadas por estos iones pueden llegar a ser dominantes.

Éste trabajo ha mostrado también más órbitas con ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo<sup>6</sup> (ver Tabla 4.1), sin embargo, la existencia de ondas con frecuencias a dos veces la girofrecuencia de iones del grupo de agua solo ha sido observada durante cuatro órbitas del satélite CASSINI, como se ha mostrado a lo largo de éste apartado. Más análisis en la búsqueda de MA es necesario para las órbitas restantes de CASSINI (ver Tabla 4.1), lo que permitiría hacer un estudio más profundo sobre las condiciones del plasma. Por otra parte, las ondas que ocurren a  $f \sim 2 \cdot \Omega_{W+}$ , se han interpretado como un modo armónico con  $n = 2$ , y del análisis de dispersión usando WHAMP donde los anillos de iones son modelados con bi-Maxwellianas altamente anisotrópicas mostramos que el crecimiento de tales ondas es posible en una plasma parecido al de la magnetosfera media de Saturno. Los MA pueden ocurrir en regiones donde también ondas ion ciclotrón en la girofrecuencia fundamental han sido observadas. Todas las ondas están polarizadas hacia la izquierda, pero los modos armónicos se propagan a ángulos oblicuos (hasta  $60^\circ$ ) respecto del campo magnético ambiente presentando un carácter compresivo. Mientras que las OIC se propagan de forma más paralela y son fluctuaciones transversales. Además, las amplitudes de los modos armónicos son más pequeñas que las OIC, con una potencia en el espectro 2 órdenes de magnitud menor que la potencia de las ondas en el fundamental. Leisner et al.

<sup>6</sup>Éste tipo de modos serán tratados a profundidad en el capítulo 5.

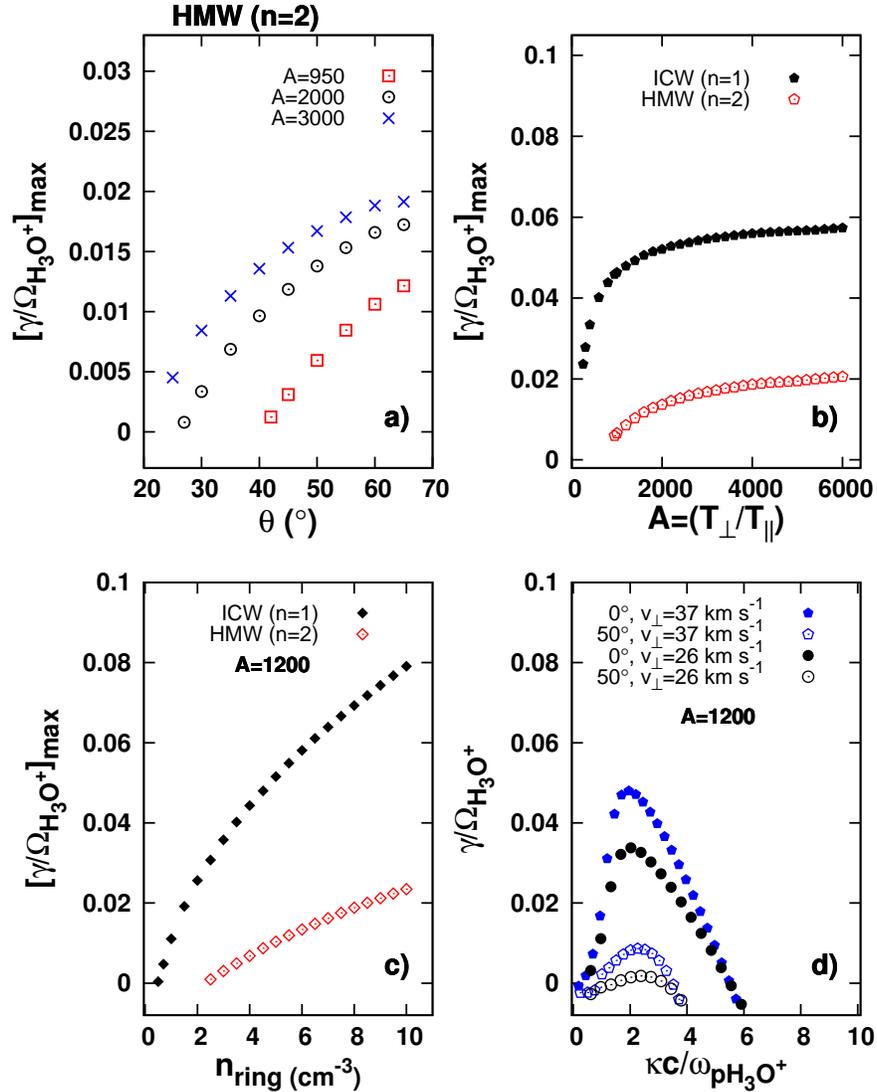


Figura 4.10: Tasa de crecimiento máxima para OIC (ICW por sus siglas en inglés) y MA (HMW por sus siglas en inglés) ( $n=2$ ). El panel a) muestra el crecimiento de MA como función del ángulo de propagación para diferentes anisotropías. Los paneles b) y c) muestran el crecimiento de MA como una función de la anisotropía en la temperatura y la densidad del anillo respectivamente. De estos dos paneles es claro que el crecimiento de MA suceden solamente si  $A > 950$  y si  $n_{\text{ring}} > 2.5 \text{ cm}^{-3}$  con una anisotropía fija al valor de  $A = 1200$ . Finalmente, el panel d) muestra que el crecimiento de OIC y su primer MA para la velocidad de levantamiento (pick-up) en el intervalo de  $37 \text{ km s}^{-1}$  y  $26 \text{ km s}^{-1}$ . No se observa el crecimiento de MA cuando  $v_{\text{pickup}} < 26 \text{ km s}^{-1}$ . Tomada de: (Rodríguez-Martínez et al., 2010).

(2006) encontró que las amplitudes de las OIC son variables (0.2 - 2.0) nT en tiempo y en espacio. En este trabajo se ha encontrado que las OIC+MA pueden tener variaciones en sus amplitudes entre (0.2 - 0.7) nT.

La variabilidad observada en las propiedades de las ondas implican cambios temporales y espaciales en el material del toro neutro. La composición del levantamiento de iones de los anillos y del plasma de fondo es cambiante conduciendo a diferentes condiciones que afectan la inestabilidad umbral y al modo dominante observado. Los cambios en la composición del toroide puede estar relacionado a los cambios en la química del material inyectado al anillo y cambios por la pluma de **Encelado** y la atmósfera.

Usando el código de dispersión WHAMP (Rönmark, K., 1982) se ha mostrado que los modos armónicos pueden crecer en un plasma con características similares a la de la magnetosfera media de Saturno. Además, las predicciones de teoría lineal compaginan con las características observadas de los MA que crecen en el intervalo de ángulos  $\theta_{B_{ok}}$  entre  $20^\circ$  y  $60^\circ$ , con un máximo de crecimiento a  $\sim 60^\circ$ . Mientras que las OIC tienen un máximo de crecimiento a propagación paralela. De acuerdo con nuestros resultados (Rodríguez-Martínez et al., 2010), el crecimiento de los modos armónicos en la magnetosfera de Saturno ha sido sugerido en el trabajo de simulaciones de Cowee et al. (2009). La propagación oblicua de los modos armónicos, con un máximo de crecimiento a  $\theta_{B_{ok}} \sim 30^\circ$  ha sido observada también en entornos cometarios (Brinca and Tsurutani, 1989b). La teoría lineal ha sido empleada en el pasado para mostrar que los modos armónicos pueden crecer en el antechoque<sup>7</sup> (foreshock en inglés) de la Tierra con ángulos de propagación,  $\theta_{B_{ok}} \sim 45^\circ$  (Smith y Gary, 1987).

Nuestros resultados (Rodríguez-Martínez et al., 2010) muestran modos armónicos en la magnetosfera de Saturno en contraste con el caso de **Io**, donde no se reportaron modos armónicos de los datos aún cuando el crecimiento de éstos fue propuesto en el trabajo de simulación de (Cowee et al., 2007a). Es probable que los MA estén presentes también cerca de **Io** pero con amplitudes más pequeñas que las ondas observadas cerca de las girofrecuencias de  $SO_2^+$ ,  $SO^+$  y  $S^+$ . Desafortunadamente el número de órbitas hechas por GALILEO cerca de esta luna son limitadas, aunque también es posible que la nave no haya hecho un muestreo de aquellas regiones donde los MA podrían ocurrir. La región del **anillo E** se extiende desde los  $3R_S$  hasta los  $8R_S$  ( $1R_S = 60268$  km) desde el centro de Saturno. De modo que la región fuente donde iones del grupo de agua son asimilados para generar ondas es mucho más extendida que para el caso de **Io**. Trabajos anteriores muestran que las OIC no son visibles dentro de un radio de  $3.8R_S$  (desde Saturno) y que en el pico de sus amplitudes éstas se encuentran entre  $4-5R_S$  (Russell y Blanco-Cano, 2007), es decir, cerca de la órbita de **Encelado** que está a  $3.95R_S$  del planeta. El estudio de un gran número de órbitas muestra que la región fuente de las ondas está localizada en el ecuador, a lo largo de la magnetosfera interna cuando CASSINI se acerca al plano ecuatorial (Leisner et al., 2006), en donde se observan OIC dentro de  $\pm 0.20R_S$  (plática personal con J. S. Leisner, 2009).

<sup>7</sup>Es la región río arriba del choque terrestre que incluye viento solar convectivo así como electrones e iones reflejados del choque de proa.

Para las cuatro órbitas que se han analizado en este trabajo, donde hemos encontrado modos armónicos, éstos tienden a estar más concentrados en el ecuador ocurriendo entre  $\pm 0.04R_S$  del plano ecuatorial y a distancias entre  $3.8R_S$  y  $5.5R_S$  de Saturno. Sin embargo, se requiere de un mayor análisis en cuanto a órbitas con grandes y pequeños ángulos de inclinación para poder determinar la región fuente tanto de las ondas ion ciclotrón como de su primer modo armónico.

Las ondas ion ciclotrón y los modos tipo espejo pueden crecer de la anisotropía en temperatura (presión),  $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$ . El modo dominante depende de diferentes factores tales como la  $\beta$  del plasma, el valor de la anisotropía en la temperatura y la composición del plasma de background (Leisner et al., 2006). Estudiar en detalle las propiedades de las ondas en el plasma nos permitirá mejorar nuestro entendimiento acerca de los cambios y procesos que sufre la región del **anillo E**. Un análisis más detallado de las regiones con modos tipo espejo para estas cuatro observaciones de CASSINI se presentará en el capítulo 5.

De los cálculos de WHAMP hemos determinado las condiciones necesarias, en entornos como los de la magnetosfera media de Saturno, para el crecimiento de OIC tanto en su girofrecuencia fundamental como a  $f = 2 \cdot \Omega_{W^+}$  (Rodríguez-Martínez et al., 2010). Para imitar el crecimiento debido a anillos de iones de  $H_3O^+$ , hemos considerado una bi-Maxwelliana altamente anisotrópica y encontramos que hay una anisotropía de temperatura crítica y un valor crítico para la densidad del anillo tal que el crecimiento de MA puede ocurrir, estos valores son  $A > 950$  (correspondiente a  $T_{\perp} = 135.6$  eV y  $T_{\parallel} = 0.143$  eV) y  $n_{ring} > 2.5$  cm<sup>-3</sup> respectivamente. Debajo de estos valores de densidad del anillo y anisotropía solamente OIC pueden crecer. En efecto, las OIC pueden crecer para valores de  $n_{ring} \geq 0.5$  cm<sup>-3</sup> o si  $A \geq 250$ . Aunque el uso de un código de dispersión habilitado con un modelo de distribuciones tipo anillo frío es deseable, Cowee et al. (2007a) ha mostrado que los resultados del código WHAMP cuando se usa una bi-Maxwelliana altamente anisotrópica son consistentes con los resultados o el modelado de una anillo frío, por lo que creemos que nuestras predicciones representan un buen punto de inicio para mostrar que el crecimiento de MA es posible en una nube neutra extendida. La interacción de las ondas con el existente levantamiento de iones puede resultar en la termalización de la distribución de iones y eventualmente las ondas pueden amortiguarse. Se necesita más trabajo para entender la forma de la región permeada con ondas ion ciclotrón y modos armónicos en la magnetosfera media de Saturno.

Finalmente, las amplitudes de las ondas observables y características no son solamente una función de las tasas de crecimiento de las inestabilidades lineales, sino que también dependen de el tiempo que un tren dado de la onda pasa en presencia de un haz y del mecanismo por el que la onda se satura, así como también de la posición de la nave con respecto a la fuente de la onda. Además, las ondas pueden ser producidas por anillos de iones con diferentes características (haces fríos, haces tibios que han sufrido alguna termalización, diferente densidad del haz y composición), de modo en realidad que los espectros observados son más complejos que lo que teoría lineal describe. Las amplitudes de las ondas pueden

dar un diagnóstico de las condiciones en el toroide neutro. Las simulaciones híbridas pueden ser muy útiles para estudiar las fluctuaciones en regiones donde hay asimilación de masa como las magnetósferas planetarias (ver el trabajo de [Cowee et al. \(2009\)](#)). Éstas han mostrado también que hay una relación lineal entre la tasa de producción de iones y el cuasiestacionario nivel de energía de la onda ( $\delta B^2$ ) ([Cowee et al., 2009](#)).

Trabajo futuro incluirá el estudio de órbitas de gran inclinación de CASSINI para determinar si los MA pueden ocurrir lejos de la región ecuatorial.

---

Parte V  
Capítulo 5



## 5

## Modos tipo espejo

En este capítulo se presentarán algunos de los resultados sobre los modos tipo espejo detectados en 4 observaciones del 2005 por CASSINI. Al igual que en el caso de las ondas ion ciclotrón y sus modos armónicos, se presentarán también los análisis empleados para obtener información acerca de estos modos. También se estudiarán las características que prevalecen en el plasma para ver explorar las condiciones de crecimiento utilizando el código de dispersión WHAMP. Finalmente cabe mencionar, que estos resultados serán publicados en breve.

## 5.1. Introducción

El modo tipo espejo típicamente es observado en plasmas que tienen una beta<sup>1</sup> alta, donde existe una alta anisotropía de temperaturas,  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$  (o presiones,  $P_{\perp}/P_{\parallel} > 1$ ). El modo tipo espejo ha sido estudiado en diversos trabajos ([Chandrasekhar et al., 1958](#); [Barnes, 1966](#); [Hasegawa, 1975](#); [Huddleston et al., 1999](#)) y se caracteriza por ser un modo que no se propaga y por tener una frecuencia real igual a cero ([Krauss-Varban et al., 1994](#)), por lo que las componentes de iones solo contribuyen a la parte imaginaria de éstas frecuencias, es decir, la frecuencia de este modo es puramente imaginaria ([Treamann y Baumjohann, 2001](#)). Por otra parte, las tasas de máximo crecimiento para el modo tipo espejo ocurren a ángulos oblicuos ( $\theta_{B_o\kappa}$ ) respecto a  $\mathbf{B}$ , el campo magnético ambiente, en contraste con las

---

<sup>1</sup> $\beta$  es la razón entre las presiones del plasma y la magnética, tal que  $\beta = \frac{2\mu_0 n\kappa T}{B^2}$ . De tal forma que si  $\beta \ll 1$  se habla de un plasma “frío”, mientras que si  $\beta \geq 1$  se habla de un plasma “tibio” ([Kivelson y Russell, 1996](#)).

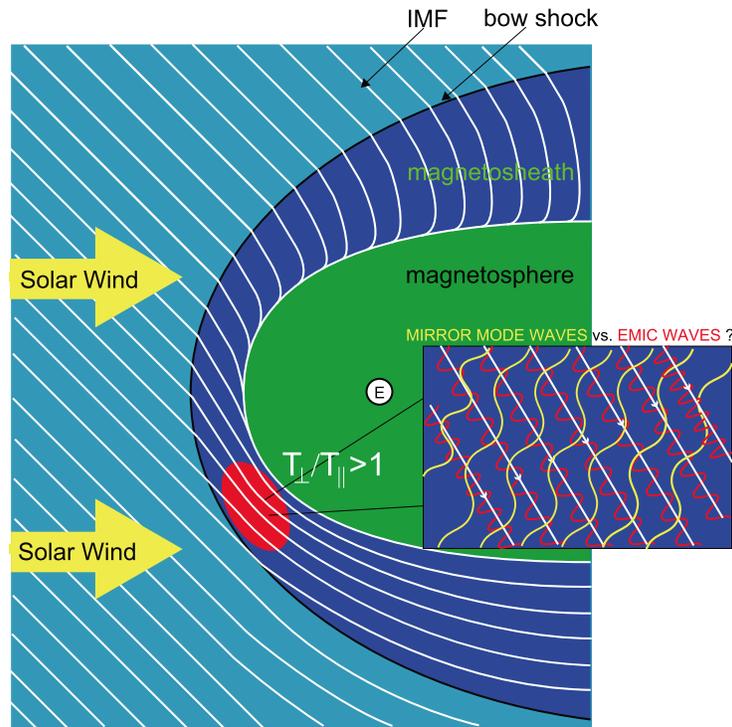


Figura 5.1: Representación gráfica de de la magnetosfera terrestre. Las líneas en color blanco muestran la configuración del campo magnético interplanetario. La zona en rojo (región donde se hace un zoom para ver tales ondas y modos) muestra donde se espera observar los modos tipo espejo o las ondas electromagnéticas ion ciclotrón (EMIC por sus siglas en inglés). Tomada de: (Shoji et al., 2009).

ondas ion ciclotrón, que como ya se mostró en el capítulo anterior, tienen un máximo de crecimiento a  $\theta_{B_o\kappa} = 0$  (Huddleston et al., 1999).

La confirmación inicial acerca de la existencia de modos tipo espejo fue en la magnetofunda<sup>2</sup> de la Tierra (ver Figura 5.1), además de que han sido observadas en todas partes de la heliosfera. Éstas fueron interpretadas inicialmente como ondas de muy baja frecuencia, ondas tipo modo-lento o condensaciones del plasma impulsadas por una inestabilidad tipo espejo (Shoji et al., 2009; Huddleston et al., 1999; Kaufmann et al., 1970). Posteriormente estas estructuras fueron atribuidas a modos tipo espejo (Hubert et al., 1989; Tsurutani et al., 1982). También se han observado este tipo de modos en cometas, tal es el caso del cometa Giacobini-Zinner (Tsurutani et al., 1999) o el del cometa Halley (Glassmeier et al., 1993; Russell et al., 1991).

Estos modos también han sido observados en el viento solar (Winterhalter et al., 1994;

<sup>2</sup>Es la región delimitada entre el choque de proa y la magnetopausa de la magnetósfera de un planeta. Las partículas en esta región tienen su origen en el viento solar chocado.

Tsurutani et al., 1992) así como también en las magnetofundas de los planetas gigantes Júpiter y Saturno (Bavassano et al., 1998; Violante et al., 1995; Erdős y Balogh, 1996; Tsurutani et al., 1993). En todas estas observaciones los modos tipo espejo aparecen como estructuras dominantes aún en el caso de betas bajas del plasma, lo que es todavía un enigma en plasmas espaciales (Shoji et al., 2009).

Se sabe que tanto los modos tipo espejo como las ondas ion ciclotrón crecen de la misma anisotropía en la temperatura ( $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ). ¿Qué modo puede dominar?, depende de varios factores tales como la beta del plasma y las condiciones del plasma de fondo, es decir, su composición, gradientes, etc. En este contexto, para valores pequeños de la beta del plasma, teoría cinética lineal predice que las ondas ion ciclotrón tienen la inestabilidad umbral más baja, por lo que pueden crecer más rápido que los modos tipo espejo (Russell et al., 2006b). Sin embargo, se sabe que en presencia de distribuciones tipo anillo, los modos giroresonantes son generalmente más inestables que los modos tipo espejo, quienes crecen para una anisotropía umbral más alta y en un plasma dado se observará un crecimiento más rápido de esos modos giroresonantes. Un factor adicional que afecta el que domine uno u otro modo es si el plasma es multiespecie o no, ya que se ha encontrado que en plasmas multiespecies hay un límite para el crecimiento de ondas ion ciclotrón cerca de  $\mathbf{10}$ , que permite el crecimiento de modos tipo espejo (Huddleston et al., 1999). Esto se puede explicar si se recuerda que las ondas ion ciclotrón debidas a cada especie del plasma dependen de la *resonancia* que exista entre iones y ondas, mientras que los modos tipo espejo son *no-resonantes*, por lo que su crecimiento solo dependerá de la anisotropía en la temperatura integrada sobre todas las especies del plasma (Russell et al., 2006b). De hecho este es el mismo problema que se ha estudiado en la magnetofunda de la Tierra, donde la presencia de  $\text{He}^{++}$  afecta menos el crecimiento de los modos tipo espejo y confunde e inhibe el crecimiento de ondas ion ciclotrón (Price et al., 1986).

Una característica más que hace diferentes a las ondas ion ciclotrón respecto a los modos tipo espejo, es que se ha observado que la dirección de propagación de las ondas puede afectar sus amplitudes. Las ondas ion ciclotrón tienen su máxima tasa de crecimiento en la dirección de propagación paralela, moviéndose a lo largo de las líneas de campo y fuera de la región ecuatorial (caso de Júpiter y Saturno), mientras que los modos tipo espejo no se pueden mover lejos del ecuador (ya que este modo no se propaga, lo que le permite estar más tiempo en la región de *energía libre* en comparación con las ondas ion ciclotrón) aunque si podrían crecer mientras son arrastrados/llevados radialmente hacia el exterior por el plasma (Russell et al., 2006b). También como se mostrará a lo largo de éste capítulo, los modos tipo espejo se caracterizan por ser altamente compresivos a diferencia de las ondas ion ciclotrón que son más transversales.

