



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
CIENCIAS ATMOSFÉRICAS, ESPACIALES Y PLANETARIAS

ONDAS DENTRO DE NUBES MAGNÉTICAS

T E S I S
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:
AZAYMI LITZI SIU TAPIA

TUTORA
DRA. XOCHITL GUILLERMINA BLANCO CANO (INSTITUTO DE GEOFÍSICA)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DR. JOSÉ JULIO EMILIO HERRERA VELÁZQUEZ (INSTITUTO DE CIENCIAS
NUCLEARES)
DR. ROGELIO CABALLERO LÓPEZ (INSTITUTO DE GEOFÍSICA)
DR. MARIO RODRÍGUEZ MARTÍNEZ (ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS
SUPERIORES UNIDAD MORELIA)
DR. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ (INSTITUTO DE GEOFÍSICA UNIDAD
MICHOACÁN)

MÉXICO, D. F. SEPTIEMBRE 2013



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.

Resumen

La Física Espacial abarca el estudio de los plasmas en el Universo y especialmente dentro del Sistema Solar. Esta rama de la ciencia se ha enfocado principalmente en hacer una descripción a nivel de macro-escala sobre los fenómenos que ocurren en la Heliósfera a través de observaciones remotas y mediciones *in situ*; mientras que menor atención se le ha puesto a la micro-estructura y a los fenómenos de interacción onda-partícula asociados a éstos. Muy poco se sabe acerca de las propiedades de las ondas que pueblan a las regiones adyacentes a las ondas de choque, al viento solar y a las estructuras transitorias que se propagan a través del medio interplanetario, tales como las eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs), las nubes magnéticas (NMs) y las regiones de interacción de corrientes (RICs). Sin embargo, estudiar en detalle las propiedades de las ondas en los plasmas permite tener un mejor entendimiento sobre los procesos físicos que ocurren dentro de éstos, e incluso, puede proporcionar información acerca de la composición de los plasmas en donde éstas se generan [Russell y Blanco-Cano, 2007].

Con el lanzamiento de la misión STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory) en Octubre del 2006 por el programa STP (Solar Terrestrial Probes) de la NASA (National Aeronautics and Space Administration) se ha logrado, entre otras cosas, estudiar tridimensionalmente la evolución de eventos transitorios desde su nacimiento en la superficie del Sol, a través de la corona y durante su propagación por el medio interplanetario. Más aún, cerca de 1 Unidad Astronómica se han podido realizar mediciones *in situ* de las propiedades de éstos, tales como su densidad, velocidad y temperatura, y, gracias a la resolución de los instrumentos, las ondas asociadas.

Estudiar los eventos transitorios es de gran importancia para el Clima Espacial ya que algunas de estas estructuras pueden crear grandes perturbaciones en el medio interplanetario y provocar tormentas geomagnéticas intensas cuando chocan con la magnetósfera de la Tierra. Este trabajo se centra en estudiar las propiedades de las

ondas e inestabilidades observadas dentro de dos tipos de eventos transitorios: *nubes magnéticas clasificadas como eventos complejos* (NMECs) y *nubes magnéticas aisladas* (NMAs); ambos, impulsando ondas de choque. Las NMECs son nubes magnéticas que han sufrido transformaciones físicas al interactuar con otras estructuras transitorias (EMCIs/NMs, RICs o corrientes rápidas de viento solar) durante su propagación por el medio interplanetario; mientras que las NMAs son nubes magnéticas no asociadas a eventos complejos, es decir, que durante su propagación por el medio interplanetario interactúan sólo con el viento solar ambiente.

Se usaron datos proporcionados por los instrumentos PLASTIC (PLasma And Supra-Thermal Ion Composition investigation) e IMPACT (In-situ Measurements of Particles and CME Transients), a bordo de las naves de la misión STEREO, durante los años 2007-2011 para identificar los eventos de interés y las ondas presentes en éstos. Para determinar las características de las ondas observadas, tal como su compresibilidad, frecuencia, dirección de propagación y polarización; se evaluó el espectro de potencias usando la transformada rápida de Fourier, y se aplicó el análisis de varianza mínima a partir de rutinas implementadas en IDL (Interactive Data Language).