## 5.2. Criterio de inestabilidad modo tipo espejo

### 5.2.1. Ecuación de onda

Supóngase un plasma uniforme con una densidad  $n_o$  inmerso en un campo magnético uniforme  $\mathbf{B}_o$ . En tales condiciones del plasma, pueden existir ondas, las cuáles tienen asociada una ecuación de onda para el campo eléctrico  $\mathbf{E}$ , dada por la expresión siguiente:

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (5.1)$$

donde  $\mathbf{k}$  y  $\epsilon$  son los vectores de onda y el tensor dieléctrico del plasma respectivamente. Para evaluar el tensor  $\epsilon$  es necesario utilizar la ecuación cinética del plasma, es decir, resolver la ecuación de Vlasov con la finalidad de llegar a la condición de inestabilidad (misma que será tratada en los siguientes apartados) la cuál permitirá encontrar la relación de dispersión ( $\omega(\kappa)$ ) de los modos tipo espejo. Para un análisis riguroso al respecto se pueden consultar los trabajos de [Hasegawa \(1969\)](#); [Gary, S. P. \(1993\)](#).

### 5.2.2. Condición de inestabilidad tipo espejo

Si existen inhomogeneidades en el plasma, donde las fuerzas de tensión magnética no puedan contener presión del plasma en la dirección perpendicular al campo magnético, la inestabilidad se traduce en estructuras tipo “cuello de botella”. La Figura 5.2 muestra un esquema del modo tipo espejo, donde una nave que pase a través de estas estructuras verá que las mediciones de la densidad de partículas y la magnitud de campo magnético están anticorrelacionadas o en antifase. Por conservación del momento magnético de las partículas, el plasma queda “presionado”, desde las regiones con fuerte campo a las regiones con campo débil, por la fuerza modo-espejo (la energía total de las partículas permanece sin cambios) ([Treumann y Baumjohann, 2001](#); [Huddleston et al., 1999](#)).

Ya que el modo tipo espejo tiene una velocidad de fase cero en el sistema de referencia del plasma (no se propaga), las partículas con  $v_{\parallel} = 0$  pueden ser denominadas “resonantes” con la frecuencia de la “onda” igual a cero ([Southwood y Kivelson, 1993](#)). Las partículas no resonantes responderán a las variaciones en  $\mathbf{B}_o$  a lo largo de las líneas de campo debido a que estas tienen un movimiento paralelo, mientras que las partículas resonantes se verán en su mayoría afectadas por cambios temporales en  $\mathbf{B}_o$ .

El criterio de inestabilidad ([Hasegawa, 1969](#)) puede ser expresado como:

$$\left( \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} \right) > 1 + \left( \frac{1}{\beta_{\perp}} \right), \quad (5.2)$$

en términos de las presiones perpendiculares y paralelas a la dirección del campo magnético ambiente y donde  $\beta_{\perp} = P_{\perp}/(\mathbf{B}^2/2\mu_o)$ . Se ha observado que los plasmas del entorno de **Io** y **Encelado** el valor de  $\beta$  es siempre menor que 1, por lo que una anisotropía sustancial

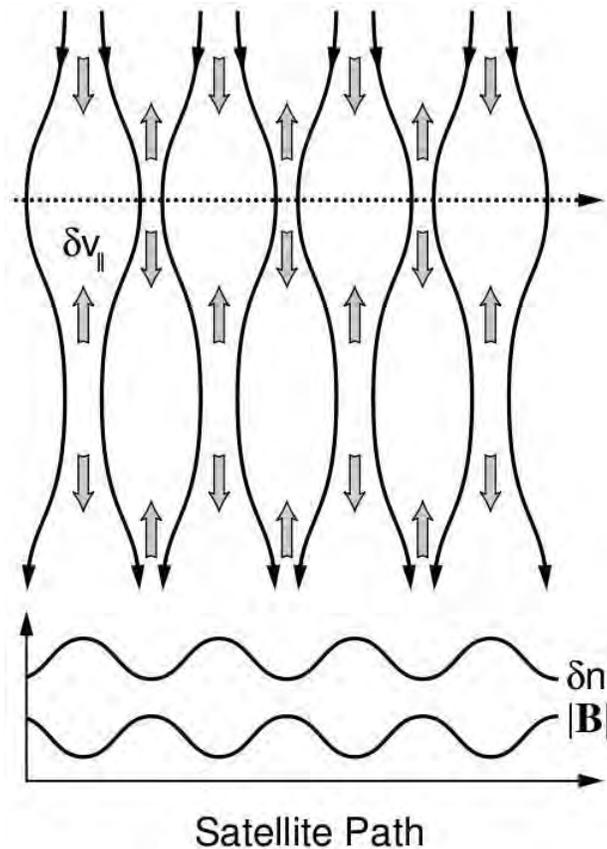


Figura 5.2: Mediciones de densidad y campo magnético de un satélite a través de una región con estructuras tipo-espejo. En un hipotético paso, la nave verá una anticorrelación entre la variación de la densidad y la magnitud del campo magnético. Tomada de: (Treumann y Baumjohann, 2001; Huddleston et al., 1999).

es necesaria para vencer la inestabilidad umbral. El trabajo de Huddleston et al. (1999) permite hacer un cálculo relativamente sencillo de la presión perpendicular suponiendo nuevos iones forman una distribución tipo anillo alrededor de las líneas de campo, donde en tal caso se tiene que la velocidad  $V_{\perp} = V_{anillo}$  es decir es igual a la velocidad del flujo instantáneo del plasma de fondo que pasa por **Io** y **Encelado** suponiendo estos dos casos de estudio. En este método se supone que la presión del levantamiento de iones (pickup) en la dirección perpendicular al campo y en términos de la velocidad del anillo se puede calcular fácilmente como  $P_{\perp pickup} = 1/2 m N_{pickup} V_{anillo}^2$  a lo largo de las trayectorias de los satélites y suponiendo las masas correspondientes para iones  $SO_2^+$  en el caso de **Io** y  $H_3O^+$  en el caso de **Encelado-anillo E**. Por otra parte se asume que la presión del plasma que ven los instrumentos abordaje de las naves es  $P_i = N \kappa T_i$ , la cuál incluye tanto la presión del plasma de background en el toroide (que se supone isotrópica) y la presión de los

nuevos iones levantados (distribución tipo anillo). De esta manera, se pueden calcular las “componentes”  $P_{\perp}$  y  $P_{\parallel}$  a partir de la presión perpendicular del pickup de iones. Puesto que  $3P_i = 2P_{\perp} + P_{\parallel}$ , donde la presión paralela solo depende de la contribución de la presión de fondo,  $P_{\parallel} = P_{bg}$ , y por otro lado  $P_{\perp} = P_{bg} + P_{\perp pickup}$ , entonces con estas 3 últimas expresiones es posible llegar a las “componentes” de presiones:

$$P_{\perp} = P_i + \frac{1}{3}P_{\perp pickup} \quad (5.3)$$

$$P_{\parallel} = P_i - \frac{2}{3}P_{\perp pickup}. \quad (5.4)$$

Para el caso de Io, [Huddleston et al. \(1999\)](#) hicieron el cálculo de estas presiones y claramente se observa el salto en la anisotropía (criterio de inestabilidad) alrededor del intervalo de tiempo donde precisamente se observaron caídas abruptas en la intensidad del campo magnético lo que ellos asocian a los modos tipo espejo. Sin embargo la forma observada, en la señal de la magnitud del campo magnético, no siempre es como “hoyos” o caídas abruptas, algunas veces se pueden observar picos. La Figura 5.3 muestra dos observaciones en diferentes fechas hechas por CLUSTER donde se ve claramente como en ciertas ocasiones estos modos aparecen como hoyos y otras como picos. Los “hoyos” se localizaron relativamente cerca de la magnetopausa pero todavía en la región de la magnetofunda, donde las condiciones del plasma son en su mayoría estables<sup>3</sup> para el modo tipo espejo. Por otra parte, los “picos” se localizaron más en la magnetofunda media y éstos prácticamente se encuentran en el régimen de inestabilidad ([Génot et al., 2009](#)).

## 5.3. Observaciones de los modos tipo espejo

### 5.3.1. Características generales las observaciones

Para el análisis de los modos tipo espejo, se utilizaron mediciones de campo magnético, tomadas durante el año 2005, con el instrumento Dual Technique Magnetometer (MAG) a bordo del satélite CASSINI a una resolución de un 1 vector por segundo ([Dougherty et al., 2004](#)). Las observaciones corresponden a las mismas fechas (17 de febrero (E0), 9 de marzo (E1), 24 de diciembre y 27 de noviembre) donde se encontraron ondas ion ciclotrón y el primer modo armónico asociado a esta onda (ver Capítulo 4). Adicionalmente, se usaron datos del instrumento Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) ([Young et al., 2004](#); [Wilson et al., 2008](#)) para las dos últimas observaciones para ver propiedades generales del plasma en las regiones donde se han observado los modos tipo espejo. Durante estas cuatro órbitas se encontraron regiones extendidas de estos modos tipo espejo así como también

<sup>3</sup>[Génot et al. \(2009\)](#) definen un parámetro llamado *parámetro mirror*,  $C_M$ , para establecer la estabilidad del modo tipo espejo. Si  $C_M < 1$  ( $C_M > 1$ ) es estable para el modo tipo espejo (ó inestable), mientras que  $C_M = 1$  da una estabilidad marginal.

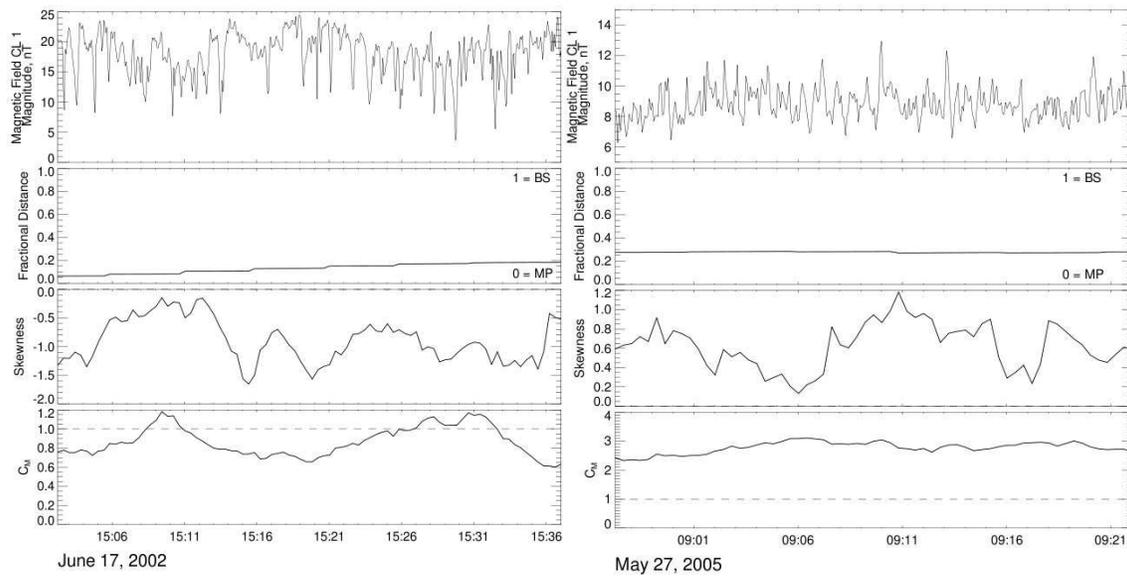


Figura 5.3: Observaciones con CLUSTER en regiones con modos tipo espejo en la magnetofunda de la Tierra. Claramente para dos fechas diferentes se puede ver que hay hoyos (paneles del lado izquierdo, Obs: Jun-17-2002) y picos (paneles del lado derecho, Obs: May-27-2005). Tomada de: (Génot et al., 2009).

las regiones que ya han sido exploradas donde solo hay ondas ion ciclotrón. La Tabla 5.1 muestra un resumen de las propiedades (campo magnético y distancias radiales) de estas regiones para los intervalos de tiempo donde se ha realizado esta investigación.

Como puede verse en la Tabla 5.1, los modos tipo espejo que han sido encontrados en este trabajo, se encuentran a distancias radiales entre  $6.3 - 6.9 R_S$  ( $1R_S = 60268 km$ ), mientras que en comparación, las ondas ion ciclotrón se encuentran más cerca de Saturno a distancias radiales entre  $4.7 - 5.1 R_S$ . Es interesante observar que los MTE observados se encuentran a distancias radiales más lejanas que las OIC e inclusive que las regiones con OIC+MA (Rodríguez-Martínez et al., 2010) que se encuentran entre  $4.0 - 5.0 R_S$  (ver Tabla 4.2).

La Figura 5.4 muestra las posiciones de CASSINI y Encelado en el momento en el que han sido detectados los modos tipo espejo (Mirror Mode Waves, MMW por sus siglas en inglés) y las ondas ion ciclotrón (ICW por sus siglas en inglés) para las 4 observaciones analizadas en este trabajo. Es importante recordar que estas 4 órbitas de CASSINI son de baja inclinación ( $< 0.5^\circ$ ) y que los círculos abiertos y rellenos en cada panel indican las posiciones de Encelado cuando CASSINI comenzó y terminó la detección de MTE en tales órbitas respectivamente.

Tabla 5.1: Resumen de las observaciones con intervalos de tiempo donde se han observado modos tipo espejo (MTE) y ondas ion ciclotrón (OIC).

Fecha	<sup>a</sup> MTE	<sup>b</sup> Distancia ( $R_S$ )	<sup>c</sup> $\mathbf{B}_o^{mte}$ ( $nT$ )	<sup>d</sup> OIC	<sup>e</sup> Distancia ( $R_S$ )	<sup>f</sup> $\mathbf{B}_o^{oic}$ ( $nT$ )
17-Feb-05	08:20 to 09:00	6.313	66.050	05:20 to 05:40	4.770	198.04
09-Mar-05	02:20 to 03:00	6.957	50.244	06:40 to 07:00	4.903	163.63
27-Nov-05	18:40 to 19:20	6.563	72.443	14:40 to 15:00	5.086	147.81
24-Dec-05	12:40 to 13:20	6.868	54.669	18:00 to 18:20	5.015	154.64

<sup>a</sup> Intervalo de tiempo de  $\sim 40$  min donde se encontraron MTE para todas las observaciones.

<sup>b</sup> Distancia entre CASSINI y el centro de Saturno, correspondiente a la mitad del intervalo donde los MTE fueron detectados ( $1R_S = 60268$  km).

<sup>c</sup> Magnitud del campo magnético a la distancia puesta en la columna *b*.

<sup>d</sup> Intervalo de tiempo de  $\sim 20$  min de OIC para comparación en todas las observaciones.

<sup>e</sup> Distancia entre CASSINI y el centro de Saturno, correspondiente a la mitad del intervalo donde las OIC fueron detectadas.

<sup>f</sup> Magnitud del campo magnético a la distancia puesta en la columna *e*.

### 5.3.2. Propiedades de los modos

Como se ha mostrado anteriormente, en la región de la magnetofunda terrestre los modos tipo espejo tienen formas diferentes observables en las series del campo magnético (hoyos o picos). Las Figuras 5.5 y 5.6 muestran la intensidad del campo magnético para las cuatro observaciones en cuestión, donde se comparan las ondas ion ciclotrón (Figura 5.5) y los modos tipo espejo (Figura 5.6). Al lado derecho de cada panel se ha puesto la distancia radial en radios de Saturno y el tiempo universal al que se ha calculado tal, las cuales son consistentes con los valores reportados en la Tabla 5.1.

Claramente las regiones con modos tipo espejo (Figura 5.6) destacan por tener caídas abruptas en la magnitud del campo magnético,  $\mathbf{B}$ , para cada observación. De hecho, estos hoyos o depresiones se caracterizan por tener amplitudes/profundidades de  $0.5 - 2$  nT y tener duraciones en tiempo que van desde unos cuantos segundos hasta 50 seg en algunos casos. En cambio las ondas ion ciclotrón (Figura 5.5) destacan por ser oscilaciones con amplitudes que van desde  $0.2 - 0.5$  nT, lo que es consistente con trabajos previos (Rodríguez-Martínez et al., 2010; Dougherty et al., 2006; Leisner et al., 2006).

Al igual que en la sección 4.3.2, se aplicó un análisis de Fourier de 5 minutos dentro de los intervalos de tiempo para cada observación de la Tabla 5.1 a las regiones con ondas ion ciclotrón y a los modos tipo espejo. Estos espectros fueron descompuestos en los poderes transversal y compresivo. La Figura 5.7 muestra como los poderes transversos y compresivos presentan un pico principal consistente con las girofrecuencias de iones  $O_2^+$ ,  $\Omega_{32+}$ , y de iones del grupo de agua, como lo son:  $O^+$ ,  $\Omega_{16+}$  y  $H_3O^+$ ,  $\Omega_{19+}$ . Se puede observar que en todos

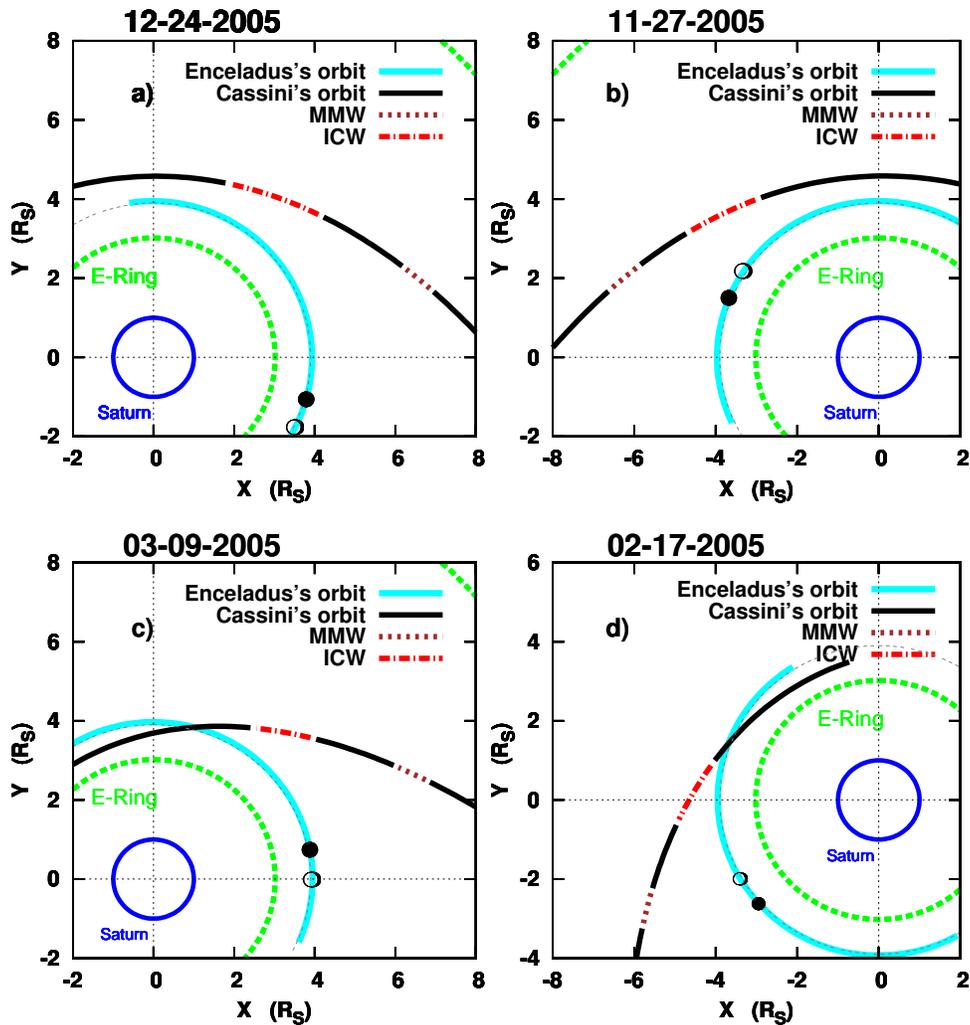


Figura 5.4: Órbitas de CASSINI y Encelado en los planos XY, para los modos tipo espejo (MMW por sus siglas en inglés). El panel a) corresponde a la observación del 24 de diciembre, b) para la del 27 de noviembre, c) 9 de marzo y d) para la del 17 de febrero. Los círculos abiertos y rellenos en cada panel indican las posiciones de Encelado cuando CASSINI comenzó y terminó la detección de MTE en estas órbitas. Tanto CASSINI como Encelado en cada panel viajan en contra de las manecillas del reloj.

los casos, las OIC con frecuencias cercanas a la girofrecuencia  $\Omega_{19+}$  son principalmente transversas, tal que el poder transverso es al menos un orden de magnitud más grande que su contraparte compresiva. En todos los casos el perfil observado para el pico fundamental es ancho y se observa un doble pico, asociado a iones con girofrecuencia cercana a  $\Omega_{32+}$ , en la potencia transversa en prácticamente todas las observaciones, aunque algunas veces también destaca este pico en la parte compresiva como en es el caso de la observación

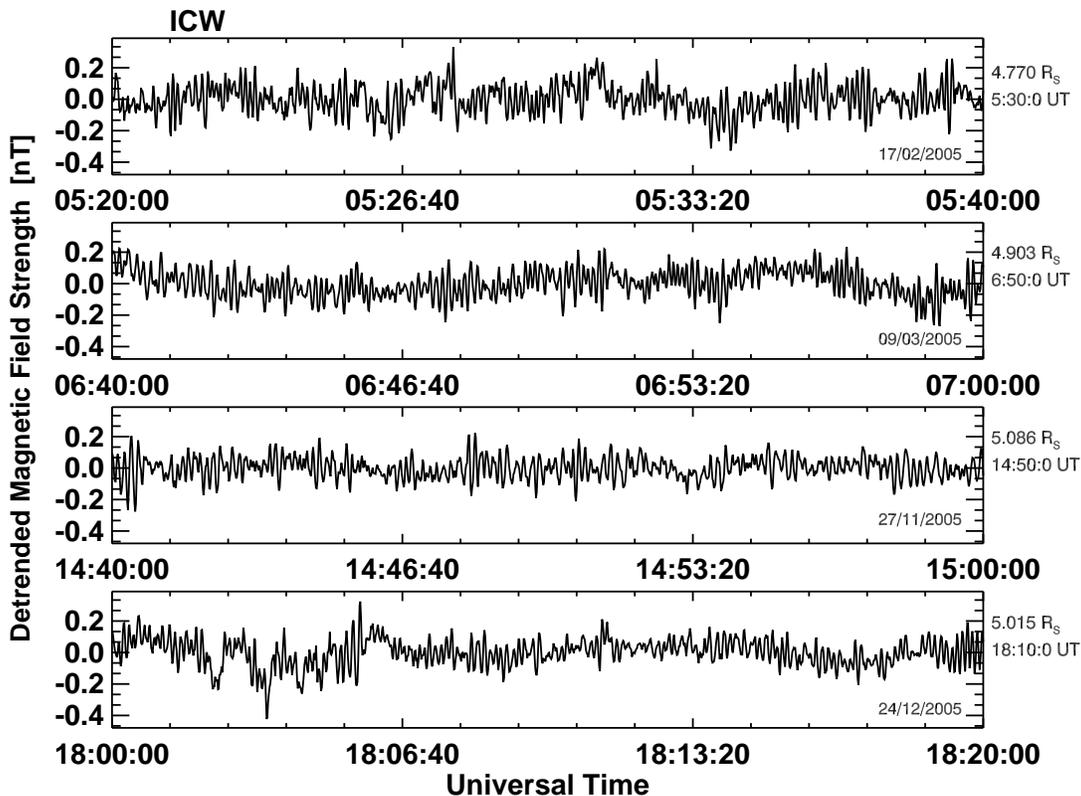


Figura 5.5: Magnitud del campo magnético para 4 observaciones de CASSINI donde se encontraron OIC. Aquí se ha graficado la perturbación del campo magnético y el campo magnético de fondo fue removido utilizando un ajuste cuadrático.

del 24 de diciembre, lo que sigue siendo consistente con lo reportado en los trabajos de [Martens et al. \(2008\)](#); [Johnson et al. \(2006b\)](#); [Young et al. \(2005\)](#), donde muestran que el  $O_2$  es una componente importante a bajas altitudes en la región del anillo E.

Al comparar los espectros de Fourier de OIC con los espectros de MTE resalta fuertemente la diferencia entre estos modos con su carácter compresivo a bajas frecuencias ( $\leq 0.1 \text{ Hz}$ ) como lo muestra la Figura 5.8. Por otra parte no destaca en estos casos un pico fundamental como sucedía con las ondas ionociclóticas, aunque sí destacan picos más pequeños a grandes frecuencias tanto para ambas componentes compresiva y transversa. Cabe destacar que las fluctuaciones transversales se pueden interpretar como aquellas fluctuaciones alineadas al campo acoplado debido a corrientes, magnetósfera e ionosfera. Por otra parte las fluctuaciones compresivas son debidas a una inestabilidad de intercambio ([Russell et al., 2006b](#)). En el trabajo de [Russell et al. \(2006b\)](#) ellos notaron que la localización ecuatorial de CASSINI hace más fácil la detección de fluctuaciones compresivas que las fluctuaciones transversas, siempre y cuando tales fluctuaciones sean simétricas

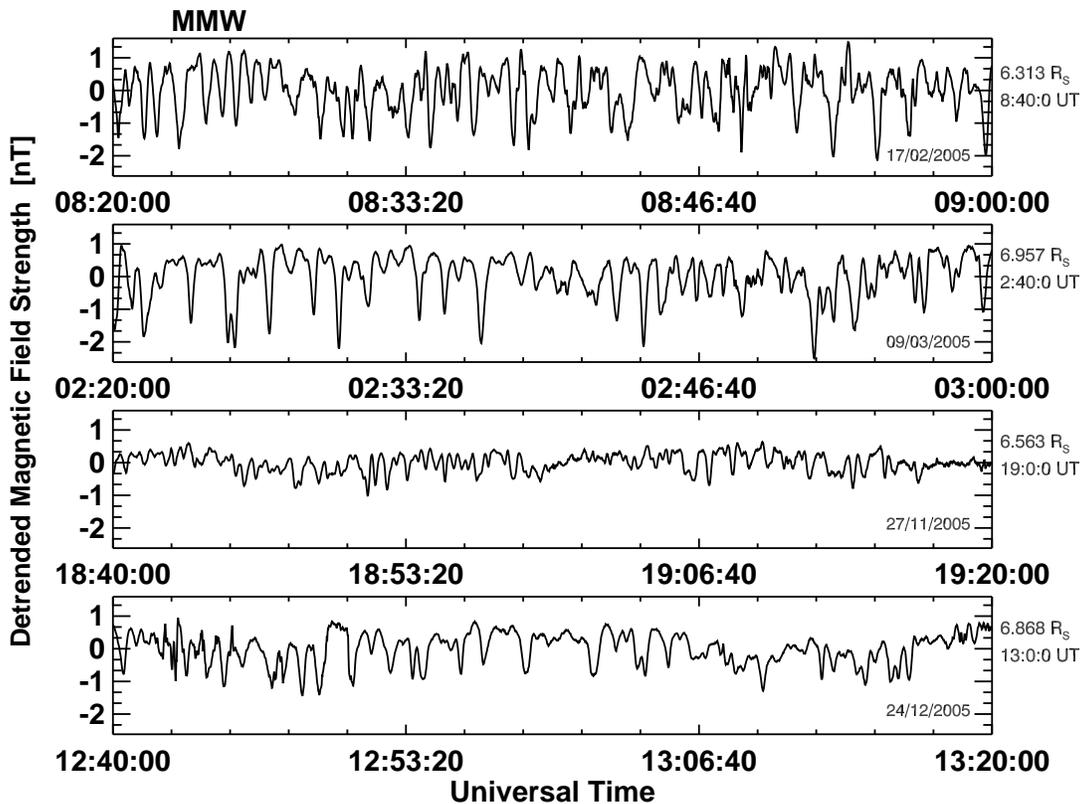


Figura 5.6: Magnitud del campo magnético para 4 observaciones de CASSINI donde se encontraron MTE. Aquí se ha graficado la perturbación del campo magnético y el campo magnético de fondo fue removido utilizando un ajuste cuadrático. Claramente una característica que destaca en los modos tipo espejo son las depresiones u hoyos en la señal del campo magnético como puede verse en estas 4 observaciones.

alrededor del ecuador. Con el análisis de estas cuatro observaciones nosotros también confirmamos esto, aunque nuestra estadística no es muy representativa como para aportar una conclusión final.

Para ver como es el comportamiento de la densidad espectral (obtenida a partir de los análisis de Fourier, aplicándolo a los datos de CASSINI cada 5-10 seg) para las cuatro observaciones a lo largo del tiempo y como función de la la magnitud del campo magnético, se hicieron gráficos de este comportamiento para: a) Ondas Ion Ciclotrón, b) El primer Modo Armónico de estas ondas y c) Destacar las regiones con Modos Tipo Espejo. La Figura 5.9 destaca precisamete este tipo de gráficos de estos mismos casos: ondas ion ciclotrón (paneles superiores) en sus respectivas componentes transversales (cruces) y compresivas (asteriscos), también para el primer modo armónico de éstas ondas (paneles de abajo) con sus componentes transversales (círculos rellenos) y compresivas (marcadas con x). Finalmente, la región sombreada resalta los intervalos de tiempo con modos tipo

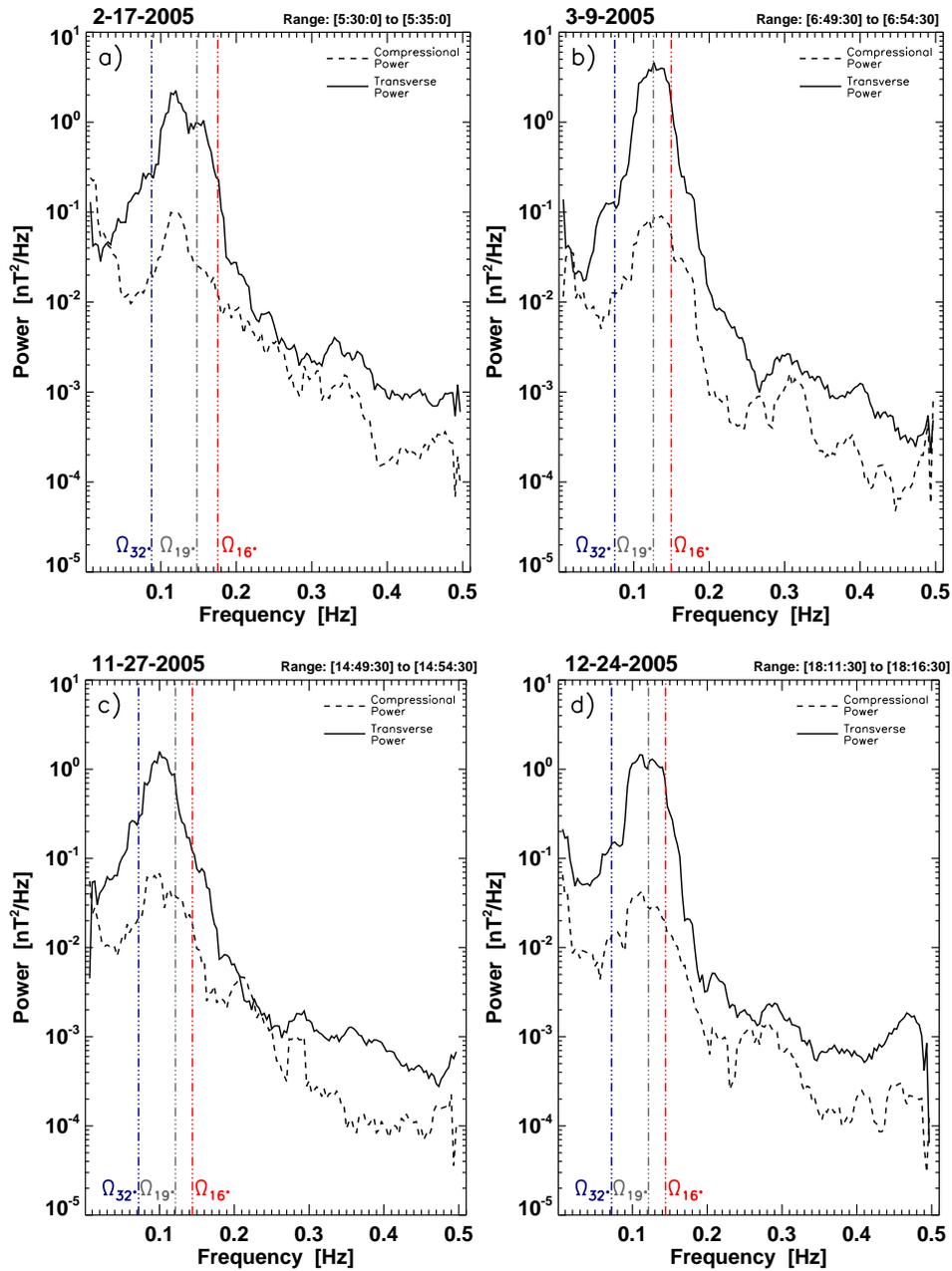


Figura 5.7: Espectros de Fourier para las regiones donde se encontraron ondas ion ciclotrón para las cuatro observaciones de CASSINI en los intervalos de tiempo mostrados en la Tabla 5.1. Las girofrecuencias de  $\Omega_{16+}$ ,  $\Omega_{19+}$  y  $\Omega_{32+}$  se indican con líneas discontinuas.

espejo (MMW). De esta figura destacan varios puntos referentes a cada onda-modo:

- ★ **Modos Tipo Espejo, (MTE).** Las regiones sombreadas (color verde) muestran

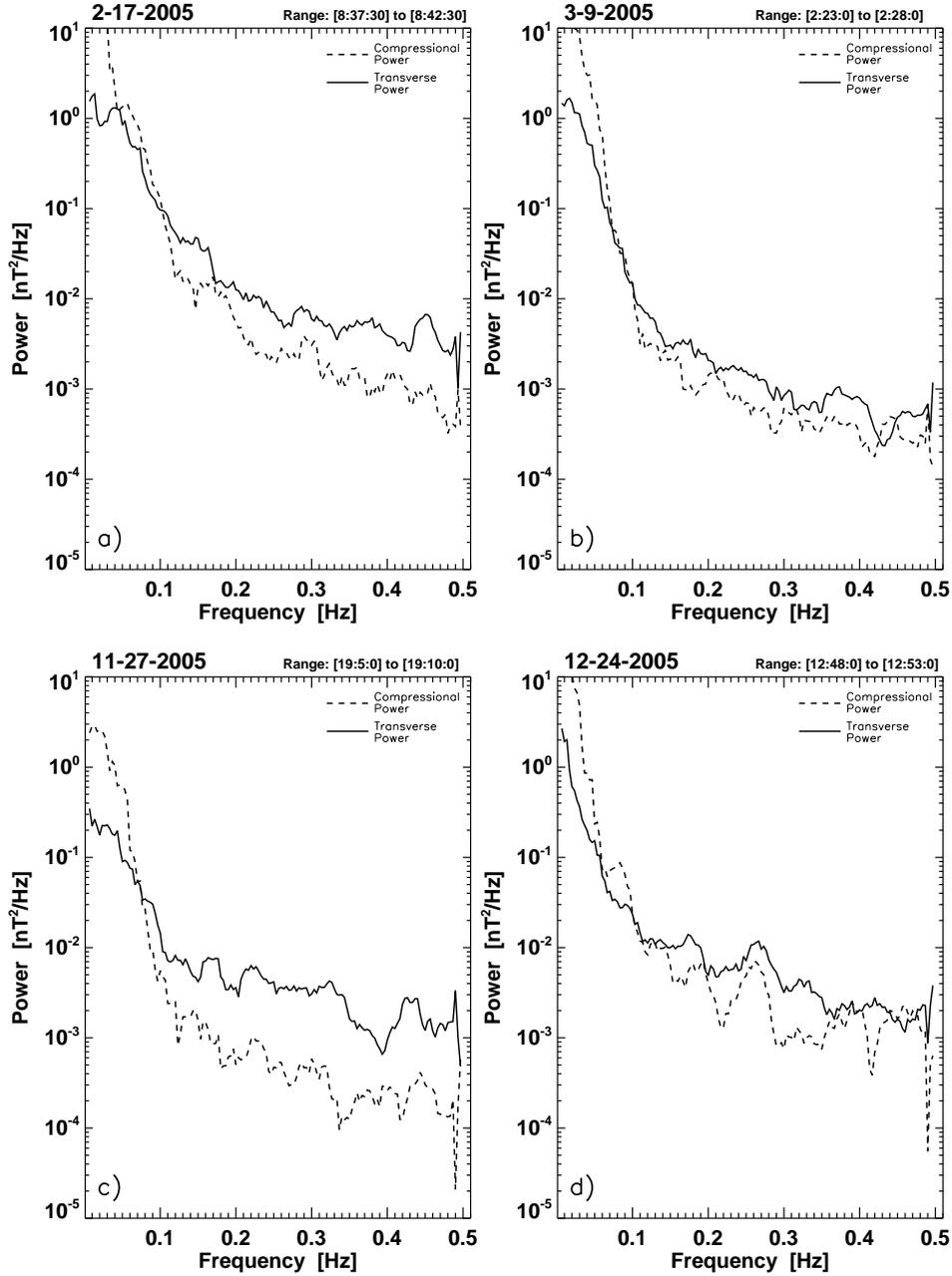


Figura 5.8: Espectros de Fourier para las regiones donde se encontraron ondas ion cicotrón para las cuatro observaciones de CASSINI en los intervalos de tiempo mostrados en la Tabla 5.1. Las girofrecuencias de  $\Omega_{16+}$ ,  $\Omega_{19+}$  y  $\Omega_{32+}$  se indican con líneas discontinuas.

aquellas zonas donde se observan estos modos. La magnitud del campo magnético,  $|\mathbf{B}_o|$ , oscila entre los valores de  $\sim 50 - 160 \text{ nT}$  para estos casos. Además, se puede

observar que la densidad de potencia espectral de la parte compresiva tiende a ser más grande o al menos del mismo orden que la densidad espectral de la parte transversal, lo que reafirma efectivamente el carácter compresivo de estos modos tipo espejo.

- ★ **Ondas Ion Ciclotrón, (OIC).** Las densidades de potencia (paneles superiores) muestran las regiones donde aparecen este tipo de ondas para la parte transversa (cruces) y la parte compresiva (asteriscos). Las potencias para las partes compresivas y transversales están bien delimitadas (al menos un orden de magnitud de separación entre ellas), lo que es consistente con lo reportado por [Rodríguez-Martínez et al. \(2010\)](#). Se observa en estos casos que la magnitud del campo ambiente  $B_0$  oscila entre valores de  $\sim 100 - 470 nT$ .
- ★ **Primer Modo Armónico de OIC.** Estas regiones tienen densidades de potencia espectral de al menos dos ordenes de magnitud menores que en los casos de ondas ion ciclotrón. Su carácter compresivo destaca en todas las observaciones ya que los poderes transversales y compresivos son muy semejantes o se traslapan en estas regiones. La magnitud del campo  $B_0$  para estas regiones, oscila entre valores de  $\sim 150 - 300 nT$ , lo que es también consistente con lo reportado por [Rodríguez-Martínez et al. \(2010\)](#).

## 5.4. Aplicación a MTE, Teoría Cinética

Al igual que como fue discutido en la sección 4.5, otro de los productos resultante del estudio de los procesos que se llevan a cabo en las magnetosferas, como lo es la asimilación de masa, es la generación de modos tipo espejo. Los modos tipo espejo al igual que las ondas ion ciclotrón pueden crecer de la anisotropía en temperatura (presión),  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ , ( $P_{\perp}/P_{\parallel} \gg 1 + 1/\beta_{\perp}$ ).

Estudiar a detalle las propiedades de las ondas/modos en el plasma nos permite mejorar nuestro entendimiento acerca de los cambios y procesos que sufre la region del **anillo E**. Nuevamente para caracterizar las propiedades del plasma, inestabilidades y condiciones para el crecimiento de estos modos, es necesario usar teoría de dispersión cinética ([Gary, S. P. , 1993](#); [Brinca and Tsurutani, 1989a,b](#)). De tal forma que se ha utilizado otra vez el código de dispersión WHAMP ([Rönmark, K., 1982](#)). Para ver el crecimiento de estos modos tipo espejo usando WHAMP, consideramos nuevamente en el input del programa 6 especies del plasma con densidades y temperaturas parecidas a las que se encuentran en la región del **anillo E** (ver Tabla 5.2), con una distribución tipo anillo fría de  $H_3O^+$  considerada bi-Maxwelliana altamente anisotrópica,  $T_{\perp} = mv_{ring}^2$  y  $T_{\parallel} \sim 0$ . El método para hacer el cálculo de la temperatura efectiva perpendicular es el mismo que se utilizó en la sección 4.4. Suponiendo una velocidad de inyección de  $v_{\perp} = 55 \text{ km s}^{-1}$ , lo que es consistente con las velocidades reportadas en los trabajos de [Russell et al. \(2006b\)](#); [Leisner et al. \(2006\)](#) a la distancia a la que se han observado estos modos se tiene que:  $T_{\perp H_3O^+} \simeq 0.2996 \text{ keV}$ ,

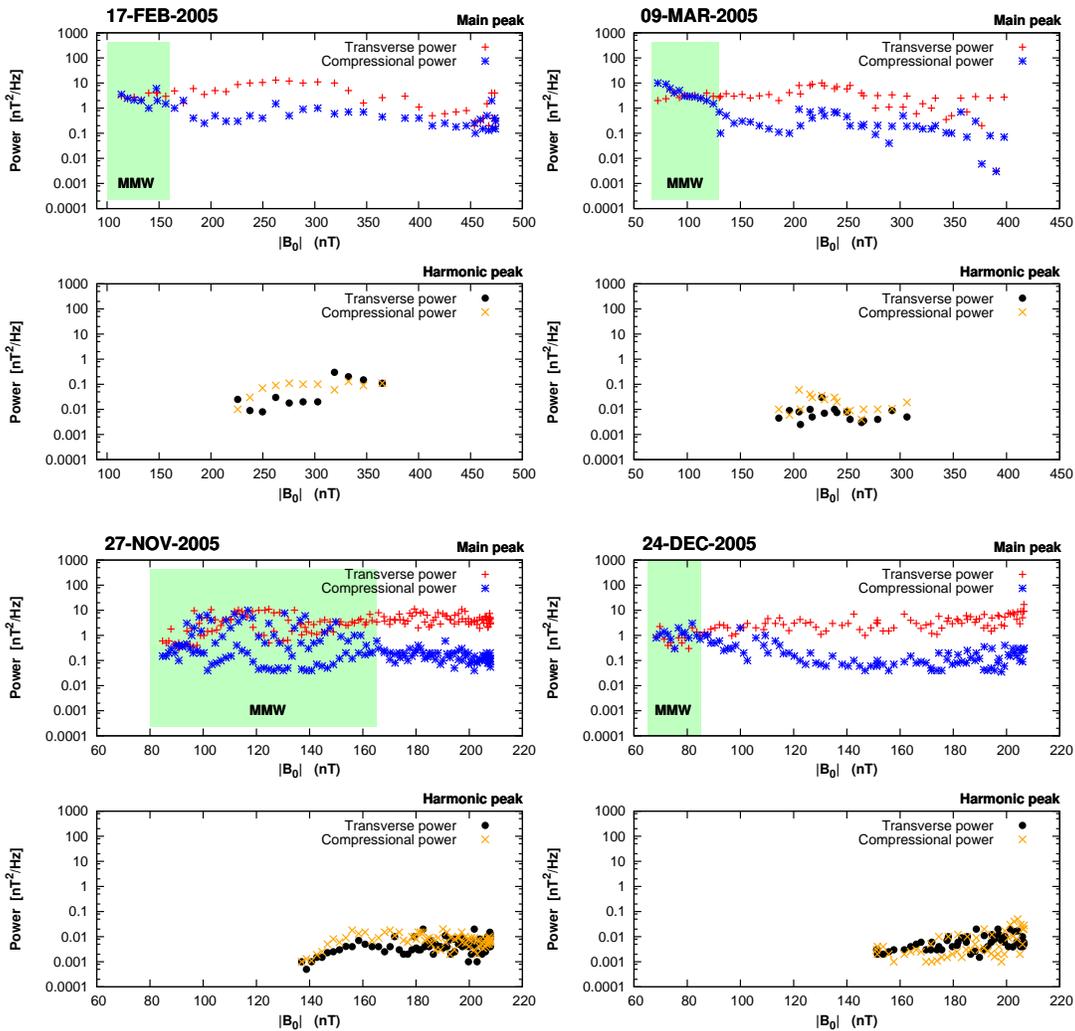


Figura 5.9: Comportamiento de las densidades espectrales en función de la magnitud del campo magnético de las observaciones de CASSINI para: ondas ion ciclotrón (paneles superiores) en sus respectivas componentes transversales (cruces) y compresivas (asteriscos), también para el primer modo armónico de éstas ondas (paneles de abajo) con sus componentes transversales (círculos rellenos) y compresivas (marcadas con x). Finalmente, la región sombreada resalta los intervalos de tiempo con modos tipo espejo (MMW).