Al analizar los datos de STEREO dentro del intervalo temporal de interés, se identificaron 17 NMECs que impulsaban ondas de choque, y se escogieron 9 NMAs con la finalidad de comparar las características de las ondas presentes dentro de éstas, con las ondas observadas dentro de las NMECs.

Se observaron Ondas Ion Ciclotrón (OIC) con frecuencias cercanas a los valores locales de la frecuencia de ciclotrón de los protones, muy transversales y propagándose casi paralelamente a la dirección del campo magnético de fondo ($\theta_{Bk} \sim 0.8^\circ - 24^\circ$) dentro de ambos tipos de eventos, NMECs y NMAs; mientras que en algunas regiones de las NMECs se observaron, además, poblaciones de Modos Tipo Espejo (MTE) muy compresivos. Este último hecho sugiere, de acuerdo con trabajos previos relacionados con el crecimiento de la inestabilidad tipo espejo en plasmas espaciales [Winterhalter

et al., 1994; Liu et al., 2006; Génot et al., 2009], que el plasma constituyente de las NMECs podría ser un plasma térmicamente anisotrópico, que ha sido comprimido y/o calentado de manera no-uniforme.

La discusión aquí abordada se desarrolla a través de 5 capítulos y 2 apéndices, en el siguiente orden:

En el Capítulo 1 -Sección 1.1- se introduce al lector en el tema de los plasmas, definiendo algunos conceptos básicos generales; y se hace una breve discusión acerca de la dinámica del viento solar. En la Sección 1.2 se describen los procesos de formación y la macro-estructura de eventos transitorios, tales como Eyecciones de Masa Coronal (EMC) y Regiones de Interacción de Corrientes (RICs). Se incluye también, una subsección sobre la formación de *eventos complejos*.

En el Capítulo 2 se describen dos formas de estudiar la dinámica de los plasmas: la Magnetohidrodinámica (MHD) y la Teoría Cinética de Plasmas (TCP). Veremos que las OIC y los MTE pueden ser estudiados usando la aproximación de fluido; sin embargo, se hará notar que un tratamiento cinético es más apropiado ya que la física de las inestabilidades ion ciclotrón y tipo espejo involucra procesos cinéticos, tal como las interacciones onda-partícula. Posteriormente, se hace una descripción de las ondas e inestabilidades ion ciclotrón y tipo espejo, usando Teoría Cinética Lineal.

En los Capítulos 3 y 4 se presentan las observaciones principales de este trabajo: las propiedades de las OIC y los MTE observados dentro de NMECs, y las características de las OIC encontradas dentro de NMAs, respectivamente.

En el Capítulo 5 se plantean las conclusiones y el trabajo a futuro derivado de esta investigación.

Finalmente, se incluyen dos apéndices: el Apéndice A.1 brinda una descripción detallada de la forma en que operan los instrumentos IMPACT(A.1.1) y PLASTIC (A.1.2), ambos a bordo de las naves de la misión STEREO; y el Apéndice A.2 muestra los métodos de análisis empleados: Fourier (A.2.1) y Varianza Mínima (A.2.2).

Agradecimientos

Las siguientes líneas son para expresar mi profundo agradecimiento a todas aquellas personas que me apoyaron durante el desarrollo de este trabajo.

En primer lugar quiero agradecerle a mis padres y hermanas por estar conmigo en todo momento, a pesar de la distancia.

A mi asesora de tesis, la Dra. Xochitl Blanco Cano (investigadora del Departamento de Ciencias Espaciales del IGEOF-UNAM), por introducirme en el tema de los Plasmas Espaciales y por los múltiples consejos a lo largo de esta investigación. A los sinodales de mi tesis: el Dr. Julio Herrera Velázquez (investigador del Departamento de Física de Plasmas y de Interacción de Radiación con la materia del ICN-UNAM), el Dr. Rogelio Caballero López (investigador del Departamento de Ciencias Espaciales del IGEOF-UNAM), el Dr. Mario Rodríguez Martínez (investigador de la ENES-UNAM, unidad Morelia) y el Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez (investigador del Departamento de Ciencias Espaciales del IGEOF-UNAM, unidad Morelia), gracias por la revisión de este trabajo.