consistente con los valores de velocidad de [Leisner et al. \(2006\)](#). La temperatura paralela se considera muy pequeña ( $T_{\parallel} < 0.3\text{eV}$ ), ver la Tabla 5.2. En este caso el plasma de background consiste de iones de  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ,  $\text{O}^+$  and  $\text{O}_2^+$ , cuyas densidades corresponden al 42.5 %, 42.5 % y 14 % de la densidad total de acuerdo al modelo de [Jurac y Richardson \(2005\)](#), para las primeras tres especies respectivamente. La densidad de  $\text{O}_2^+$  ( $\sim 1\%$  de la

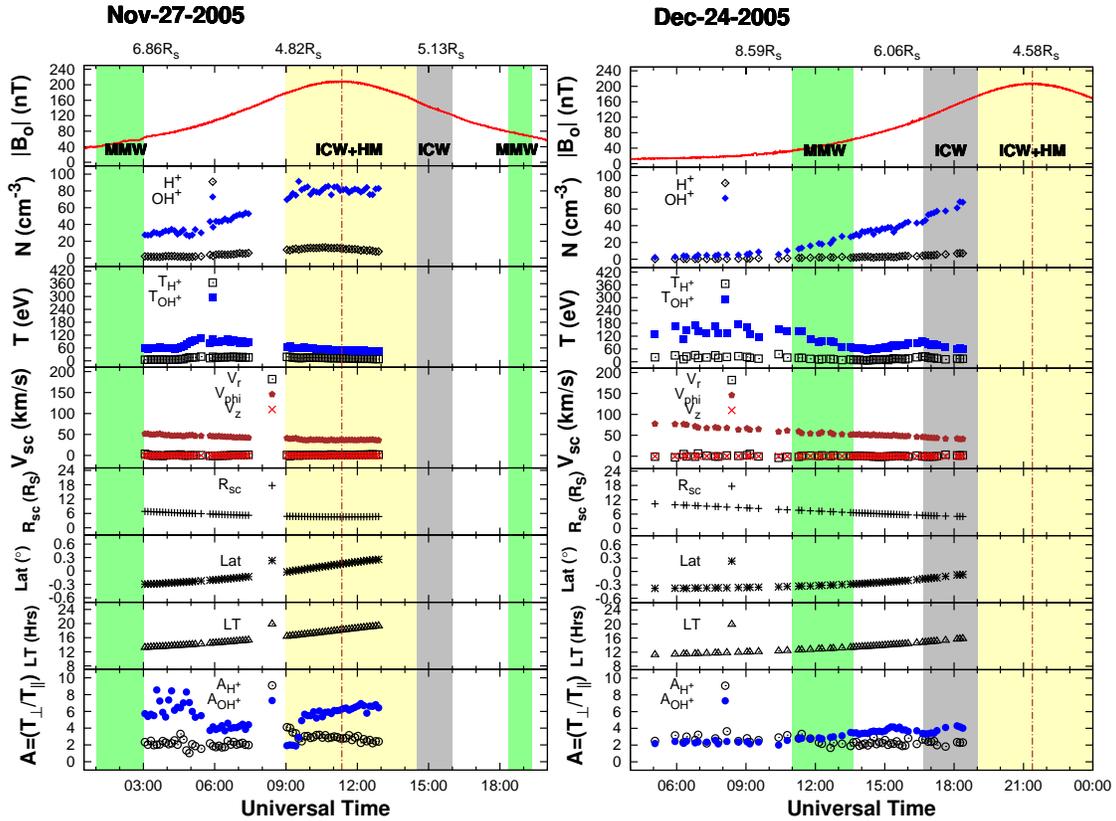


Figura 5.10: Datos de CAPS para las observaciones del 27 de noviembre y 24 de diciembre. De arriba hacia abajo, los parámetros mostrados son: magnitud del campo magnético, densidad, temperatura, velocidad de CASSINI, distancia radial entre la nave y Saturno, Latitud, Tiempo Local y anisotropía de la temperatura para los iones de background de  $H^+$  y  $OH^+$ . Las bandas de colores indican las regiones con ondas ion ciclotrón (ICW por sus siglas en inglés) y las regiones con sus armónicos (ICW+HMW por sus siglas en inglés) y los modos tipo espejo (MMW por sus siglas en inglés). La línea vertical discontinua indica el máximo acercamiento entre CASSINI y Saturno. La escala de distancias arriba se mide respecto al centro de Saturno.

densidad del background o fondo) fue calculada de [Martens et al. \(2008\)](#). De hecho del trabajo de [Wilson et al. \(2008\)](#), la densidad de iones pertenecientes al grupo de agua a una distancia de  $6.7 R_S$  es del orden de  $n_{W^+} + n_{H^+} \simeq 40 \text{ cm}^{-3}$ , por lo que como puede verse en la Tabla 5.2 este es el valor que se utilizó aproximadamente para la densidad total de electrones.

La Figura 5.10 muestra los datos de plasma obtenidos con el instrumento CAPS para dos días de las observaciones: 27 de noviembre y 24 de diciembre de 2005. Los parámetros ahí presentados corresponden a: magnitud del campo magnético, densidad, temperatura, velocidad de CASSINI, distancia radial entre la nave y Saturno, Latitud, Tiempo Local y

Tabla 5.2: Condiciones del plasma para el análisis de dispersión usado en WHAMP para el caso de MTE,  $|\mathbf{B}_o| = 100 \text{ nT}$ .

Especie	Densidad ( $\text{cm}^{-3}$ )	Temperatura, $[T_{\parallel}]$ (eV)	$A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$	Velocidad del anillo ( $\text{km s}^{-1}$ )
– Anillo –				
$\text{H}_3\text{O}^+$	1.61	0.0499–0.2996	6000–1000	55
– Background –				
$\text{H}_3\text{O}^+$	17.00	5000	50.0	0
$\text{OH}^+$	17.00	5000	40.0	0
$\text{O}^+$	5.60	4000	20.0	0
$\text{O}_2^+$	0.60	2000	20.0	0
Electrones	41.81	103	1.0	0

anisotropía de la temperatura para los iones de background de  $\text{H}^+$  y  $\text{OH}^+$ . Las bandas de colores indican las regiones con ondas ion ciclotrón (ICW por sus siglas en inglés) y las regiones con sus armónicos (ICW+HMW por sus siglas en inglés) y los modos tipo espejo (MMW por sus siglas en inglés). La línea vertical discontinua indica el máximo acercamiento entre CASSINI y Saturno. En contraparte a las ondas ion ciclotrón, los modos tipo espejo ocurren en regiones donde el campo magnético tiene valores pequeños ( $\sim 60 - 80 \text{ nT}$ ), además las densidades de electrones<sup>4</sup> se tomaron de los trabajos de [Persoon et al. \(2006\)](#) y [Tokar et al. \(2008\)](#). Del trabajo de [Sittler et al. \(2005\)](#) se puede ver que la  $\beta$  del plasma, cambia en función de la distancia radial al planeta. Cerca de la órbita de **Encelado**, donde se observaron ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico, la  $\beta$  del plasma tuvo un valor de  $\sim 0.004$ , mientras que para una distancia de  $6.7 R_S$  donde hemos encontrado modos tipo espejo, este valor cambia a  $\sim 0.05$ . Al utilizar estos valores en WHAMP para buscar el crecimiento de modos tipo espejo no se encontró un crecimiento positivo,  $\gamma > 0$ , para tales modos. Sin embargo, para valores más altos de  $\beta$  ( $\sim 8$ ) si se observó crecimiento de modos tipo espejo (ver valores de Tabla 5.2). Esto sugiere dos cosas: a) que los modos tipo espejo no se generan en las regiones donde se han observado por CASSINI o b) que deben considerarse efectos de segundo orden que no son considerados por WHAMP para observar crecimiento de estos modos.

La densidad total del anillo de  $\text{H}_3\text{O}^+$  se introdujo como el 4% de la densidad de background, misma que trata de ser consistente con los valores estimados por [Tokar et al. \(2008\)](#) para el levantamiento de iones, aunque aquí este valor fue solo de prueba para comenzar con un valor dado y ver si a partir de éste, los modos tipo espejo pueden comenzar

<sup>4</sup>[Wilson et al. \(2008\)](#) describe como puede ser calculada la densidad electrónica entre  $5 R_S$  y  $8.6 R_S$ :  $n_e = 51880(R/R_S)^{-4.1} \text{ cm}^{-3}$ .

a crecer. Por otra parte, la temperatura<sup>5</sup> para todas las especies se obtuvo suponiendo una beta del plasma de  $\beta = 0.050$  (inicialmente, aunque este valor cambió hasta casi 8 por las razones expuestas anteriormente) proveniente del trabajo de [Sittler et al. \(2005\)](#) a una distancia de  $6.7 R_S$ , excepto para el caso de  $\text{OH}^+$  cuyo valor se obtuvo a partir de los datos de CAPS (ver Figura 5.10). Sin embargo, para poder empezar a ver el crecimiento de los modos tipo espejo, se tuvo que aumentar la temperatura de cada especie del background del orden de 200 veces más, así como también se tuvo que incrementar un poco la anisotropía de cada especie del plasma de background. Para el caso de las anisotropías, a una distancia de  $6.7 R_S$ , del trabajo de ([Wilson et al., 2008](#)) la anisotropía para los grupos de agua  $W^+$  era del orden de 7. La girofrecuencia de los electrones en este caso fue de  $\chi_c = 2.8 \text{ kHz}$ .

La Figura 5.11 muestra la frecuencia de la onda y la tasa de crecimiento en función de  $\kappa c/\omega_p$  para los modos tipo espejo, con un ángulo oblicuo  $\theta_{B_{o\kappa}} \sim 45^\circ$ , en el que se observa el crecimiento de este modo. Se graficaron las propiedades de dispersión para un valor de la anisotropía de la temperatura  $A = T_\perp/T_\parallel = 6000$ . Se encontró que tales modos con ángulos de crecimiento oblicuos ( $\theta_{B_{o\kappa}} = 45^\circ$ ) y con frecuencia  $\omega_r = 0$  corresponden al modo tipo espejo. La tasa de crecimiento de este tipo de ondas, dadas las condiciones de plasma, es significativo si se le compara con el crecimiento predicho para ondas ion ciclotrón (ver Figura 4.9), sin embargo, es importante notar que los valores de anisotropías de la temperatura, densidades y temperaturas son en general más elevados para los casos de los modos tipo espejo que para las ondas ion ciclotrón.

## 5.5. Discusión

Como ya se ha mencionado a lo largo de este capítulo, la identificación de los modos tipo espejo hasta aquí ha sido pura y enteramente basada en la *naturaleza comprensiva* que se observa en los espectros de Fourier y en la *forma* que el modo presenta en la series del campo magnético (datos de CASSINI). También de todo lo discutido a lo largo de este apartado, se sabe que teoría lineal predice que tanto los modos tipo espejo como las ondas ion ciclotrón provienen de la misma anisotropía en la temperatura  $T_\perp/T_\parallel \gg 1$ . De hecho, al usar la ecuación de Vlasov suponiendo una temperatura anisotrópica se puede encontrar este modo como solución en el régimen de frecuencias bajas ([Hasegawa, 1969](#)).

Los modos tipo espejo se observaron inicialmente en la magnetofunda terrestre (ver Figura 5.1), aunque también se han observado en todas partes de la heliósfera. La interpretación de estos modos tenía varias vertientes; ondas de muy baja frecuencia, ondas tipo modo-lento o condensaciones del plasma impulsadas por una inestabilidad tipo espejo ([Shoji et al., 2009](#); [Huddleston et al., 1999](#); [Kaufmann et al., 1970](#)), finalmente fueron estas estructuras catalogadas como modos tipo espejo ([Hubert et al., 1989](#); [Tsurutani et al., 1982](#)). Tales modos han sido observados en cometas, como los cometas Giacobini-Zinner

<sup>5</sup>En general, ésta temperatura se calculó como:  $T_W = \mathbf{B}_o^2 \beta / (3.47 \times 10^{-5} n_W)$ , la cuál está en K,  $\mathbf{B}_o$  en nT y  $n_W$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

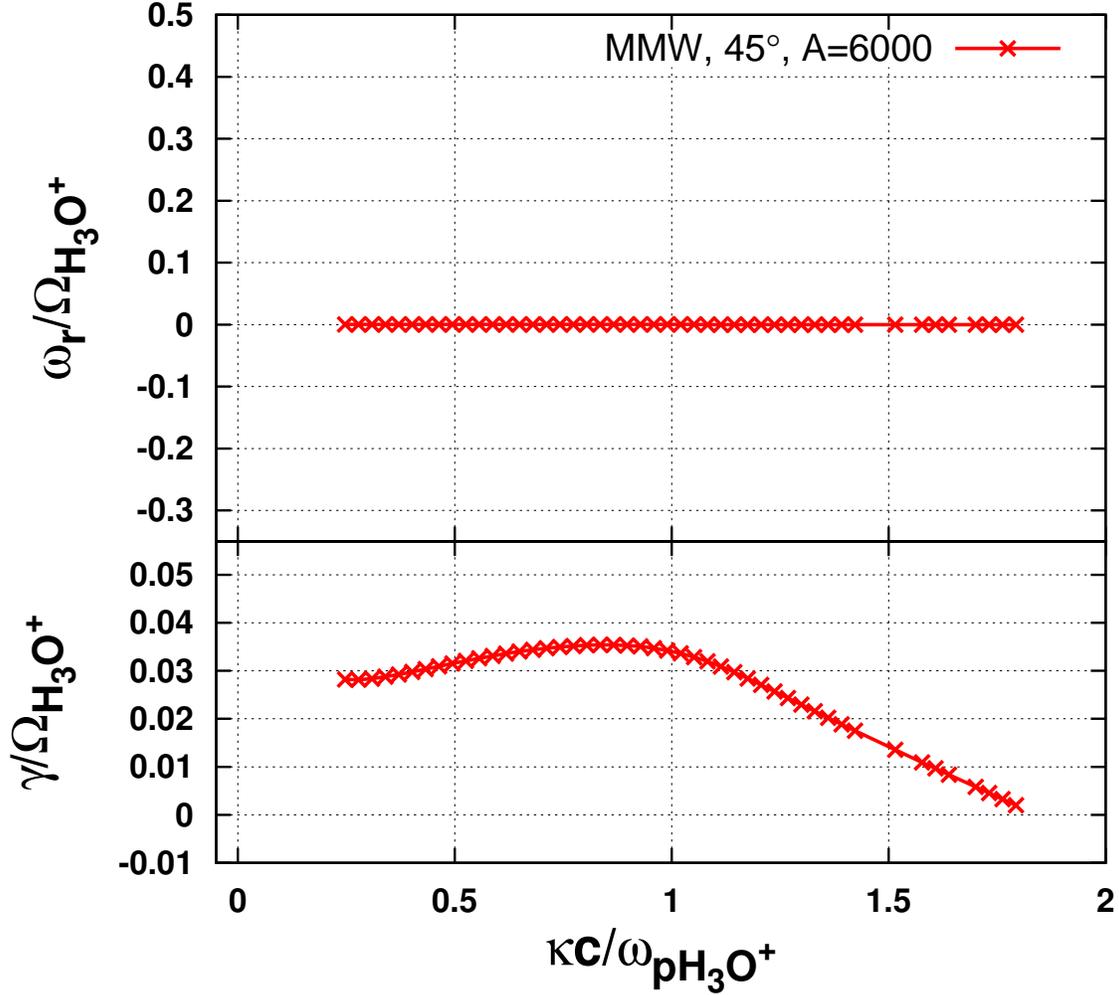


Figura 5.11: Frecuencia y tasa de crecimiento como función de  $\kappa$  para modos tipo espejo ondas en un plasma semejante al entorno del **anillo E** para el valor en la anisotropía de temperatura de  $A = 6000$  y observando crecimiento a  $\theta_{B_{\circ\kappa}} = 45^\circ$ ,  $\omega_{pH_3O^+}$  es la frecuencia del plasma para iones de  $H_3O^+$  en un anillo con  $\omega_{pH_3O^+} \sim 384$  Hz, suponiendo una densidad de  $n_{H_3O^+} = 1.61 \text{ cm}^{-3}$ .

([Tsurutani et al., 1999](#)) y el cometa Halley ([Glassmeier et al., 1993](#); [Russell et al., 1991](#)).

Este trabajo ha mostrado la existencia de modos tipo espejo en 4 observaciones de CASSINI del 2005 cuyas órbitas fueron de baja inclinación. Tales modos fueron observados alrededor de una distancia radial de Saturno de  $\sim 6.7 R_S$ , lo que es consistente con lo discutido en el trabajo de [Russell et al. \(2006b\)](#), donde ellos encontraron que alrededor de  $7 R_S$  las ondas ion ciclotrón ya no dominan y desaparecen, mientras que los modos tipo espejo aparecen y comienzan a dominar en los espectros compresivos de Fourier y en la forma observada en las series de campo magnético.

Del análisis de las series de campo magnético de las 4 observaciones motivo de estudio de este trabajo, se encontró que las regiones con modos tipo espejo (Figura 5.6) destacan por presentar caídas abruptas en la magnitud del campo magnético,  $\mathbf{B}$ , para cada observación. Estas depresiones de la señal del campo se caracterizan por tener amplitudes/profundidades desde  $0.5 - 2 \text{ nT}$  y su duración va desde unos cuantos segundos hasta  $50 \text{ seg}$  en algunos casos. En contraste, las ondas ion ciclotrón (Figura 5.5) destacan por ser oscilaciones con amplitudes que van desde  $0.2 - 0.5 \text{ nT}$ , lo que es consistente con lo reportado por [Rodríguez-Martínez et al. \(2010\)](#); [Dougherty et al. \(2006\)](#); [Leisner et al. \(2006\)](#). Adicionalmente, se ha encontrado que la magnitud del campo magnético,  $|\mathbf{B}_o|$ , oscila entre los valores de  $\sim 50 - 160 \text{ nT}$  para los casos estudiados en este trabajo donde se han estudiado los modos tipo espejo. En contraste, las ondas ion ciclotrón parecen crecer en regiones donde la magnitud del campo magnético es más intensa ( $\sim 100 - 470 \text{ nT}$ ). También hemos observado que la evolución de estos modos en el tiempo muestran formas y amplitudes variables, lo que sugiere que las condiciones de plasma son variables también a lo largo de la órbita, por lo que tales modos se encuentran en diferentes etapas después de haber sido creados. Cabe destacar que éstas órbitas no han sido las únicas analizadas con modos tipo espejo, también hay otras que han mostrado la existencia de estos modos como lo muestra la Tabla 4.1, que corresponden a órbitas de baja inclinación. Se requiere de un análisis de un mayor número de órbitas para ver si estos modos solo ocurren en aquellas de baja inclinación o si este tipo de modos puede ser observado también en órbitas de alta inclinación, lo que permitiría conocer mejor las condiciones del plasma donde ocurren tales modos.

Por otra parte, se han encontrado diferencias significativas entre los espectros de Fourier de OIC con los espectros de MTE resaltando fuertemente el carácter compresivo a bajas frecuencias ( $\leq 0.1 \text{ Hz}$ ) de estos modos como lo muestra la Figura 5.8. También no destaca en estos espectros (los de MTE) un pico fundamental como sucedía con las ondas ion ciclotrón (el cuál era consistente con las girofrecuencias  $\Omega_{32+}$ ,  $\Omega_{16+}$  y  $\Omega_{19+}$ ). Con el análisis de estas cuatro observaciones nosotros notamos que ha sido relativamente sencillo detectar fluctuaciones compresivas como los modos tipos espejos y coinciden con el hecho de encontrarse simétricas alrededor del ecuador, lo que es consistente con lo reportado por [Russell et al. \(2006b\)](#), sin embargo se requiere hacer un análisis más exhaustivo de órbitas a grandes inclinaciones de CASSINI para corroborar esto.

Para el caso del análisis de dispersión usando WHAMP donde los anillos de iones se han modelado con bi-Maxwellianas altamente anisotrópicas, se ha mostrado que el crecimiento de tales modos es posible, bajo las condiciones de plasma semejante al que existe en la magnetósfera media de Saturno. Las tasas de máximo crecimiento para el modo tipo espejo ocurren a ángulos oblicuos ( $\theta_{B_o\kappa} = 45^\circ$  para el ejemplo puesto en este trabajo) respecto a  $\mathbf{B}_o$ , el campo magnético ambiente, en contraste con las ondas ion ciclotrón, que como ya se mostró en el capítulo anterior, tienen un máximo de crecimiento a  $\theta_{B_o\kappa} = 0$  ([Huddleston et al., 1999](#)). Tasas de crecimiento positivas para el modo tipo espejo se encuentran siempre y cuando se consideren grandes valores para la  $\beta$  del plasma. Esto

sugiere que tales modos son creados en otras regiones y que han migrado hacia aquellas regiones donde CASSINI los ha observado. Se requiere más trabajo de investigación para entender el origen de los modos tipo espejo en el entorno de Saturno. Es posible que el efecto de los electrones pueda jugar un rol importante en mejorar el crecimiento de estos modos.