Al equipo del IGPP-UCLA y a todo el personal involucrado en la misión STEREO, en particular al Dr. Christopher T. Russell, la Dra. Janet G. Luhmann y la Dra. Lan K. Jian, por los datos proporcionados para hacer esta investigación y por sus valiosos consejos.

Al Dr. Gustavo Tolson (Coordinador del Posgrado en Ciencias de la Tierra), por el apoyo recibido para hacer posible mi participación en congresos nacionales e internacionales donde pude exponer los avances de este trabajo de maestría. También quiero agradecer a Araceli Chamán, Graciela Solache, Laura Mendoza y Adriana Morales, por ayudarme siempre amablemente en todos los trámites para el término de este trabajo, así como en diversos trámites administrativos. Al Instituto de Geofísica por la infraestructura brindada para desarrollar mi investigación y al programa *Becas Nacionales* de CONACyT por el apoyo económico brindado.

A mis padres.

Índice general

Resumen	III
Agradecimientos	VI
Índice de tablas	XI
Índice de figuras	XII
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. PLASMAS	2
1.1.1. Conceptos básicos	2
1.1.2. El viento solar	8
1.2. EVENTOS TRANSITORIOS	13
1.2.1. Regiones de interacción de corrientes	14
1.2.2. Eyecciones de masa coronal	20
1.2.3. Eventos complejos	24
2. ONDAS E INESTABILIDADES	28
2.1. ONDAS E INESTABILIDADES	29
2.2. TEORÍA CINÉTICA DE PLASMAS (TCP)	33
2.2.1. Teoría Cinética Lineal	38
2.3. ONDAS EN PLASMAS ESPACIALES	42
2.3.1. Ondas Ion Ciclotrón	45
2.3.2. Modo tipo Espejo	53

3. ONDAS DENTRO DE NUBES MAGNÉTICAS ASOCIADAS A EVENTOS COMPLEJOS	58
3.1. MUESTRA DE EVENTOS COMPLEJOS Y CRITERIO DE IDENTIFICACIÓN DE OIC Y MTE	59
3.1.1. Muestra de Eventos Complejos	59
3.1.2. Criterio de identificación de ondas/modos	60
3.2. CASOS DE ESTUDIO	64
3.2.1. CASO 1: Ondas/modos observados dentro de un evento formado por la interacción de 2 NMs	64
3.2.2. CASO 2: Ondas/modos observados dentro de un evento formado por la interacción entre una NM y una RIC	72
3.3. RESULTADOS	78
3.3.1. Micro-estructura de las NMs asociadas a eventos complejos (OIC-LH, OIC-RH y MTE)	78
4. ONDAS DENTRO DE NUBES MAGNÉTICAS AISLADAS	84
4.1. MUESTRA DE EVENTOS	85
4.1.1. Muestra de Nubes Magnéticas Aisladas	85
4.2. CASOS DE ESTUDIO	87
4.2.1. CASO 1: Ondas observadas dentro de una NM aislada	87
4.3. RESULTADOS	94
4.3.1. Micro-estructura de las NMs aisladas (OIC-LH y OIC-RH).	94
4.3.2. Macro-estructura de NMs asociadas a eventos complejos (NMEC) y NMs aisladas (NMA): Comparación.	98
4.3.3. Inestabilidades OIC-LH, OIC-RH y MTE: Propiedades locales del plasma en regiones con ondas/modos dentro de las NMs de nuestra muestra (NMEC y NMA).	101

5. RESUMEN Y CONCLUSIONES	104
5.1. Nubes Magnéticas	106
5.2. Ondas Ión Ciclotrón con polarización izquierda (OIC-LH)	109
5.3. Ondas Ión Ciclotrón con polarización derecha (OIC-RH)	112
5.4. Modos Tipo Espejo (MTE)	115
A. APÉNDICES	119
A.1. LA MISIÓN STEREO	119
A.1.1. Magnetómetro (MAG) de IMPACT	123
A.1.2. PLASTIC	126
A.2. MÉTODOS DE ANÁLISIS	130
A.2.1. Análisis de Fourier	130
A.2.2. Análisis de Varianza Mínima (MVA)	135
Bibliografía	143