El análisis realizado en este trabajo utilizando WHAMP, resalta la necesidad de poner atención en puntos clave para las mejoras a futuro en la búsqueda de soluciones a los modos tipo espejo, tales consideraciones se someten a continuación: a) Los altos valores utilizados para la anisotropía de la temperatura en las especies del background no corresponden aparentemente con los valores observados al menos para los casos de  $\text{OH}^+$  y  $\text{H}^+$  donde  $A \sim 2 - 4$  e inclusive para el grupo de agua,  $\text{W}^+$  como lo ha mostrado el trabajo de [Wilson et al. \(2008\)](#), donde  $A \sim 10$ . Nuestro estudio supone que estos valores son mayores a las otras especies del fondo con la finalidad de observar crecimiento de este tipo de modos. b) Algo semejante pasa para las anisotropías del anillo de  $\text{H}_3\text{O}^+$ , que en principio son demasiado elevadas. c) Otro problema que se tiene con el entendimiento de los modos tipo espejo, propiamente con los altos valores de  $\beta$  que no corresponden con los valores observados, lo que sugiere que probablemente estos modos no crezcan donde los observamos, es decir, que los modos crecen en regiones del plasma donde hay valores altos de  $\beta$ , pero que debido a los flujos corrotantes estos se muevan a otras regiones que coinciden con el paso de CASSINI. Esto explicaría esta diferencia en los valores de  $\beta$ . d) Finalmente algo que debe ser tomado en cuenta es que WHAMP solo considera efectos lineales, de modo que resulte necesario que para que haya crecimiento de modos tipo espejo, deban considerarse efectos no-lineales o de segundo orden. Mejoras y refinamientos tomando en consideración los puntos anteriores serán hechas como parte del trabajo a futuro para mejorar nuestros cálculos.



---

Parte VI

Conclusiones



# 6

## Conclusiones

La misión CASSINI, puesta en órbita alrededor de Saturno el 4 de julio de 2004, ha aportado información precisa sobre diversos procesos físicos que ocurren en este planeta, su magnetósfera, sus anillos y satélites. Concretamente **Encelado**, una pequeña luna de Saturno (Kivelson, 2006), ha presentado firmas que muestran una actividad reciente, posiblemente ligada a un tipo de crio-vulcanismo. En efecto, observaciones en luz blanca (visible) entre 200-1100 nm y en el lejano infrarrojo han mostrado la gran actividad que existe hacia el polo sur de ésta luna. La huella observada es una pluma de material emergiendo de esta zona del satélite (Porco et al., 2006; Spencer et al., 2006). El material expulsado de esta pluma, proviene de una región que cubre un área de  $70000 m^2$  conocida como *tiger stripes*, que básicamente son depresiones lineales típicamente de 500 m de profundidad, 2 km de ancho y 130 km de longitud (Porco et al., 2006). Finalmente, el material que proviene de la pluma, afecta las propiedades locales del plasma magnetosférico, tales como la densidad y patrones de flujo (Kivelson, 2006), ya que continuamente es asimilado por el toroide de material neutro, el cuál corrota y sufre procesos diversos como *intercambio de carga* y *asimilación de masa*, que es propicia para la generación de ondas e inestabilidades que han sido motivo de estudio a lo largo de este trabajo.

En general las magnetósferas planetarias son excelentes laboratorios espaciales para estudiar procesos tales como la asimilación de masa, y sus productos tales como la generación de ondas ion ciclotrón o los modos tipo espejo. La misión CASSINI, como se ha mostrado a lo largo de este trabajo doctoral, ha permitido hacer estudios y aportaciones importantes sobre este tipo de ondas y modos a partir de los datos de campo magnético (MAG) y del plasma (CAPS) en el entorno de la magnetósfera media de Saturno, en la región del **anillo E** muy cerca de la órbita de **Encelado**.

En este trabajo se han estudiado ONDAS ION CICLOTRÓN y su PRIMER MODO ARMÓNICO así como también MODOS TIPO ESPEJO observados en la magnetósfera media de Saturno. Tales análisis se enfocaron en el estudio de su propagación, tasas de crecimiento y polarización a partir de los datos de CASSINI. Por otra parte también se ha presentado el uso de teoría cinética lineal para ver si dadas las condiciones del plasma magnetosférico, tales ondas y modos pueden crecer. Estudiar éstas ondas/modos puede permitir obtener información valiosa en al menos dos direcciones: a) *Procesos de interacción onda-partícula*, es decir, como tales ondas/modos pueden obtener energía libre a partir de distribuciones de iones tipo anillo o viceversa y b) como éstas ondas/modos pueden *fungir como diagnósticos* de los procesos que ocurren en las regiones del plasma donde son observados, lo que permitiría entre otras cosas tener información sobre la composición del plasma.

A continuación se presentarán las conclusiones generales de éste trabajo y lo que se considera como parte del trabajo a futuro.

## 6.1. Ondas Ion Ciclotrón

Se han encontrado y estudiado las propiedades de ondas ion ciclotrón, propagándose en el modo fundamental ( $n = 1$ ) en al menos 13 vuelos de CASSINI (ver Tabla 4.1). De estas observaciones, sólo 4 órbitas del 2005 en la región de la magnetósfera de Saturno se han estudiado de forma exhaustiva mismas que se presentaron en el capítulo 4. De los análisis aplicados como parte de éste trabajo, se presentan a continuación las conclusiones generales:

- ⊗ La inestabilidad ion ciclotrón en estas regiones es generada por iones del grupo de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ , ó  $H_3O^+$ ) levantados de la nube neutra del **anillo E** formando anillos de iones en el espacio de velocidades.
- ⊗ Las ondas ion ciclotrón observadas son consistentes con las girofrecuencias de los iones del grupo de agua ( $W^+$ ):  $\Omega_{16+}$ ,  $\Omega_{17+}$ ,  $\Omega_{18+}$  y  $\Omega_{19+}$ , así como también de la girofrecuencia de iones de  $O_2^+$ ,  $\Omega_{32+}$ , donde nuestro trabajo ha dejado ver que estos iones ( $O_2^+$ ) son una importante componente a bajas latitudes. De este punto y el anterior se puede concluir que ambos casos implican cambios en composición del plasma, lo que lleva a diferentes condiciones que pueden afectar la inestabilidad umbral y por tanto al modo dominante observado.
- ⊗ Las distancias radiales a las que se han encontrado estas ondas oscilan entre valores de  $4.1 R_S$  y  $5.6 R_S$  ( $1 R_S = 60268 km$ ). Las 4 órbitas analizadas en éste trabajo son de baja inclinación ( $< 0.5^\circ$ ), de tal forma que la distancia desde el plano que contiene al **anillo E** hasta la posición donde CASSINI detectó estas ondas (altura) osciló entre valores de  $115 km$  y  $2230 km$ . Por otra parte, se calcularon las distancias entre **Encelado** y CASSINI justo en el momento en que se detectaron estas ondas,

encontrándose que tales distancias estuvieron entre  $60 R_E$  y  $550 R_E$  ( $R_E \simeq 251.8 \text{ km}$ , radio de **Encelado**).

- ⊗ Las amplitudes de las ondas ion ciclotrón observadas fueron del orden de  $\sim 0.5 nT$ , aunque se sabe que éstas pueden estar entre valores de  $0.2 nT - 2.0 nT$  ver los trabajos de (Dougherty et al., 2006; Leisner et al., 2006). Además encontramos para estas observaciones que la magnitud del campo  $\mathbf{B}_o$  oscila entre valores de  $\sim 110$  y  $300 nT$ .
- ⊗ Espectros dinámicos y espectros de potencia muestran que las ondas ion ciclotrón, que se propagan en el modo fundamental ( $n = 1$ ) son principalmente fluctuaciones transversales, o lo que es lo mismo, presentan una muy débil componente compresiva. En efecto, también se observó que el poder transversal es al menos un orden de magnitud más grande que su contraparte compresiva para el pico primario en los espectros de Fourier de estas observaciones. También se destacó el hecho de que observaciones como la del 17 de febrero del 2005 mostraron que ondas debidas al  $O_2^+$  pueden tener amplitudes más grandes que aquellas ondas con  $f \sim \Omega_{19+}$  a distancias radiales de  $3.5-3.6 R_S$ , y cerca del ecuador geográfico ( $0-0.0104 R_S$ ), mostrando que la composición de los anillos que producen las ondas es variable por lo que en algunas ocasiones anillos densos de  $O_2^+$  pueden superar la inestabilidad umbral de aquellas ondas que se forman debido a iones de  $H_3O^+$  y destacar más en varios intervalos de tiempo de tales espectros dinámicos.
- ⊗ El Análisis de Mínima Varianza mostró que estas ondas ion ciclotrón presentan polarización circular izquierda y que se propagan a ángulos entre  $\theta_{B_0k} = 13^\circ$  y  $6^\circ$  para los ejemplos mostrados en este trabajo (ver Tabla 4.3), lo que es consistente con lo que predice teoría cinética lineal estableciendo que estas ondas se propagan a ángulos muy cercanos a cero ( $\theta_{B_0k} = 0^\circ$ ). En general, para estas ondas en el fundamental, sus hodogramas muestran que son muy planas y su ángulo de propagación queda bien determinado.
- ⊗ Dadas las condiciones del plasma (ver Tabla 4.4), el análisis de dispersión utilizando WHAMP muestra que la teoría cinética lineal es una buena aproximación para ver que estas ondas pueden crecer en un plasma como el que existe en el entorno de la magnetósfera media de Saturno. Conforme crece la anisotropía en la temperatura, la tasa de crecimiento también aumenta (ver Figura 4.9).

## 6.2. Modos Armónicos de OIC

También se han estudiado las propiedades del primer modo armónico ( $n = 2$ ) de ondas ion ciclotrón en 4 órbitas de CASSINI del 2005 en la región de la magnetósfera media de Saturno. Este trabajo ha mostrado y reportado por primera vez la existencia de este tipo

de modos en la magnetósfera de Saturno (ver [Rodríguez-Martínez et al. \(2010\)](#)). De los análisis aplicados, se presentan las siguientes conclusiones:

- ⊗ La inestabilidad del modo armónico de ondas ion ciclotrón parece estar generado también por iones del grupo de agua ( $O^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ , ó  $H_3O^+$ ) levantados de la nube neutra del **anillo E** formando anillos de iones en el espacio de velocidades.
- ⊗ Los modos armónicos son consistentes con el doble del valor de las girofrecuencias de los iones del grupo de agua ( $2 \cdot \Omega_{W^+}$ ). Como un caso particular, en este trabajo se ha incluido sólo en las figuras, el valor de  $2 \cdot \Omega_{19^+}$  por simplicidad.
- ⊗ Los Modos Armónicos (MA) a  $2 \cdot \Omega_{W^+}$  aparecen sobre diferentes longitudes de intervalos de tiempo y también a diferentes distancias radiales. Para las observaciones del 17 de febrero y 9 de marzo se encontraron entre  $3.8 R_S$  y  $4.6 R_S$  de Saturno, mientras que para las observaciones del 24 de diciembre y 27 de noviembre el intervalo de distancias fue entre  $4.8 R_S$  y  $5.5 R_S$  (ver la Tabla 4.2). Como información adicional, estos modos armónicos fueron observados a distancias desde el plano del **anillo E** (alturas) entre valores de  $\sim 110 km$  y  $1750 km$ , muy similares a los de las OIC en su modo fundamental. De igual forma a las OIC, las distancias entre **Encelado** y **CASSINI** justo en el momento en que estos modos son detectados fluctuaron entre  $13 R_E$  y  $500 R_E$ , es decir, ligeramente más cercanas a **Encelado** que las ondas ion ciclotrón.
- ⊗ Las amplitudes de los modos armónicos tuvieron valores en el intervalo de  $0.2-0.7 nT$ , lo que implica que en general pueden tener amplitudes más pequeñas que las OIC. Adicionalmente se encontró para estas observaciones que la magnitud del campo  $B_o$  osciló entre valores de  $\sim 160 nT$  y  $360 nT$  que son ligeramente más elevados que para el caso de las ondas ion ciclotrón, en los intervalos de tiempo analizados en este trabajo.
- ⊗ Espectros dinámicos y espectros de potencia muestran que los modos armónicos ( $n = 2$ ) de las ondas ion ciclotrón, son principalmente fluctuaciones compresivas, cuyos picos en espectros de Fourier se caracterizan por ser anchos en su forma, lo que sugiere que estas ondas son generadas a más de una frecuencia ( $2 \cdot \Omega_{16^+}$ ,  $2 \cdot \Omega_{18^+}$  ó  $2 \cdot \Omega_{19^+}$ ). El poder de los picos en la parte compresiva de estos modos es prácticamente un orden de magnitud más grande que el poder respectivo de la parte transversal, excepto para la observación del 27 de noviembre donde la diferencia entre los poderes compresivos y transversales es más pequeña.
- ⊗ Del Análisis de Mínima Varianza se desprende que estos modos armónicos presentan polarización elíptica hacia la izquierda propagándose a ángulos oblicuos respecto al campo ambiente entre  $\theta_{B_o k} = 17^\circ$  y  $59^\circ$  para los ejemplos mostrados en este trabajo (ver Tabla 4.3). En general, los hodogramas de estos modos muestran que son ondas

no tan planas como las ondas ion ciclotrón con  $n = 1$ , además de que su ángulo de propagación no queda tan bien determinado, esto es fácil de explicar ya que al ser los modos altamente compresivos, el método de MVA falla para determinar bien el ángulo de propagación de los mismos.

- ⊗ Dadas las condiciones del plasma (ver Tabla 4.4), del análisis de dispersión utilizando WHAMP se encuentra que teoría cinética líneal también predice que modos de las ondas ion ciclotrón pueden crecer en un plasma como el que existe en el entorno de la magnetósfera media de Saturno.
- ⊗ El crecimiento de modos armónicos siempre fue más pequeño (3–8 veces más bajo) que el crecimiento de ondas ion ciclotrón que se propagan en el modo fundamental. Esto explica porque los modos armónicos no son observados en todas las órbitas de CASSINI y porque cuando son observados sus amplitudes son mucho más pequeñas que las ondas con frecuencia  $\sim \Omega_{19+}$ . Si la anisotropía en la temperatura aumenta se observa que el crecimiento de modos armónicos también aumenta. Finalmente se encontró que la tasa de máximo crecimiento de modos armónicos es mayor cuanto más grande sea el ángulo de propagación teniendo un máximo a  $\theta_{B_{ok}} = 60^\circ$ . Adicionalmente se encontró que para una densidad menor que una densidad crítica del anillo de  $n_{ring} = 2.5 \text{ cm}^{-3}$  ó una anisotropía menor que  $A = 950$  los modos armónicos dejan de crecer y sólo ondas ion ciclotrón en el fundamental pueden crecer (Ver Figura 4.10).
- ⊗ Finalmente, tanto OIC y su primer MA se ven afectadas si la velocidad de levantamiento de iones (pick-up) cambia. Se exploraron el crecimiento de OIC y de su primer armónico en el intervalo de  $37 \text{ km s}^{-1}$  y  $26 \text{ km s}^{-1}$ . Claramente no se observa el crecimiento de MA cuando  $v_{pickup} < 26 \text{ km s}^{-1}$  (Ver Figura 4.10).

### 6.3. Modos Tipo Espejo

También se estudiaron las propiedades de los modos tipo espejo observados en 4 órbitas de CASSINI del 2005 y en 2 órbitas del 2006 (ver Tabla 4.1) en la región de la magnetósfera de Saturno. A continuación se presentan las conclusiones generales de la parte de éste trabajo en comparación con algunas de las propiedades observadas en las ondas ion ciclotrón:

- ⊗ Para los intervalos analizados en este trabajo, se nota claramente que los modos tipo espejo se observaron a distancias radiales más grandes entre CASSINI y Saturno, entre  $6.3 R_S$  y  $6.9 R_S$  mientras que las ondas ion ciclotrón estuvieron entre  $4.8 R_S$  y  $5.1 R_S$  (ver Tabla 5.1 y Figura 5.4).
- ⊗ La caracterización que se ha empleado hasta este momento se ha basado sólo en la forma impresa en las series de campo magnético, encontrando que éstos modos tipo

espejo se caracterizan por tener caídas/hoyos abruptas en la magnitud del campo,  $\mathbf{B}$ , cuyas profundidades oscilan entre  $0.5 - 2nT$ , esto implica que estos hoyos pueden llegar a ser tan grandes como las amplitudes de las ondas ion ciclotrón. Además su duración va desde algunos segundos hasta 50 seg. También se observó que la forma de los picos cambia en función del tiempo para una observación dada (ver Figura 5.6 y Tabla 5.1).

- ⊗ Del análisis de Fourier, los modos tipo espejo se caracterizan por ser muy compresivos a frecuencias bajas ( $\leq 0.1 Hz$ ) y no destaca un pico fundamental en estos casos, como sucede para las ondas ion ciclotrón (ver Figuras 5.8 y 5.9).
- ⊗ La magnitud del campo,  $|\mathbf{B}_o|$ , osciló entre valores de  $\sim 50 - 160 nT$ , ligeramente más pequeñas que los valores observados para ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico.
- ⊗ Las condiciones del plasma utilizadas en WHAMP para estudiar el crecimiento de modos tipo espejo, permiten hacer dos conclusiones importantes en éste contexto: a) cuando se utilizaron las condiciones del plasma observado por CASSINI en las regiones donde los MTE fueron detectados, condiciones que por citar un ejemplo implicaban una  $\beta$  del plasma muy baja (Sittler et al., 2005), no se encontró el crecimiento de tales modos, es decir, no se encontró un  $\gamma > 0$ . b) Por tal motivo, se exploraron valores más altos en la anisotropía del anillo, así como también valores diferentes en las densidades de cada especie del background que permitieran el crecimiento de este tipo de modos. Así los valores utilizados (ver Tabla 5.2), permitieron un crecimiento del MTE positivo ( $\gamma > 0$ ), con un máximo de crecimiento a ángulos oblicuos ( $\theta_{B_o k} = 45^\circ$ ). Una forma de explicar el uso de éste tipo de valores en WHAMP es suponer que tales modos se crearon en regiones diferentes a las observadas, las cuáles posteriormente migraron hacia aquellas regiones donde CASSINI pudo detectarlas.

## 6.4. Trabajo a futuro

Como parte de una posible continuidad de este trabajo, se plantean a continuación varios puntos importantes. En efecto, se han encontrado y reportado por primera vez modos armónicos de ondas ion ciclotrón en la magnetósfera de Saturno, lo que destaca como una aportación importante de este trabajo. Sin embargo, hay preguntas aún sin responder. Una de ellas por ejemplo, es ver si los modos armónicos se observan sólo en órbitas de baja inclinación. Del 2005 al 2010 hay por lo menos un par de decenas de órbitas más de CASSINI cerca de Encelado con inclinaciones variables (ver Tabla 4.1). Analizar con detenimiento estas órbitas bajo los análisis implementados en éste trabajo podrían proporcionar pistas importantes para responder ésta pregunta y ayudar a entender bajo que condiciones del plasma tanto OIC, MA de OIC y MTE pueden crecer.

El instrumento CAPS proporciona información valiosa acerca de las propiedades del plasma *in situ* pero hasta el momento solo ha sido posible obtener las calibraciones de los momentos para algunos de los iones responsables de las ondas ion ciclotrón y su primer armónico, sin mencionar que están restringidos también en distancias. Es necesario esperar que la calibración de estos datos esté lista, lo que permitiría tener mejores *parámetros de entrada* en los modelos utilizados por WHAMP para hacer más corridas en 3 casos: a) ondas ion ciclotrón, b) su primer modo armónico y c) los modos tipo espejo. Para éste último caso, se necesita más información en las regiones donde hemos encontrado estos modos, lo que permitiría restringir mejor las condiciones iniciales en los parámetros de entrada en WHAMP para hacer más corridas y ver si estos modos pueden crecer bajo esas condiciones. Por otra parte, también se considera necesario estudiar la “evolución” temporal de los modos tipo espejo para ver si las variaciones en la profundidad de los hoyos permite inferir propiedades físicas del plasma a diferentes distancias radiales.

Finalmente cabe mencionar que el método de variación mínima con el que se determinaron los ángulos de propagación,  $\theta_{B_0 k}$ , para ondas ion ciclotrón y su primer modo armónico debe ser modificado. Puesto que para las regiones con OIC+MA la señal del campo magnético lleva la información de ambas frecuencias, es necesario hacer un filtrado de la señal para separarlas y así poder encontrar o determinar los ángulos de propagación de forma independiente tanto para las ondas como para los modos. Los filtros que se podrían utilizar serían básicamente *filtros pasa-bajas* y *filtros pasa-altas*.

El estudio de ondas ion ciclotrón, modos armónicos de éstas ondas y modos tipo espejo en la magnetósfera media de Saturno ha permitido ampliar nuestro panorama en el conocimiento de los procesos de asimilación de masa en estas regiones así como también entender un poco más acerca de los procesos de transferencia de energía entre ondas y partículas. Esto sin duda es de vital importancia en el estudio de procesos similares que ocurren en otros entornos planetarios como en el caso de Marte y en otras regiones de plasmas espaciales como lo es la luna **Titán** o en cometas donde las pistas que aportan este tipo de estudios, pueden ayudar a entender lo que ocurre en el plasma de esas regiones.



# Parte VII

## Apéndices



# A

## Métodos de análisis

En este apéndice se presentan los métodos utilizados para el análisis en general de ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo. Todos estos métodos han sido introducidos en un programa en IDL con diferentes rutinas. Tales rutinas corresponden a *gráficos de componentes del campo magnético con o sin tendencia removida*<sup>1</sup>, *espectros de Fourier* y *espectros dinámicos*, así como *método de mínima varianza*.

### A.1. Métodos

Los métodos que se describen en las siguientes secciones son utilizados en el análisis de ondas e inestabilidades en plasmas espaciales como los que se han descrito. Estos métodos permiten una caracterización amplia de las ondas, permitiendo información sobre el tipo de ion(es) que está(n) originando las ondas observables, así como también si las ondas están polarizadas y el tipo de propagación que tienen. En este trabajo se estudian las ondas ion-ciclotrón y los modos tipo espejo. Ambos casos surgen de anisotropías en  $T_{\perp}$  y  $T_{\parallel}$ , (anisotropía  $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ ) observadas en la magnetósfera media de Saturno.

---

<sup>1</sup>Dicha tendencia corresponde al campo magnético residual o de fondo que afecta las observaciones *in situ* de las componentes de campo.

## A.2. Gráficos de componentes de campo

La rutina implementada para hacer este tipo de gráficos (Figuras A.1 y A.2), esta escrita en Interactive Data Language<sup>2</sup>, (IDL). Esta rutina permite hacer un gráfico de las componentes de campo magnético ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ , y  $B_o$ ). Cabe destacar que esta rutina tiene la posibilidad de remover o no la tendencia debida al campo magnético de fondo. La forma de modelar y quitar tal tendencia es haciendo un ajuste a cada componente utilizando un polinomio de segundo grado ( $a_0 + a_1X + a_2X^2$ ), en el que cada coeficiente es calculado y al final el modelo es restado de la señal original. La Figura A.1 muestra las componentes del campo magnético,  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ , y  $B$  donde no se ha removido la tendencia del campo magnético de fondo y que fue hecha para una observación de CASSINI del 30 de junio de 2006. Para comparación, la Figura A.2 muestra la misma observación y componentes, pero en este caso se ha removido la tendencia. Es evidente de la comparación de estas dos figuras la diferencia entre ellas. En general y para tener una mejor forma de comparar las fluctuaciones en cada componente es mejor tener figuras con las tendencias de fondo removidas.

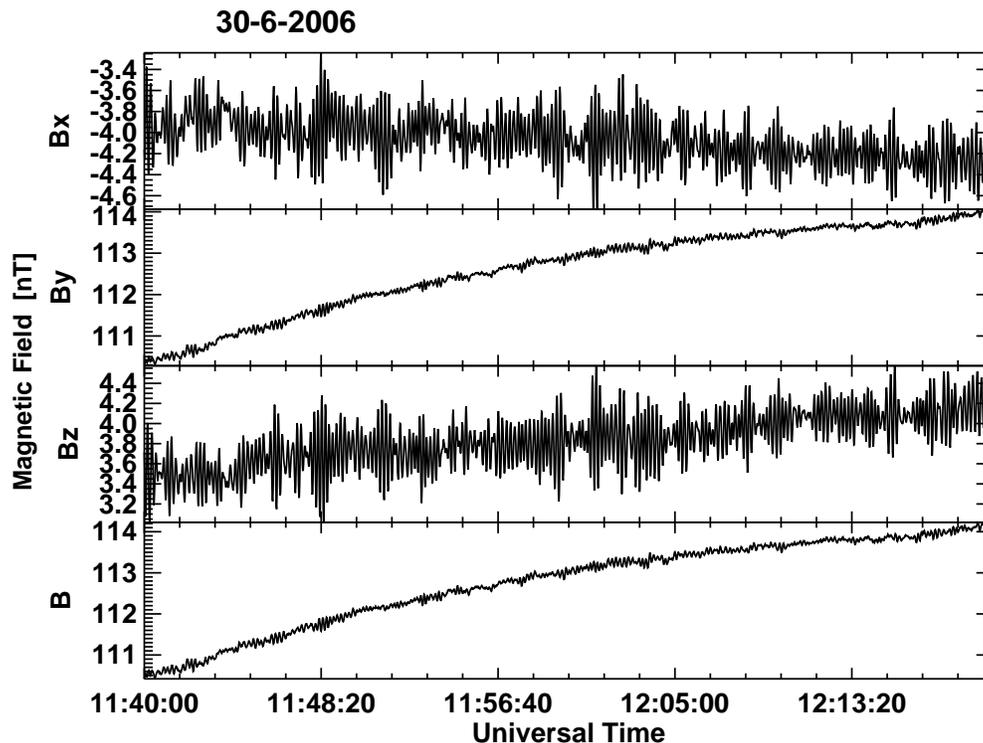


Figura A.1: Componentes del campo magnético con tendencia *sin remover* para la observación de CASSINI del 30 de junio de 2006 en un intervalo de tiempo de 40 minutos.

<sup>2</sup><http://www.itvis.com/ProductServices/IDL.aspx>

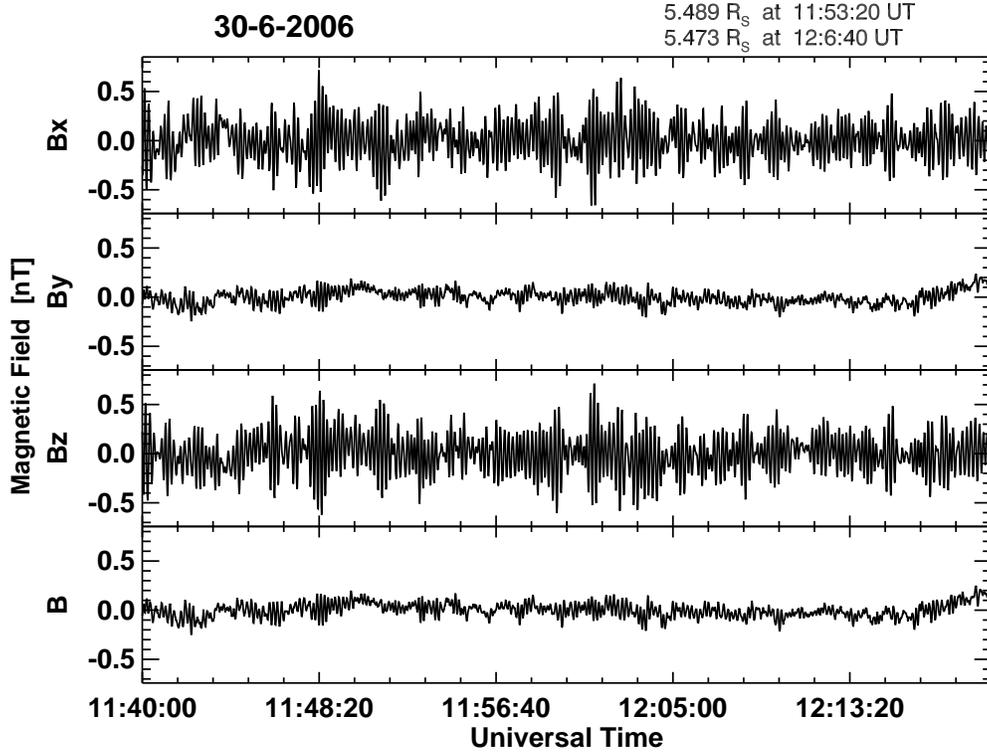


Figura A.2: Componentes del campo magnético con tendencia *removida*, para la observación de CASSINI del 30 de junio de 2006 en un intervalo de tiempo de 40 minutos. Las marcas de arriba del gráfico indican la distancia radial a la que estuvo la nave a diferentes tiempos universales dentro del intervalo total de ésta figura.

### A.3. Análisis de Fourier

A menudo resulta útil transformar datos al dominio de las frecuencias en lugar de trabajar directamente en el dominio del tiempo. La aplicación de estadísticas sobre el resultado se conoce con el nombre de ANÁLISIS ESPECTRAL. El análisis de Fourier es una herramienta que permite la manipulación de una serie de tiempo, tal como aquella proveniente de los magnetómetros de CASSINI (componentes  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  y  $\mathbf{B}_T$ ), de tal forma que son llevados al espacio de frecuencias donde pueden destacar las frecuencias dominantes características de las ondas en el plasma. La transformación utilizada en este caso es la siguiente:

$$F(u) = \frac{1}{N} \sum_{x=1}^{N-1} f(x) \exp\left(-\frac{2\pi j u x}{N}\right), \quad (\text{A.1})$$

donde  $N$  es el número de datos en la serie. Por otra parte hay que mencionar que hay un límite en la resolución de frecuencias conocido como la *frecuencia de Nyquist*,  $f_c = \frac{1}{2\Delta}$ , siendo  $\Delta$  el número de vectores que se tiene por intervalo de tiempo.

El análisis de Fourier se puede aplicar en general a varios tipos de ondas y modos. Para ondas de baja frecuencia, que son las ondas de interés en el contexto de éste trabajo, es necesario verificar o comparar las frecuencias principales que destacan en el espectro de potencias con las girofrecuencias de diferentes iones, dependiendo de la región de interés o análisis:

$$\Omega_i = \frac{|q| \mathbf{B}}{m_{ion}}, \quad (\text{A.2})$$

donde  $m_i$  es la masa de cada ion. La masa de iones de interés para el análisis de éste trabajo son mostrados en la tabla A.1.

Tabla A.1: Masas para varias especies de iones.

Especie	$m_{ion}/m_p^*$
$\text{CO}_2^+$	44
$\text{O}_2^+$	32
$\text{N}_2^+$ , $\text{CO}^+$	28
$\text{H}_3\text{O}^+$	19
$\text{H}_2\text{O}^+$	18
$\text{OH}^+$	17
$\text{O}^+$	16

\*La masa del protón:  $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$  kg.

El método empleado en este trabajo es **FFT** por sus siglas en inglés **F**ast **F**ourier **T**ransform (**FFT**), y es un algoritmo de eficiente implementación del **D**iscrete **F**ourier **T**ransform (**DFT**). Este algoritmo está implementado en software de programación **IDL**.

La rutina implementada en **IDL** sigue básicamente los siguientes pasos:

- ★ La rutina tiene la opción de remover o no la tendencia, que es similar al caso de los gráficos de las componentes de campo (ver sección A.2). Si se opta por remover la tendencia, la rutina ajustará a los datos especificados dentro de un intervalo de tiempo, un polinomio de grado  $n = 2$  suficiente para tener a la serie de tiempo sin el campo magnético de fondo que permitirá un mejor análisis de Fourier. Este ajuste llamado “modelo” es removido de los datos. Los nuevos datos son guardados en un arreglo que permite tener todas las entradas de campo magnético y tiempo.
- ★ A los nuevos vectores se les aplica la rutina implementada en **IDL** llamada **FFT**.

- ★ Se construye el arreglo que guarda las frecuencias hasta el valor de la frecuencia de Nyquist ( $f_c = \frac{1}{2\Delta}$ ), mismo que depende del número de vectores utilizados y el muestreo que se tenga (para los datos de CASSINI a baja resolución se tiene que  $1/\Delta = 1 \text{ vector s}^{-1}$ ).
- ★ Se construyen las potencias espectrales. Estas utilizan las partes real e imaginaria de las transformadas de Fourier de las componentes de campo magnético, teniendo lo siguiente:

$$POW_i = \frac{2\Delta}{N} (\mathbf{RE}(FFT(\mathbf{B}_i))^2 + \mathbf{IM}(FFT(\mathbf{B}_i))^2), \quad (\text{A.3})$$

en este caso  $N$  es el número de vectores a los que se les aplicó este análisis.  $\mathbf{RE}(FFT(\mathbf{B}_i))$  y  $\mathbf{IM}(FFT(\mathbf{B}_i))$  son las partes real e imaginaria respectivamente de los vectores de componentes de campo magnético, con el índice  $i = x, y, z, tot$ .

- ★ Se grafica la potencia espectral en función de las frecuencia hasta la de Nyquist. El espectro se divide en una parte llamada espectro compresivo y en otra llamada espectro transversal. La parte compresiva simple y sencillamente es  $POW_{tot}$ , en la que destaca precisamente el carácter compresivo de las ondas, mientras que la parte transversal al campo se construye como:  $| POW_x + POW_y + POW_z - POW_{tot} |$ , de tal forma que aquí se quitan todos los efectos compresivos y se destacan las potencias transversas a lo largo de la dirección de movimiento de las ondas. Cabe destacar que en estos casos la potencia va en unidades de  $[nT^2/Hz]$ .
- ★ Al espectro se le adicionan líneas teóricas en la posición de las girofrecuencias de los iones posibles que pueden ser los responsables de que aparezcan picos en estos espectros de Fourier.
- ★ Adicionalmente se puede hacer un suavizado del espectro de Fourier, utilizando la función *SMOOTH* en IDL.
- ★ Finalmente si se opta por la opción de no remover la tendencia, la rutina simple y sencillamente no ajusta ningún polinomio a los datos y por lo tanto se “salta” esta parte y continua con los pasos siguientes para construir el espectro de Fourier mencionandos anteriormente.

La Figura A.3 muestra un ejemplo de un espectro de Fourier de 5 minutos para una observación de CASSINI del 17 de enero de 2006 en el intervalo de [06:25:00] a [06:30:00]. Esta figura muestra ambas componentes tanto transversal como compresiva. Destaca claramente un pico principal en ambas componentes que cae cerca de las girofrecuencias de grupos de agua:  $O^+$ ,  $H_3O^+$ ,  $O_2^+$ .

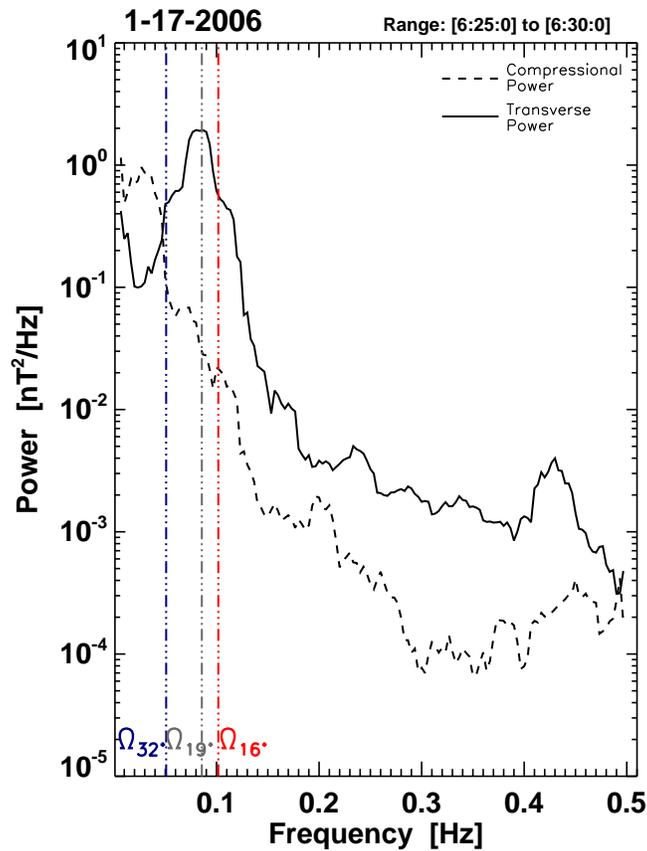


Figura A.3: Espectro de Fourier para la observación del 17 de enero de 2006. Las líneas verticales indican la región donde caen las girofrecuencias del grupo de agua ( $O^+$ ,  $H_3O^+$ ,  $O_2^+$ )

## A.4. Espectros Dinámicos

Los espectros dinámicos son una clara extensión de los espectros de Fourier. En este caso los espectros dinámicos son el gráfico de los valores de frecuencia como función del tiempo universal y de la densidad de potencia espectral en unidades de  $[(nT/s)^2/Hz]$ .

Estos espectros dinámicos heredan de los espectros de Fourier la división entre las componentes compresiva y transversa al campo magnético. En general esto se hace con el fin de entender las características de una onda ayudando a diferenciar entre modos. Cabe mencionar que estos espectros destacan mejor aquellas regiones donde ocurren ondas ion ciclotrón, armónicos de estas ondas así como también modos tipo espejo.

Una parte muy importante en los espectros dinámicos queda determinada por la resolución de la ventana espectral, que en este caso establece intervalos fijos en tiempo en los que se aplicarán sucesivos espectros de Fourier. Puesto que en general el análisis utilizado en este trabajo corresponde a varias horas de cada observación, se determinó que la res-

olución en la ventana espectral fuera cada 180 segundos. Un intervalo más corto que este proporciona una mejor resolución, pero a cambio, las transformadas de Fourier requieren un mínimo de datos y por lo tanto dicha ventana espectral no es recomendable reducirla más. La Figura A.4 muestra un espectro dinámico aplicado a la observación del 17 de enero de 2006 en un intervalo de 6 horas.

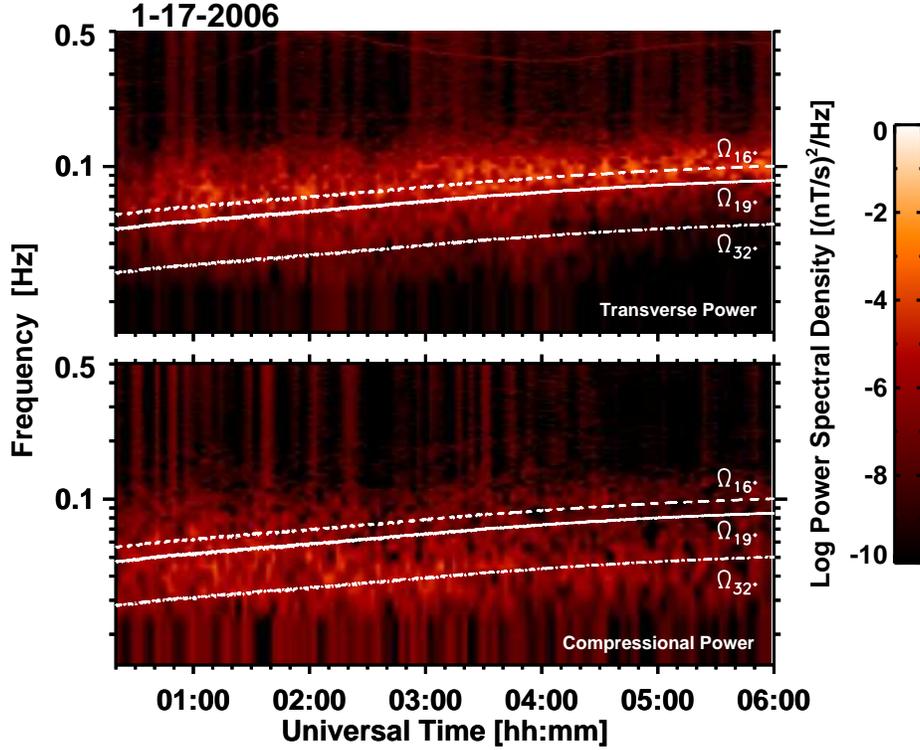


Figura A.4: Espectro dinámico (parte transversal y compresiva) para la observación del 17 de enero de 2006. Las líneas en color blanco indican las girofrecuencias de los iones  $O^+$ ,  $H_3O^+$ ,  $O_2^+$ , que corresponden a  $\Omega_{16^+}$ ,  $\Omega_{19^+}$  y  $\Omega_{32^+}$  respectivamente.

## A.5. Método de Varianza Mínima (MVA)

Con este método se busca la dirección  $n$  en la que la proyección de una serie de  $N$  vectores tiene una desviación cuadrática promedio mínima (Sonnerup, U. Ö y Scheible, M., 1998). En particular el método se aplica al campo magnético  $\mathbf{B}$  de la siguiente forma:

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\mathbf{B}^k \cdot n - \bar{\mathbf{B}} \cdot n)^2, \quad (\text{A.4})$$

donde  $B^k$  corresponde a cada elemento de la serie y

$$\bar{\mathbf{B}} = \sum_{k=1}^N \mathbf{B}^k. \quad (\text{A.5})$$

Con el MVA se encuentra la dirección en que  $\sigma_n^2$  es mínima bajo la restricción de  $|n| = 1$ . Para conseguir esto se puede usar el método variacional de multiplicadores de Lagrange de tal forma que se tiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial}{\partial n_i} [\sigma_n^2 - \lambda(|n|^2 - 1)] = 0, \quad (\text{A.6})$$

con  $i = 1, 2, 3$ .

Las ecuaciones en A.6 pueden ser escritas en su forma matricial como sigue:

$$\sigma_n^2 n_\beta = \sum_{\alpha=1}^3 M_{\alpha\beta} n_\alpha = \lambda n_\beta, \quad (\text{A.7})$$

donde

$$M_{\alpha\beta} = (\overline{\mathbf{B}_\alpha \mathbf{B}_\beta} - \overline{\mathbf{B}_\alpha} \overline{\mathbf{B}_\beta}), \quad (\text{A.8})$$

es la *matriz de covarianza* con índices  $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ . Adicionalmente  $M$  es una matriz simétrica con eigenvalores reales  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$  que corresponden a la *máxima, intermedia y mínima* varianza respectivamente y con eigenvectores ortogonales  $X_{min}$ ,  $Y_{int}$ , y  $Z_{max}$  donde precisamente  $X_{min}$  está en la misma dirección que el vector  $\mathbf{k}$  de propagación ver figura (A.5). De esta forma siempre es posible estimar el ángulo entre el vector de propagación de las ondas,  $\mathbf{k}$  y el vector de campo magnético  $\mathbf{B}$ , vía el producto punto o escalar entre  $\mathbf{B}$   $X_{min}$  con un error asociado que puede ser calculado fácilmente como sigue (Sonnerup, U. Ö y Scheible, M., 1998):

$$\Delta\theta_{B,k} = \sqrt{\frac{\lambda_3}{(P-1)} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_3)^2}}, \quad (\text{A.9})$$

donde  $P$  el número de vectores utilizados en el análisis.

Es importante destacar que este método es utilizado siempre y cuando las ondas sean planas o cuasi-planas. La manera en la que se puede ver si el método es aplicable es comprobando siempre que:  $\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \gtrsim 10$ . Para una mejor referencia sobre este método, se puede consultar el trabajo de Sonnerup, U. Ö y Scheible, M. (1998). La Figura A.6 muestra los hodogramas de mínima varianza típicos que serán de gran utilidad a lo largo de este trabajo.

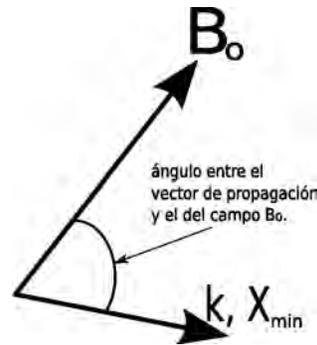


Figura A.5: Representación gráfica del ángulo  $\theta_{B_0, k}$  entre el vector de propagación  $k$  y el del campo magnético  $B_0$ .