Índice de tablas

1.1. Colisiones coulombianas en plasmas espaciales.	7
1.2. Valores promedio de los parámetros de las corrientes de viento solar rápidas y lentas, a 1 UA.	14
1.3. Valores promedio de algunas propiedades de las EMCs.	21
2.1. Ejemplos de inestabilidades conducidas por anisotropías térmicas de iones.	43
3.1. Muestra de eventos complejos y propiedades de las NMs asociadas. Observaciones de STEREO 2007-2011.	60
3.2. Características de las OIC observadas dentro de las NMs asociadas a <i>eventos complejos</i> de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, en la región en donde las OIC fueron observadas.	79
3.3. Características de los MTE observados dentro de las NMs asociadas a <i>eventos complejos</i> de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, en la región en donde los MTE fueron observados.	79
4.1. Muestra y propiedades de NMs aisladas. Observaciones de STEREO 2007-2011.	85
4.2. Características de las OIC observadas dentro de las 9 NMs aisladas de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, en la región en donde las OIC fueron observadas.	95

Índice de figuras

1.1. Espiral de Parker.	8
1.2. Esquema de la heliósfera.	9
1.3. Esquema de una magnetósfera planetaria.	10
1.4. Aspecto del viento solar durante el mínimo y el máximo de actividad solar. Observaciones de Ulysses.	16
1.5. Formación de una RIC.	18
1.6. Las variaciones del promedio anual de las propiedades de las RICs desde el año1995 hasta el año 2009.	19
1.7. Esquema de una EMCI impulsando una onda de choque.	23
1.8. Diagrama de un evento complejo formado por la interacción EMCI/NM - EMCI/NM.	26
1.9. Diagrama de un evento complejo formado por la interacción EMCI/NM - RIC.	27
1.10. Diagrama de un evento complejo formado por la interacción entre una EMCI/NM y una corriente rápida de viento solar.	27
2.1. Diagramas polares de Friedricks para las ondas magnetosónicas rápidas y lentas.	31
2.2. Ejemplo de OIC en plasmas espaciales. Observaciones de GALILEO cerca de Io.	46
2.3. Ilustracion de la estructura de los modos tipo espejo.	56

3.1. Evento formado por la interacción entre 2 NMs, mediciones de los instrumentos IMPACT y PLASTIC a bordo de la nave STEREO-B.	65
3.2. Espectros dinámicos por ~ 5 horas, mostrando las características de las OIC-RH y OIC-LH observadas dentro de la segunda NM del evento complejo formado por la interacción entre 2 NMs (STEREO-B 2009/08/31).	66
3.3. OIC-RH observadas dentro de un evento complejo formado por la interacción entre 2 NMs (STEREO-B 2009/08/31).	67
3.4. MTE observadas dentro de un evento complejo formado por la interacción entre 2 NMs (STEREO-B 2009/09/01).	68
3.5. Evento formado por una NM embebida dentro de una RIC, mediciones de los instrumentos IMPACT y PLASTIC a bordo de la nave STEREO-B.	73
3.6. Espectros dinámicos por ~ 5 horas, mostrando las características de las OIC-LH y los MTE observados dentro de una NM embebida en una RIC (STEREO-B 2007/11/20).	74
3.7. OIC-RH observadas dentro de un evento complejo formado por la interacción entre una NM y una RIC (STEREO-B 2007/11/19).	75
3.8. OIC-LH observadas dentro de un evento complejo formado por la interacción entre una NM y una RIC (STEREO-B 2007/11/20).	76
3.9. MTE observados dentro de un evento complejo formado por la interacción entre una NM y una RIC (STEREO-B 2007/11/20).	77
3.10. Comparación entre los valores medios (locales) de P_T , $ \mathbf{B} $, v_p , T_p , N_p y β , medidos en la región en donde las OIC-LH, OIC-RH, y MTE fueron observados, dentro de las NMs asociadas a eventos complejos.	81
4.1. NM impulsando onda de choque, observada durante los días 2008-04-29/30. Mediciones de los instrumentos IMPACT y PLASTIC a bordo de la nave STEREO-B.	88