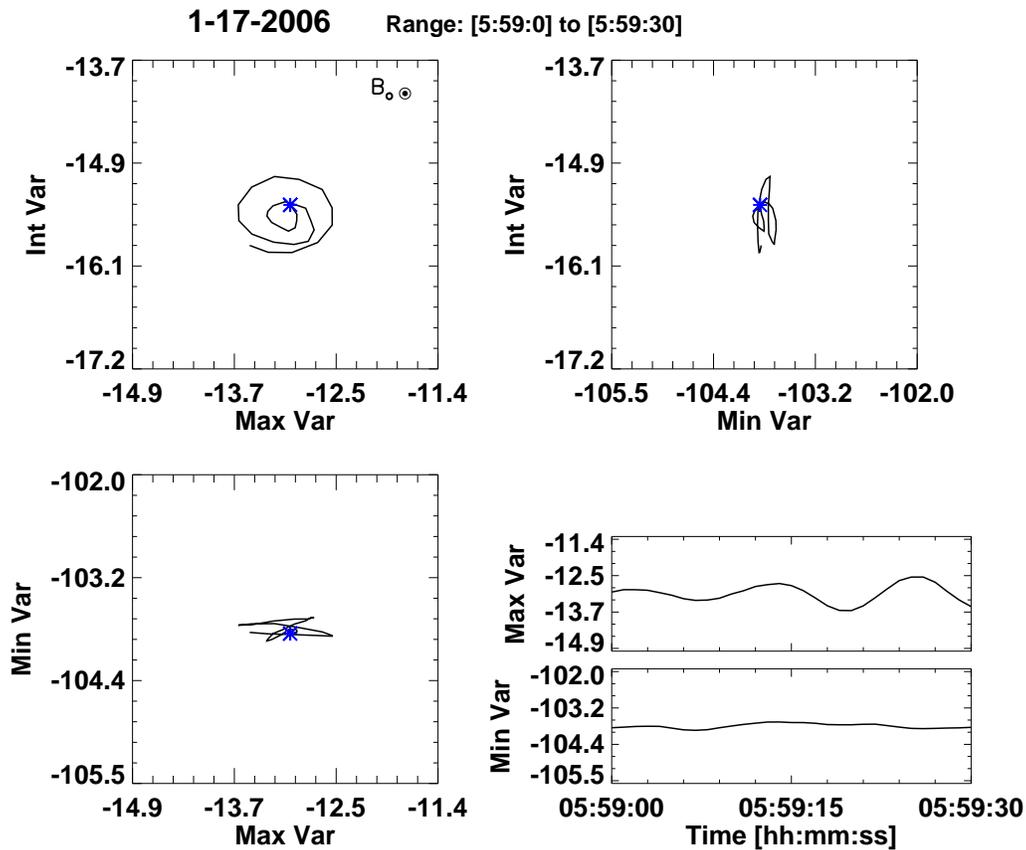


Figura A.6: Hodogramas para el análisis de Mínima Varianza para un intervalo de 30 seg de la observación del 17 de enero de 2006.



# B

## Código WHAMP

En éste apartado se estudian diversos aspectos relacionados con el análisis de dispersión utilizado por el código WHAMP. Se presenta la forma en que se puede evaluar el tensor dieléctrico a partir de la función de distribución y como con esto se puede encontrar la solución a la función de dispersión. También se presenta como se introducen los parámetros de entrada y cuál es la normalización adoptada en éste código en los valores de salida. Al final se presenta un ejemplo del tipo de gráficos que se obtienen al utilizar éste código.

### B.1. Código de dispersión WHAMP

Las condiciones en el plasma de entornos espaciales, comúnmente son adecuadas para el desarrollo de ondas e inestabilidades. De esta forma, regiones donde ocurre la asimilación de masa pueden ser favorables para estudiar el crecimiento de ondas. Para llevar a cabo este estudio, es necesario resolver la ecuación de dispersión en teoría lineal cinética. Existen códigos de dispersión como el “Waves in Homogeneous Anisotropic Multicomponent Plasmas” (WHAMP) que resuelve la relación de dispersión para ondas en un plasma magnetizado considerando hasta seis diferentes especies que conforman al plasma (Rönmark, K., 1982).

WHAMP originalmente fue escrito en *Fortran*, sin embargo nuevas versiones modificadas incluyen una interface gráfica en *IDL* (Paesold, G., 2002). En este trabajo se ha utilizado la versión que trabaja en *Fortran*, donde para cada una de las seis componentes que pueden ser incluidas en tal versión se incluyen su densidad, temperatura, masa de la partícula, anisotropía de temperaturas (presiones) y la velocidad de deriva a lo largo del campo magnético. WHAMP resuelve, tanto para la parte real como imaginaria de las frecuencias

angulares de la onda o modo (lo que se conoce como solución a la relación de dispersión del plasma), como una función de  $k_{\perp}$  y  $k_{\parallel}$ . De esta manera, la solución particular que de WHAMP quedará determinada por las condiciones iniciales para la parte real de la frecuencia angular, mientras que la parte imaginaria nos puede proporcionar información sobre el crecimiento o amortiguamiento de la onda. La función de distribución será la suma de las funciones individuales de cada especie (seis a lo más). Dicha función de distribución es considerada como uniforme (es decir homogénea) en espacio, pero variante tanto en magnitud como dirección de la velocidad. Cada función de distribución es función de  $v_{\perp}$  y  $v_{\parallel}$ , que son las componentes de la velocidad de la partícula perpendicular y paralela al campo magnético. A continuación se presenta un breve resumen de lo presentado en el reporte por [Rönmark, K. \(1982\)](#).

De forma general la función de dispersión se puede escribir como:

$$\det \left( (\mathbf{1}k^2 - \vec{k}\vec{k}) \frac{c^2}{\omega^2} - \vec{\epsilon}(\omega, \vec{k}) \right) = 0, \quad (\text{B.1})$$

donde de acuerdo a teoría lineal cinética, el tensor dieléctrico,  $\vec{\epsilon}(\omega, \vec{k})$ , está dado por:

$$\vec{\epsilon}(\omega, \vec{k}) = \mathbf{1} - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \left( \mathbf{1} - \sum_j \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \vec{v} \vec{\Pi} \times \frac{\frac{n\Omega_j}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\Omega_j} f_j^0 \right). \quad (\text{B.2})$$

La girofrecuencia de la  $j$ -ésima especie está dada por  $\Omega_j = q_j \mathbf{B} / (cm_j)$  y  $\omega_P$  denota la frecuencia de plasma definida como  $\omega_P = \sqrt{\sum_j \omega_{Pj}^2} = \sqrt{\sum_j 4\pi n_j q_j^2 / m_j}$ . Por otra parte, el tensor  $\vec{\Pi}$  está dado por:

$$\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \left( \frac{n\Omega_j}{k_{\perp}} \mathbf{J}_{\mathbf{n}} \right)^2 & i \frac{n\Omega_j}{k_{\perp}} v_{\perp} \mathbf{J}_{\mathbf{n}} \mathbf{J}'_{\mathbf{n}} & \frac{n\Omega_j}{k_{\perp}} v_{\parallel} \mathbf{J}_{\mathbf{n}}^2 \\ -i \frac{n\Omega_j}{k_{\perp}} v_{\perp} \mathbf{J}_{\mathbf{n}} \mathbf{J}'_{\mathbf{n}} & (v_{\perp} \mathbf{J}')^2 & -i v_{\perp} v_{\parallel} \mathbf{J}_{\mathbf{n}} \mathbf{J}'_{\mathbf{n}} \\ \frac{n\Omega_j}{k_{\perp}} v_{\parallel} \mathbf{J}_{\mathbf{n}}^2 & i v_{\perp} v_{\parallel} \mathbf{J}_{\mathbf{n}} \mathbf{J}'_{\mathbf{n}} & (v_{\parallel} \mathbf{J}_{\mathbf{n}})^2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

donde el argumento de la función de Bessel  $\mathbf{J}_{\mathbf{n}}$  es  $k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_j$ . Adicionalmente  $f_j^0(v_{\parallel}, v_{\perp})$  en la ec. B.2 denota la función de distribución a orden cero en el espacio de velocidades de las especies de partículas  $j$ . La forma más general de la función de distribución de partículas en el código WHAMP se puede escribir como:

$$f_j^0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{(\sqrt{\pi} v_{th}^j)^3} \exp \left( - \left( \frac{v_{\parallel}}{v_{th}^j} - v_D^j \right)^2 \right) \cdot \left[ \frac{\Delta_j}{\alpha_{1j}} \exp \left( - \frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{1j} (v_{th}^j)^2} \right) + \frac{1 - \Delta_j}{\alpha_{1j} - \alpha_{2j}} \cdot \left\{ \exp \left( - \frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{1j} (v_{th}^j)^2} \right) - \exp \left( - \frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{2j} (v_{th}^j)^2} \right) \right\} \right], \quad (\text{B.4})$$

que es la notación original usada por [Rönmark, K. \(1982\)](#). El parámetro  $\alpha_{1j}$  es la anisotropía en la temperatura  $\alpha_{1j} = T_{\perp}^j/T_{\parallel}^j$  de la  $j$ -ésima función de distribución. Por otra parte  $\Delta_j$  y  $\alpha_{2j}$  definen la profundidad y el tamaño de un posible cono de pérdida.

Finalmente la integral sobre el espacio de velocidades en la ec. B.2 se puede evaluar de las siguientes dos relaciones:

$$\Lambda(\lambda_j) = \int_0^{\infty} \mathbf{J}_n \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_j} \right) \exp \left( \frac{-v_{\perp}^2}{(v_{th}^j)^2} \right) \frac{2v_{\perp}}{(v_{th}^j)^2} dv_{\perp}, \quad (\text{B.5})$$

donde  $\lambda_j = 1/2(k_{\perp} v_{th}^j / \Omega_j)^2$  y además:

$$Z \left( \frac{\omega - n\Omega_j}{k_{\parallel} v_{th}^j} \right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left( \frac{-v_{\parallel}^2}{(v_{th}^j)^2} \right)}{v_{\parallel} - (\omega - n\Omega_j) \frac{1}{k_{\parallel}}} dv_{\parallel}, \quad (\text{B.6})$$

donde  $\Lambda_n(\lambda_j) = e^{-\lambda_j} \mathbf{I}_n(\lambda_j)$ ,  $\mathbf{I}_n$  es la función modificada de Bessel de orden  $n$  y  $Z$  es la función de dispersión del plasma. Introduciendo la aproximación de Padé para la función de dispersión del plasma, las sumas infinitas o modificadas de la ecuación de Bessel que aparecen en la ec. B.2 se pueden reducir a una forma sumable. La expresión resultante para  $\vec{\epsilon}(\omega, \vec{k})$  es válida para toda  $\vec{k}$  real y es adecuada para su evaluación numérica. Información extra sobre el como se evalúan éstas y otras rutinas fueron mostradas por [Rönmark, K. \(1982\)](#).

### B.1.1. Parámetros de entrada y normalizaciones

En el código WHAMP la normalización de los parámetros de salida siempre se hace basados en la primera especie utilizada en el archivo de entrada. El archivo de entrada, llamado *whamp.data*, es llamado en cada ejecución. Algunos de los parámetros importantes y una breve descripción de tales parámetros se presentan en la Tabla B.1.

Dentro de la búsqueda de ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo utilizando éste código de dispersión, al “correr” el archivo ejecutable de WHAMP, se pueden tomar en consideración los siguientes pasos:

- **Input nbeta.** En este parámetro se pone el valor 1 para hacer la corrida.
- **Input:.** Estos serán los parámetros que se le darán a WHAMP para que realice la búsqueda de ondas y modos:
  1. **Parámetro  $z$ .** Éste es el ángulo de propagación ( $\theta_{Bok}$ ). Si se están buscando soluciones para las ondas ion ciclotrón tal ángulo debe ser muy pequeño, es decir, tendiendo a cero pero no exactamente cero.

Tabla B.1: Parámetros de entrada en WHAMP.

Parámetro	Descripción
DN	Es la densidad de cada especie en unidades de $[m^{-3}]$ . Hay 6 especies, ( <b>D1</b> , <b>D2</b> , ..., <b>D6</b> ) y <b>D2</b> corresponde a la densidad de electrones. Siempre $\mathbf{D2} = \mathbf{D1} + \mathbf{D3} + \dots + \mathbf{D6}$ , para garantizar cuasi-neutralidad en el plasma.
TA	Temperaturas de cada especie en $[keV]$ , ( $1 keV = 1.1605 \times 10^7 K$ ).
A	Anisotropía, $A = T_{\perp}/T_{\parallel}$ . Calculada a partir de los métodos de <a href="#">Huddleston et al. (1999)</a> ó el de <a href="#">Cowee et al. (2007b)</a> .
Q	Carga de cada especie +1 para iones y -1 para electrones.
ASS	Masa de cada especie, $m/q$ , (ejemplo: $m/q = 1$ para H).
XC	Girofrecuencia de los electrones en $[kHz]$ y calculada como: $\mathbf{XC} = 28 \mathbf{B}_{\odot}$ .
VD	Velocidad de deriva normalizada a lo largo del campo magnético.

2. **Parámetro  $p$ .** Éste es el vector de onda  $\mathbf{k}$ . Aquí se pueden introducir tres valores separados por comas ( $p = inf, sup, val$ ), que corresponden a los límites inferior, superior y el valor alrededor del cuál se buscarán los valores del vector de propagación respectivamente.
  3. **Parámetro  $f$ .** Corresponde a la frecuencia a buscar. De esta forma en el caso de ondas ion ciclotrón, la frecuencia debe ser cercana a  $f \sim 1$ , el primero modo armónico a  $f \sim 2$  y si se trata de modos tipo espejo tal valor corresponde a  $f \sim 0$ .
  4. **Parámetro  $i$ .** Corresponde al crecimiento de la onda,  $\gamma$  alrededor del cuál va a buscar el programa, según sea el caso de estudio.
- **Output.** Estos serán los parámetros de salida que se le pueden pedir a WHAMP que calcule y ponga en pantalla:
    1. **Parámetros  $zpf/eb/vc$ .** Los parámetros  $z$ ,  $p$  y  $f$  han sido ya discutidos, mientras que  $e$  y  $b$  corresponden a las componentes de los campos eléctricos y magnéticos de las ondas. Finalmente  $v$  es la velocidad de deriva y  $c$  es la frecuencia ciclotrón del electrón en  $(kHz)$ .
    2. Toda esta información de salida es escrita en un archivo `rwhamp.lis`. Adicionalmente en pantalla se imprime también la polarización de las ondas  $p_r$  y  $p_i$  (real e imaginaria respectivamente). Para ondas ion ciclotrón y sus armónicos  $p_r$  tiene que ser  $\sim -1$ , lo que indicaría el crecimiento de ondas con polarización circular hacia la izquierda. Un valor de  $\sim +1$  indicará polarización circular hacia la derecha (correspondiente al modo magnetosónico).

Para encontrar la normalización utilizada en la salida de WHAMP se mostrarán primero

otros conceptos a considerar en esta. En primer lugar, la velocidad térmica de la 1a. especie puede ser calculada como:

$$v_{th1} = \sqrt{\frac{2\kappa_B T_{pe}}{nm_p}}, \quad (\text{B.7})$$

donde  $T_{pe}$  es la temperatura de la 1a. especie,  $m_p$  es la masa de protones,  $n = m/q$  es el número de la razón masa/carga, que por ejemplo para el caso de protones  $n = 1$  y  $\kappa_B = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ , es la constante de Boltzmann.

Por otra parte, La frecuencia de ciclotrón de la 1a. especie, puede ser calculada mediante la expresión siguiente (Kivelson y Russell , 1996):

$$f_{c1} = \frac{e\mathbf{B}_o}{nm_p} = 0.01525 \frac{\mathbf{B}_o}{n}, \quad (\text{B.8})$$

donde  $\mathbf{B}_o$  es el campo magnético ambiente en unidades de  $[nT]$ . Así con estas dos cantidades se puede encontrar como queda la normalización en la salida de WHAMP simplemente como:

$$p = k \frac{v_{th1}}{f_{c1}}. \quad (\text{B.9})$$

Para tener la normalización final, se debe tomar en cuenta la frecuencia de plasma, dada por la expresión siguiente y calculada para la primera especie (Kivelson y Russell , 1996):

$$\omega_{p1} = \left( \frac{1}{\sqrt{n}} \right) 210 \sqrt{n_p}, \quad (\text{B.10})$$

con  $\omega_{p1}$  en  $[Hz]$  y  $n_p$ , la densidad de protones, en  $[cm^{-3}]$ . De este modo la expresión para la normalización B.9, puede quedar como:

$$k \frac{c}{\omega_{p1}} = \frac{c f_{c1}}{\omega_{p1} v_{th1}} p. \quad (\text{B.11})$$

A menudo la ec. B.11 será utilizada a lo largo de este trabajo para lograr las normalizaciones correspondientes en los gráficos.

Buscar diferentes soluciones con WHAMP para ver el crecimiento de ondas y modos en diferentes entornos de plasmas espaciales es el siguiente paso. Para visualizar esto de forma más sencilla, se hacen gráficos como el presentado en la Figura B.1. Este tipo de gráficos serán presentados a lo largo de este trabajo. Para la Figura B.1, que corresponde al caso de ondas ion ciclotrón en el viento solar, se utilizaron parámetros conocidos de este viento en la vecindad de la Tierra, tales como anisotropía  $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = 4$ , densidad de protones de  $n_{H^+} = 5 \text{ cm}^{-3}$ , Temperaturas de protones y electrones características de  $T_e \sim T_p \sim 1 \times 10^{-5} \text{ K}$  y un campo magnético ambiente de  $\mathbf{B}_o = 5 \text{ nT}$ . Dados estos parámetros de entrada y junto con las normalizaciones correspondientes se pueden construir

gráficos como el mostrado en la Figura B.1. Cabe destacar que este tipo de trabajo es consistente con trabajos pioneros como los realizados por Gary, S. P. (1993).

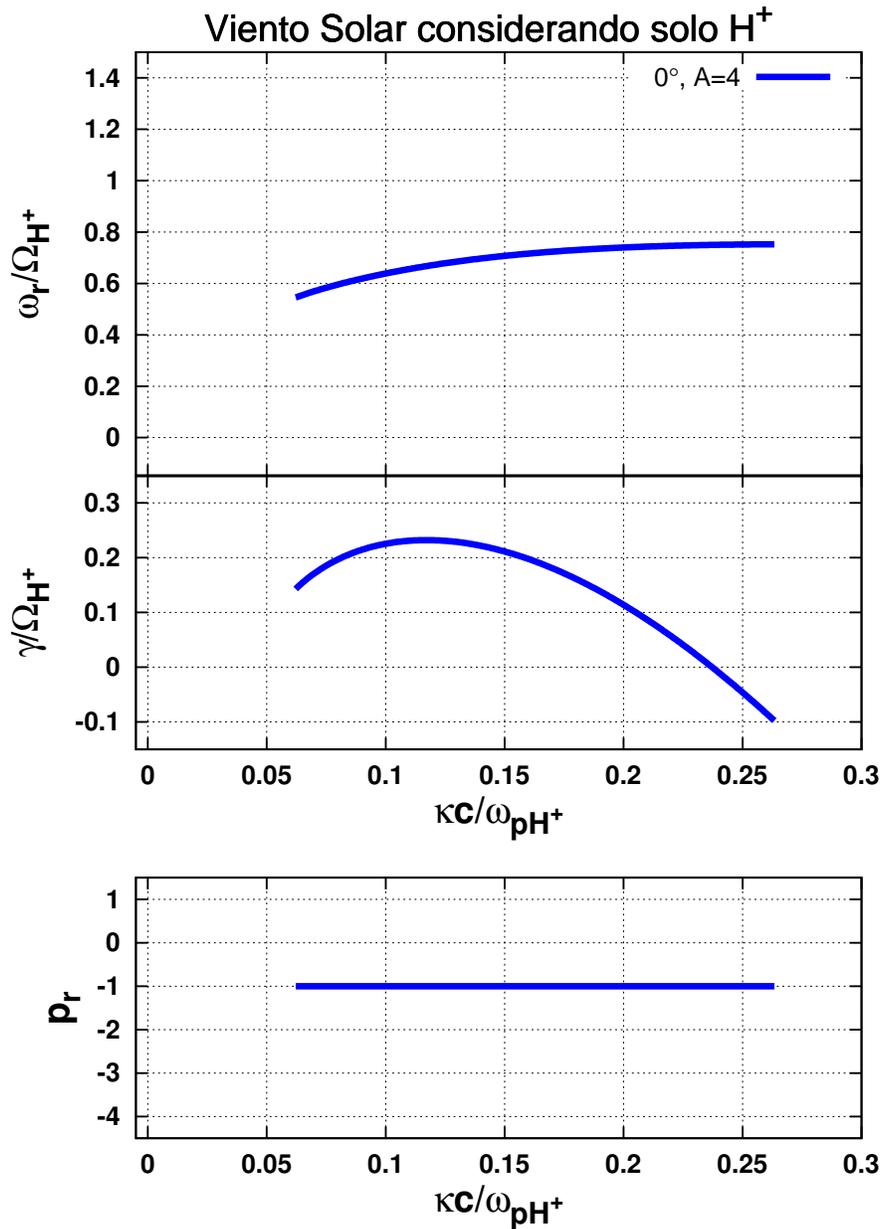


Figura B.1: Frecuencia real,  $\omega_r$ , crecimiento,  $\gamma$  y polarización  $p_r$  de ondas ion ciclotrón para el viento solar como función de la propagación de las mismas  $k$ . Para esto se utilizó el código de dispersión WHAMP cuyos parámetros de entrada pueden ser vistos en el texto y que son característicos en los trabajos de Gary, S. P. (1993).

## Bibliografía

- Axford, W. I., Suess, S. T. 1994. Spacecraft to explore the outer heliosphere. *EOS Transactions* 75, 587-587.
- Bagenal, F. 2005, *Nature*, 433, 695.
- Barabash, S., Dubinin, E., Pisarenko, N., Lundin, R., Russell, C. T. 1991. Picked-up protons near Mars - PHOBOS observations. *Geophysical Research Letters* 18, 1805-1808.
- Barnes, A. 1966, *Physics of Fluids*, 9, 1483.
- Baumjohann, W., y Treumann, R. A., 1996, *Basic Space Plasma Physics*, 329 páginas.
- Bavassano, B., Pietropaolo, E., Bruno, R. 1998. Cross-helicity and residual energy in solar wind turbulence - Radial evolution and latitudinal dependence in the region from 1 to 5 AU. *Journal of Geophysical Research* 103, 6521.
- Blanco-Cano, X. 2004. Wave generation in moon-satellite interactions. *Advances in Space Research* 33, 2078-2091.
- Blanco-Cano, X., C. T. Russell, y R. J. Strangeway, The Io mass-loading disk: Wave dispersion analysis. *Journal of Geophysical Research* 106, 26261-26276, 2001a.
- Blanco-Cano, X., C. T. Russell, R. J. Strangeway, M. G. Kivelson, y K. K. Khurana, Galileo observations of ion cyclotron waves in the Io torus. *Advances in Space Research* 28, 1469-1474, 2001b.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, On the excitation of cyclotron harmonic waves by newborn heavy ions. *Journal of Geophysical Research* 94, 5467-5473, 1989a.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, The oblique behavior of low-frequency electromagnetic waves excited by newborn cometary ions. *Journal of Geophysical Research* 94, 3-14, 1989b.
- Brinca, A. L. Cometary linear instabilities - From profusion to perspective. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 61, 211-221, 1991.
- Brown, R. A. 1974. Optical line emission from Io. *Exploration of the Planetary System* 65, 527-531.
- Burke, B. F., y Franklin, K. L., 1955, *Journal Geophysical Research*, 60, 213-217.
- Chandrasekhar, S., Kaufman, A. N., y Watson, K. M., 1958, The Stability of the pinch, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 245, 435.
- Chen F. F. 1984, *Introduction to Plasma Physics y Controlled Fusion*, **Vol. 1**, 421 páginas.
- Cowee, M. M., Omid, N., Russell, C. T., Blanco-Cano, X., Tokar, R. L. 2009. Determining ion production rates near Saturn's extended neutral cloud from ion cyclotron wave amplitudes. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, 4219.
- Cowee, M. M., C. T. Russell, R. J. Strangeway, y X. Blanco-Cano, One-dimensional hybrid simulations of obliquely propagating ion cyclotron waves: Application to ion pickup at Io. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112, 6230, 2007.
- Cowee, M. M., Winske, D., Russell, C. T., Strangeway, R. J. 2007. 1D hybrid simulations of planetary ion-pickup: Energy partition. *Geophysical Research Letters* 34, 2113.

- Dougherty, M. K., K. K. Khurana, F. M. Neubauer, C. T. Russell, J. Saur, J. S. Leisner, y M. E. Burton, Identification of a Dynamic Atmosphere at Enceladus with the Cassini Magnetometer. *Science* 311, 1406-1409, 2006.
- Dougherty, M. K., S. Kellock, D. J. Southwood, A. Balogh, E. J. Smith, B. T. Tsurutani, B. Gerlach, K. H. Glassmeier, F. Gleim, C. T. Russell, G. Erdos, F. M. Neubauer, y S. W. H. Cowley, The Cassini Magnetic Field Investigation. *Space Science Reviews* 114, 331-383, 2004.
- Erdős, G., y Balogh, A. 1996. Statistical properties of mirror mode structures observed by Ulysses in the magnetosheath of Jupiter. *Journal of Geophysical Research* 101, 1-12.
- Esposito, L. W., 2010. Composition, Structure, Dynamics, and Evolution of Saturn's Rings. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 38, 381.
- Fillius, W., McIlwain, C. E. 1980. Very energetic protons in Saturn's radiation belt. *Journal of Geophysical Research* 85, 5803-5811.
- Fillius, W., Ip, W. H. 1980. Trapped radiation belts of Saturn - First look. *Science* 207, 425-431.
- Fleshman, B. L., P. A. Delamere, y F. Bagenal, Modeling the Enceladus Plume-Plasma Interaction. submitted to *Geophysical Research Letters*, 2009.
- Fortney, J. J. 2007, *Astrophysics y Space Science*, 307, 279.
- Frank, L. A., Paterson, W. R. 2000. Return to Io by the Galileo spacecraft: Plasma observations. *Journal of Geophysical Research* 105, 25363-25378.
- Frank, L. A., y Paterson, W. R. 1999, *Journal Geophysical Research*, 104, 10345.
- Frank, L. A., Paterson, W. R., Ackerson, K. L., Vasyliunas, V. M., Coroniti, F. V., Bolton, S. J. 1996. Plasma Observations at Io with the Galileo Spacecraft. *Science* 274, 394-395.
- Frank, L. A., Burek, B. G., Ackerson, K. L., Wolfe, J. H., Mihalov, J. D. 1980. Plasmas in Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research* 85, 5695-5708.
- Frisch, P. C. 2007. The Heliosphere as a Probe of Small Scale Structure. *SINS - Small Ionized and Neutral Structures in the Diffuse Interstellar Medium* 365, 227.
- Gary, S. P., 1993, *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, 181 páginas.
- Génot V., E. Budnik, P. Hellinger, T. Passot, G. Belmont, P. M. Trávníček, P.-L. Sulem, E. Lucek, y Dandouras I., 2009. Mirror structures above and below the linear instability threshold: Cluster observations, fluid model and hybrid simulations. *Annales Geophysicae* 27, 601-615.
- Glassmeier, K.-H., Motschmann, U., Mazelle, C., Neubauer, F. M., Sauer, K., Fuselier, S. A., Acuna, M. H. 1993. Mirror modes and fast magnetoacoustic waves near the magnetic pileup boundary of comet P/Halley. *Journal of Geophysical Research* 98, 20955.
- Glassmeier, K.-H., A. J. Coates, M. H. Acuna, M. L. Goldstein, A. D. Johnstone, F. M. Neubauer, y H. Reme, Spectral characteristics of low-frequency plasma turbulence upstream of Comet P/Halley. *Journal of Geophysical Research* 94, 37-48, 1989.
- Gold, T. 1959, *jgr*, 64, 1219.
- Goossens, M., 2003, *An Introduction to Plasma Astrophysics y Magnetohydrodynamics*, 203 páginas.
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth y Planetary Sciences*, 33, 493.
- Hansen, C. J., L. Esposito, A. I. F. Stewart, J. Colwell, A. Hendrix, W. Pryor, D. Shemansky, y R. West, Enceladus'Water Vapor Plume. *Science* 311, 1422-1425, 2006.
- Hasegawa, A. 1975. Plasma instabilities and nonlinear effects. *Physics and Chemistry in Space, Berlin: Springer*, 1975 .
- Hasegawa, A. 1969. Drift mirror instability of the magnetosphere.. *Physics of Fluids* 12, 2642-2650.
- Hill, T. W., Dessler, A. J., Goertz, C. K., 1983. *Physics of the Jovian Magnetosphere*, Cambridge University Press, New York, pp. 353-394.

- Hoppe, M. M., C. T. Russell, L. A. Frank, T. E. Eastman, E. W. Greenstadt, Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations - ISEE 1 and 2 observations. *Journal of Geophysical Research* 86, 4471-4492, 1981.
- Hubert, D., Perche, C., Harvey, C. C., Lacombe, C., Russell, C. T. 1989. Observation of mirror waves downstream of a quasi-perpendicular shock. *Geophysical Research Letters* 16, 159-162.
- Huddleston, D. E., R. J. Strangeway, X. Blanco-Cano, C. T. Russell, M. G. Kivelson, y K. K. Khurana, Mirror-mode structures at the Galileo flyby: Instability criterion and dispersion analysis. *Journal of Geophysical Research* 104, 17479-17490, 1999.
- Huddleston, D. E., Strangeway, R. J., Warnecke, J., Russell, C. T., Kivelson, M. G. 1998. Ion cyclotron waves in the Io torus: Wave dispersion, free energy analysis, and  $SO_2^+$  source rate estimates. *Journal of Geophysical Research* 103, 19887-19900.
- Huddleston, D. E., y A. D. Johnstone, Relationship between wave energy and free energy from pickup ions in the Comet Halley environment. *Journal of Geophysical Research* 97, 12217-12229, 1992.
- Johnson, R. E., Smith, H. T., Tucker, O. J., Liu, M., Burger, M. H., Sittler, E. C., Tokar, R. L. 2006. The Enceladus and OH Tori at Saturn. *The Astrophysical Journal* 644, L137-L139.
- Johnson, R. E., J. G. Luhmann, R. L. Tokar, M. Bouhram, J. J. Berthelier, E. C. Sittler, J. F. Cooper, T. W. Hill, H. T. Smith, M. Michael, M. Liu, F. J. Cray, D. T. Young, Production, ionization and redistribution of  $O_2$  in Saturn's ring atmosphere. *Icarus* 180, 393-402, 2006.
- Johnson, R. E., Liu, M., Sittler, E. C. 2005. Plasma-induced clearing and redistribution of material embedded in planetary magnetospheres. *Geophysical Research Letters* 32, 24201.
- Jurac, S., and J. D. Richardson, A self-consistent model of plasma and neutrals at Saturn: Neutral cloud morphology. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, 9220, 2005.
- Jurac, S., Johnson, R. E., Richardson, J. D., Paranicas, C. 2001. Satellite sputtering in Saturn's magnetosphere. *Planetary and Space Science* 49, 319-326.
- Kaufmann, R. L., Horng, J.-T., Wolfe, A. 1970. Large-amplitude hydromagnetic waves in the inner magnetosheath. *Journal of Geophysical Research* 75, 4666-4676.
- Khurana, K. K., M. K. Dougherty, C. T. Russell, y J. S. Leisner, Mass loading of Saturn's magnetosphere near Enceladus. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112, 8203, 2007.
- Kivelson, M. G., Does Enceladus Govern Magnetospheric Dynamics at Saturn?. *Science* 311, 1391-1392, 2006.
- Kivelson, M. G., y Russell, C. T., 1996, *Introduction to Space Physics*, 568 páginas.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Walker, R. J., Warnecke, J., Russell, C. T., Linker, J. A., Southwood, D. J., Polansky, C. 1996. Io's Interaction with the Plasma Torus: Galileo Magnetometer Report. *Science* 274, 396-398.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Walker, R. J., Russell, C. T., Linker, J. A., Southwood, D. J., Polansky, C. 1996. A Magnetic Signature at Io: Initial Report from the Galileo Magnetometer. *Science* 273, 337-340.
- Kliore, A. J., Fjeldbo, G., Seidel, B. L., Sweetnam, D. N., Sesplaukis, T. T., Woiceshyn, P. M., Rasool, S. I. 1975. The atmosphere of Io from Pioneer 10 radio occultation measurements. *Icarus* 24, 407-410.
- Kliore, A., Cain, D. L., Fjeldbo, G., Seidel, B. L., Rasool, S. I. 1974. Preliminary Results on the Atmospheres of Io and Jupiter from the Pioneer 10 S-Band Occultation Experiment. *Science* 183, 323-324.
- Krauss-Varban, D., Omid, N., Quest, K. B. 1994. Mode properties of low-frequency waves: Kinetic theory versus Hall-MHD. *Journal of Geophysical Research* 99, 5987-6009.

- Krimigis, S. M., Armstrong, T. P. 1982. Two-component proton spectra in the inner Saturnian magnetosphere. *Geophysical Research Letters* 9, 1143-1146.
- Lazarus, A. J., McNutt, R. L., Jr. 1983. Low-energy plasma ion observations in Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research* 88, 8831-8846.
- Le, G., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Zhou, X.-W., Mozer, F., Trattner, K. J., Fuselier, S. A., Anderson, B. J. 2001. Electromagnetic ion cyclotron waves in the high altitude cusp: Polar observations. *Journal of Geophysical Research* 106, 19067-19080.
- Le, G., Russell, C. T., Gary, S. P., Smith, E. J., Riedler, W. 1989. ULF waves at comets Halley y Giacobini-Zinner - Comparison with simulations. *Journal of Geophysical Research* 94, 11989-11995.
- Leisner, J. S., Russell, C. T., Dougherty, M. K., Blanco-Cano, X., Strangeway, R. J., Bertucci, C. 2006. Ion cyclotron waves in Saturn's E ring: Initial Cassini observations. *Geophysical Research Letters* 33, 11101.
- Martens, H. R., D. B. Reisenfeld, J. D. Williams, R. E. Johnson, H. T. Smith, Observations of molecular oxygen ions in Saturn's inner magnetosphere. *Geophysical Research Letters* 35, 20103, 2008.
- Paesold G., IDL-Whamp: A GUI to WHAMP. *E-Collection ETH*, 2002.  
<http://e-collection.ethbib.ethz.ch/>
- Parks, K. G., 1991 *Physics of Space Plasmas: An Introduction*, Addison-Wesley Publishing Company, pag. 398-405.
- Persoon, A. M., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and J. B. Groene, A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk. *Geophysical Research Letters* 33, 18106, 2006.
- Porco, C. C., y 24 colegas más 2006. Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus. *Science* 311, 1393-1401.
- Price, C. P., Swift, D. W., Lee, L.-C. 1986. Numerical simulation of nonoscillatory mirror waves at the earth's magnetosheath. *Journal of Geophysical Research* 91, 101-112.
- Richardson, J. D. 1986. Thermal ions at Saturn - Plasma parameters and implications. *Journal of Geophysical Research* 91, 1381-1389.
- Rodríguez-Martínez, Mario, Blanco-Cano, X., Russell C. T., Leisner J. S., Wilson R. J., Dougherty M. K., Harmonic growth of ion cyclotron waves in Saturn's Magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, doi:10.1029/2009JA015000, in press., 2010.
- Rönmark, K., WHAMP - Waves in Homogeneous, Anisotropic, Multicomponent Plasmas, *Kiruna Geophys. Inst. KGI Report 179*, Univ. of Umea, Kiruna, Sweden, 1982.
- Russell, C. T., Khurana, K. K., Arridge, C. S., y Dougherty, M. K. 2008, *Advances in Space Research*, 41, 1310.
- Russell, C. T., y X. Blanco-cano, Ion-cyclotron wave generation by planetary ion pickup. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 69, 1723-1738, 2007.
- Russell, C. T., Mayerberger, S. S., Blanco-Cano, X. 2006. Proton cyclotron waves at Mars and Venus. *Advances in Space Research* 38, 745-751.
- Russell, C. T., J. S. Leisner, C. S. Arridge, M. K. Dougherty, y X. Blanco-Cano, Nature of magnetic fluctuations in Saturn's middle magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, 12205, 2006.
- Russell, C. T., Blanco-Cano, X., Wang, Y. L., Kivelson, M. G. 2003. Ion cyclotron waves at Io: implications for the temporal variation of Io's atmosphere. *Planetary and Space Science* 51, 937-944.
- Russell, C. T., Kivelson, M. G. 2001. Evidence for sulfur dioxide, sulfur monoxide, and hydrogen sulfide in the Io exosphere. *Journal of Geophysical Research* 106, 33267-33272.

- Russell, C. T., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Huddleston, D. E. 1998. Magnetic fluctuations close to Io: ion cyclotron and mirror mode wave properties. *Planetary and Space Science* 47, 143-150.
- Russell, C. T., Le, G., Schwingenschuh, K., Riedler, W., Eroshenko, E. 1991. Mirror mode waves at Comet Halley. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 61, 161-169.
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Schwingenschuh, K., Riedler, W., Yeroshenko, Y. 1990. Upstream waves at Mars - PHOBOS observations. *Geophysical Research Letters* 17, 897-900.
- Shemansky, D. E., Matheson, P., Hall, D. T., Hu, H.-Y., Tripp, T. M. 1993. Detection of the hydroxyl radical in the Saturn magnetosphere. *Nature* 363, 329-331.
- Shoji, M., Omura, Y., Tsurutani, B. T., Verkhoglyadova, O. P., Lembege, B. 2009. Mirror instability and L-mode electromagnetic ion cyclotron instability: Competition in the Earth's magnetosheath. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, 10203.
- Sittler, E. C., M. Thomsen, D. Chornay, M. D. Shapiro, D. Simpson, R. E. Johnson, H. T. Smith, A. J. Coates, A. M. Rymer, F. Crary, D. J. McComas, D. T. Young, D. Reisenfeld, M. Dougherty, and N. Andre, Preliminary results on Saturn's inner plasmasphere as observed by Cassini: Comparison with Voyager. *Geophysical Research Letters* 32, 14, 2005.
- Sittler, E. C., Johnson, R. E., Jurac, S., Richardson, J. D., McGrath, M., Crary, F., Young, D. T., Nordholt, J. E. 2004. Pickup ions at Dione and Enceladus: Cassini Plasma Spectrometer simulations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109, 1214.
- Sittler, E. C., Jr., Ogilvie, K. W., Scudder, J. D. 1983. Survey of low-energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere - Voyagers 1 and 2. *Journal of Geophysical Research* 88, 8847-8870.
- Smith, C. W., and S. P. Gary, Electromagnetic ion beam instabilities - Growth at cyclotron harmonic wave numbers. *Journal of Geophysical Research* 92, 117-125, 1987.
- Smith, C. W., M. L. Goldstein, y W. H. Matthaeus, Turbulence analysis of the Jovian upstream "wave" phenomenon. *Journal of Geophysical Research* 88, 5581-5593, 1983.
- Smith, E. J., Tsurutani, B. T. 1983. Saturn's magnetosphere - Observations of ion cyclotron waves near the Dione L shell. *Journal of Geophysical Research* 88, 7831-7836.
- Sonnerup, U. Ö., Scheicle, M., 1998. *Minimum and maximum variance analysis*. In: Paschmann, G., Daly, W., (Eds), Analysis Methods for Multi-spacecraft Data. ISSI Scientific Report.
- Southwood, D. J., Kivelson, M. G. 1993. Mirror instability. I - Physical mechanism of linear instability. *Journal of Geophysical Research* 98, 9181-9187.
- Spencer, J. R., Pearl, J. C., Segura, M., Flasar, F. M., Mamoutkine, A., Romani, P., Buratti, B. J., Hendrix, A. R., Spilker, L. J., Lopes, R. M. C. 2006. Cassini Encounters Enceladus: Background and the Discovery of a South Polar Hot Spot. *Science* 311, 1401-1405.
- Storey, L. R. O., y F. Lefeuvre, The analysis of 6-component measurements of a random electromagnetic wave field in a magnetoplasma - I. The direct problem. *Geophysical Journal International* 56, 255-269, 1979.
- Szegö, K., et al. 2000, *Space Science Reviews*, 94, 429.
- Tan, L. C., G. M. Mason, y B. T. Tsurutani, Evidence for proton cyclotron waves near Comet Giacobini-Zinner. *Geophysical Research Letters* 20, 169-172, 1993.
- Thorne, R. M., Tsurutani, B. T. 1987. Resonant interactions between cometary ions and low frequency electromagnetic waves. *Planetary and Space Science* 35, 1501-1511.
- Tokar, R. L., R. J. Wilson, R. E. Johnson, M. G. Henderson, M. F. Thomsen, M. M. Cowee, E. C.

- Sittler, D. T., Young, F. J., Crary, H. J., McAndrews, and H. T. Smith, Cassini detection of water-group pick-up ions in the Enceladus torus. *Geophysical Research Letters* 35, 14202, 2008.
- Tokar, R. L., y 12 colaboradores más 2006. The Interaction of the Atmosphere of Enceladus with Saturn's Plasma. *Science* 311, 1409-1412.
- Treumann, R. A., y W. Baumjohann, *Advanced Space Plasma Physics. Imp Coll. Press, London*, 2001.
- Tsurutani, B. T., Lakhina, G. S., Smith, E. J., Buti, B., Moses, S. L., Coroniti, F. V., Brinca, A. L., Slavin, J. A., Zwickl, R. D. 1999. Mirror mode structures and ELF plasma waves in the Giacobini-Zinner magnetosheath. *Nonlinear Processes in Geophysics* 6, 229-234.
- Tsurutani, B. T., Southwood, D. J., Smith, E. J., Balogh, A. 1993. A survey of low frequency waves at Jupiter: The ULYSSES encounter. *Journal of Geophysical Research* 98, 21203.
- Tsurutani, B. T., Southwood, D. J., Smith, E. J., Balogh, A. 1992. Nonlinear magnetosonic waves and mirror mode structures in the March 1991 ULYSSES interplanetary event. *Geophysical Research Letters* 19, 1267-1270.
- Tsurutani, B. T. Comets - A laboratory for plasma waves and instabilities. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 61, 189-209, 1991.
- Tsurutani, B. T., Smith, E. J., Anderson, R. R., Ogilvie, K. W., Scudder, J. D., Baker, D. N., Bame, S. J. 1982. Lion roars and nonoscillatory drift mirror waves in the magnetosheath. *Journal of Geophysical Research* 87, 6060-6072.
- Van Allen, J. A., Randall, B. A., Thomsen, M. F. 1980. Sources and sinks of energetic electrons and protons in Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research* 85, 5679-5694.
- Van Allen, J. A., Thomsen, M. F., Randall, B. A., Rairden, R. L., Grosskreutz, C. L. 1980. Saturn's magnetosphere, rings, and inner satellites. *Science* 207, 415-421.
- Violante, L., Cattaneo, M. B. B., Moreno, G., Richardson, J. D. 1995. Observations of mirror waves and plasma depletion layer upstream of Saturn's magnetopause. *Journal of Geophysical Research* 100, 12047.
- Vogt, R. E., Chenette, D. L., Cummings, A. C., Garrard, T. L., Stone, E. C., Schardt, A. W., Trainor, J. H., Lal, N., McDonald, F. B. 1982. Energetic charged particles in Saturn's magnetosphere - Voyager 2 results. *Science* 215, 577-582.
- Vogt, R. E., Chenette, D. L., Cummings, A. C., Garrard, T. L., Stone, E. C., Schardt, A. W., Trainor, J. H., Lal, N., McDonald, F. B. 1981. Energetic charged particles in Saturn's magnetosphere - Voyager 1 results. *Science* 212, 231-234.
- Wang, Y., Russell, C. T., y Raeder, J. 2001, *Journal of Geophysical Research*, 106, 26243.
- Warnecke, J., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Huddleston, D. E., Russell, C. T. 1997. Ion cyclotron waves observed at Galileo's Io encounter: Implications for neutral cloud distribution and plasma composition. *Geophysical Research Letters* 24, 2139.
- Wilson, R. J., R. L. Tokar, M. G. Henderson, T. W. Hill, M. F. Thomsen, D. H. Pontius, Cassini plasma spectrometer thermal ion measurements in Saturn's inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, 12218, 2008.
- Winterhalter, D., Neugebauer, M., Goldstein, B. E., Smith, E. J., Bame, S. J., Balogh, A. 1994. ULYSSES field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. *Journal of Geophysical Research* 99, 23371.
- Wong, H. K., M. L. Goldstein, y C. W. Smith, Ion cyclotron harmonic resonances driven by ion ring-beam distributions. *Journal of Geophysical Research* 96, 285-288 1991.
- Wu, C. S., Davidson, R. C. 1972. Electromagnetic instabilities produced by neutral-particle ionization in interplanetary space. *Journal of Geophysical Research* 77, 5399-5406.

Young, D. T., y 42 colaboradores más. Composition and Dynamics of Plasma in Saturn's Magnetosphere. *Science* 307, 1262-1266, 2005.

Young, D. T., y 57 colaboradores más. Cassini Plasma Spectrometer Investigation. *Space Science Reviews* 114, 1-4, 2004.