4.2. Espectros dinámicos por ~ 1 hora, mostrando las características de las OIC observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2009/06/19).	89
4.3. OIC-LH observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2009/06/19).	90
4.4. OIC-RH observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2008/04/30).	92
4.5. Comparación entre los valores medios (locales) de P_T , $ \mathbf{B} $, v_p , T_p , N_p y β , medidos en la región en donde las OIC-LH y OIC-RH fueron observadas, dentro de las NMs aisladas.	96
4.6. Comparación entre los valores medios de P_T , $ \mathbf{B} $, v_p , T_p , N_p y β dentro de las NMs asociadas a eventos complejos y NMs aisladas	99
4.7. Comparación entre los valores medios (locales) de P_T , $ \mathbf{B} $, v_p , T_p , N_p y β , medidos en la región en donde las OIC-LH, OIC-RH y los MTE fueron observados, dentro de todas las NMs de nuestra muestra (NMEC y NMA).	102
A.1. Posición de las naves STEREO A y STEREO B en sus órbitas, el día 01/01/2007 a las 00:00 TU.	122
A.2. Posición de las naves STEREO A y STEREO B en sus órbitas, el día 31/12/2011 a las 23:59 TU.	122
A.3. Principio de operación de un magnetómetro triaxial fluxgate.	124
A.4. Localización de los sensores de IMPACT sobre el boom.	124
A.5. Fotografía de PLASTIC.	127
A.6. Esquema con la proyección en el plano $x-y$ de 3 vectores de \mathbf{B} medidos durante el paso de una nave espacial a través de un frente de onda unidimensional.	137
A.7. Elipsoide de varianza	141

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se definen las propiedades físicas que los gases ionizados deben satisfacer para ser considerados plasmas y se describe brevemente el comportamiento de los plasmas magnetizados no-colisionales, en particular, la dinámica del viento solar. También se describen los procesos de formación y la macro-estructura de los eventos transitorios en el viento solar: EMCs, RICs y eventos complejos.

1.1. PLASMAS

La mayor parte de la materia conocida en el Universo se encuentra en estado *plasma*; ésto es, materia que contiene suficientes partículas cargadas libres, tal que su dinámica es dominada por fuerzas electromagnéticas [Boyd y Sanderson, 2003, p. 1].

Algunos ejemplos de plasmas naturales son: las auroras boreales, las ionósferas planetarias, el viento solar, las colas de los cometas, las nebulosas gaseosas y la mayoría de las estrellas, incluyendo al Sol. Por otro lado, un ejemplo de plasmas de laboratorio son los plasmas creados en *tokamaks*¹ con la finalidad de obtener energía limpia a partir de la fusión termonuclear controlada.

Esta rica variedad de plasmas involucra características y procesos que distinguen ampliamente el comportamiento de unos y otros; es por ello que, ante la imposibilidad de describirlos unificadamente, se han establecido diversas clasificaciones de los plasmas. Por mencionar algunas: i) los plasmas se pueden clasificar en *plasmas calientes* y *plasmas fríos*, dependiendo de si existe o no equilibrio termodinámico (global o local); ii) en función de si existe o no un campo magnético externo o aplicado, se clasifican en *plasmas magnetizados* y *plasmas no magnetizados*; iii) en función del camino libre medio de las partículas, se clasifican en *plasmas colisionales* y *plasmas no-colisionales*; entre otras.

1.1.1. Conceptos básicos

La diferencia principal entre los plasmas y los gases neutros es que los plasmas están constituidos (parcial o totalmente) por partículas cargadas y, consecuentemente, su comportamiento dinámico es distinto al de los gases neutros: las partículas en los gases neutros interactúan sólo cuando dos átomos del gas sienten la fuerza de Van der Waals de corto alcance, la cual decae con la distancia entre partículas como r^{-6} ; mientras que en los plasmas, las partículas interactúan por medio de la fuerza

¹Aparatos de confinamiento magnético usados para la investigación de fusión nuclear controlada.

coulombiana de largo alcance, la cual decae con la distancia como r^{-2} . Esto significa que en los plasmas, las partículas interactúan simultáneamente con un gran número de otras partículas, mostrando así un *comportamiento colectivo* [Piel, 2010, p. 34-35].

Consideremos un plasma con igual número de cargas positivas y negativas, uniformemente distribuidas y sin movimientos térmicos; de forma que el plasma sea eléctricamente neutro, inicialmente. Si en el plasma se inserta lentamente una carga prueba positiva, ésta atraerá algunos electrones y repelerá algunos iones. Los electrones tenderán a apantallar el potencial eléctrico ahora presente debido a la carga prueba, rodeándola en forma de nube. Este proceso de apantallamiento, conocido como *apantallamiento de Debye*, es gobernado por el movimiento térmico de las partículas y usualmente, su descripción estadística recurre al uso del factor de Boltzmann y suele despreciar el movimiento de los iones. Así, el radio de la nube de partículas o esfera de Debye, es expresado como:

$$\lambda_D = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \quad (1.1)$$

λ_D es llamada *longitud de Debye*, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, e es la carga de los electrones, k_B es la constante de Boltzmann, n_e es el número de electrones por unidad de volumen y T_e es la temperatura de los electrones. La validez de la expresión 1.1 requiere de un gran número de electrones dentro de la esfera de Debye, es decir, $N_D = n_e \lambda_D^3 \gg 1$; pues para llegar a ella se ha asumido que $g = \frac{e^2}{\epsilon_0 k_B T_e \lambda_D} = \frac{1}{N_D} \ll 1$, es decir, que la energía potencial eléctrica es mucho menor que la energía cinética en el plasma [Boyd y Sanderson, 2003, p. 8].

El análisis del apantallamiento de Debye asume también que el plasma es inicialmente neutro, es decir, que el número de cargas positivas es igual al número de cargas negativas. En la realidad los plasmas no son perfectamente neutros; sin embargo, tienden a permanecer extremadamente cerca de la neutralidad eléctrica debido a que éstos no tienen suficiente energía interna para ser no-neutros a distancias mayores

a la longitud de Debye [Bellan, 2006, p. 11]. Consecuentemente, los plasmas deben ser *cuasi-neutros* en escalas de longitud mucho mayores a la longitud de Debye, $L \gg \lambda_D$.

Otra característica de los plasmas es que la frecuencia de colisiones entre las partículas cargadas y los átomos neutros es tal, que su movimiento no es controlado por fuerzas puramente hidrodinámicas, sino más bien, por fuerzas electromagnéticas. De esta forma, los criterios que deben satisfacerse para que un gas ionizado sea considerado un plasma, son los siguientes:

I. $\lambda_D \ll L$.

II. $N_D \gg 1$.

III. $\omega_p \tau > 1$. Donde ω_p es la frecuencia típica de las oscilaciones del plasma, y τ es el tiempo medio entre las colisiones con los átomos neutros [Chen, 1984, p. 11-12].

Retomando la idea de un plasma inicialmente uniforme; si los electrones en el plasma son desplazados de tal forma que la cuasi-neutralidad eléctrica es perturbada localmente, éstos oscilarán alrededor de sus posiciones de equilibrio con una frecuencia característica determinada esencialmente por la inercia de los electrones; pues la oscilación es tan rápida que los iones no tienen tiempo de responder. Esta frecuencia característica es conocida como *frecuencia del plasma* y está dada por la ec. 1.2:

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

donde m_e es la masa de los electrones.

La mayoría de los plasmas de laboratorio y varios de los plasmas astrofísicos se encuentran inmersos en campos magnéticos, es decir, son *plasmas magnetizados*. Cuando dicho campo magnético es estático y espacialmente uniforme, las partículas cargadas se mueven de forma helicoidal siguiendo a las líneas del campo magnético. El movimiento circular introduce una frecuencia y longitud características adicionales para cada especie de partículas cargadas; la *frecuencia de ciclotrón* Ω_{cj} , y el *radio de Larmor* r_{Lj} :

$$\Omega_{cj} = \frac{|q_j|B}{m_j} \quad (1.3)$$

$$r_{Lj} = \frac{m_j v_{\perp j}}{|q_j|B} \quad (1.4)$$

donde q_j , m_j y $v_{\perp j}$; son la carga, la masa y la componente de la velocidad perpendicular a la dirección del campo magnético, de las partículas de la especie j ; respectivamente, y B es la intensidad del campo magnético.

Cuando se desea describir macroscópicamente el comportamiento de plasmas magnetizados suficientemente colisionales, es usual hacerlo desde el punto de vista de la Magnetohidrodinámica (MHD). Aún más, cuando el fenómeno de interés es no-disipativo, se utiliza la MHD ideal; teoría basada en ecuaciones conservativas.

Una consecuencia directa de la MHD ideal, donde se consideran plasmas con conductividad eléctrica infinita ($\sigma \rightarrow \infty$) lo que es lo mismo que considerar resistividad eléctrica nula ($\eta = \frac{1}{\sigma} \rightarrow 0$), es el *Teorema de flujo congelado de Alfvén*. Este teorema establece que, en plasmas altamente conductores de la electricidad, el campo magnético se comporta como si estuviera “congelado” en el plasma. El teorema de Alfvén surge directamente de analizar la ecuación de inducción del campo magnético:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.5)$$

en el caso $\eta = 0$, la ecuación de inducción 1.5 se reduce a:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.6)$$

De la ecuación 1.6 es fácil ver que, cuando los flujos del plasma son estrictamente paralelos a la dirección del campo magnético, no hay cambios temporales en \mathbf{B} . Sin embargo, cuando el movimiento del plasma tiene componentes perpendiculares al

campo magnético, existe una evolución temporal de \mathbf{B} , es decir $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \neq 0$; esto significa que los movimientos del plasma ocurren junto con los cambios temporales en la topología del campo magnético. En otras palabras, el campo magnético está “congelado” en el plasma.

Una característica importante de los plasmas magnetizados es el valor del parámetro β , es decir, del cociente entre la presión térmica del plasma P_{ter} y la presión magnética P_{mag} :

$$\beta = \frac{P_{ter}}{P_{mag}} = \frac{\sum_j n_j k_B T_j}{B^2 / 2\mu_0} \quad (1.7)$$

con μ_0 la permeabilidad magnética del vacío; n_j y T_j son la densidad de partículas y la temperatura de cada especie². Cuando los valores de β son muy bajos (es decir, cuando $P_{mag} \gg P_{ter}$), las fuerzas hidrodinámicas en el plasma son despreciables en comparación con la fuerza magnética, y consecuentemente, el plasma es confinado por el campo magnético. En cambio, cuando en el plasma $\beta \approx 1$, las fuerzas hidrodinámicas llegan a ser comparables con la fuerza magnética y cuando $\beta \gg 1$ el plasma deja de estar confinado magnéticamente y su dinámica es dominada por el movimiento térmico de las partículas.

La MHD trata a los plasmas como fluido aún cuando éstos están constituidos por iones y electrones individuales. Ésto es válido cuando la tasa de colisiones entre las partículas, ω_c , es grande y su camino libre medio, λ_c , es pequeño; es decir, cuando los fenómenos de interés son relativamente lentos ($\omega_L \ll \omega_c$) y de gran escala ($L \gg \lambda_c$). Sin embargo, cuando nos interesa estudiar fenómenos de escalas menores ($L \ll \lambda_c$), o frecuencias mayores ($\omega_L \gg \omega_c$), las colisiones dejan de ser importantes y su descripción puede ser abordada desde el punto de vista de la MHD no-colisional.

²Las presiones de las especies pueden ser isotrópicas cuando las colisiones son lo suficientemente frecuentes.

Parámetro	Cromósfera ($1.01R_{\odot}$)	Corona ($1.3R_{\odot}$)	Viento solar (1 UA)
$n(cm^{-3})$	10^{10}	10^7	10
$T(K)$	10^3	$1 - 2 \times 10^6$	10^5
$\lambda_c(km)$	1	10^3	10^7

Tabla 1.1: Colisiones coulombianas en plasmas espaciales. *Tomada de [Marsch, 2006].*

No obstante, cuando el fenómeno no-colisional de interés involucra procesos cinéticos, su evolución debe ser descrita por la ecuación de Vlasov y las ecuaciones de Maxwell. Si se desea estudiar perturbaciones de pequeña amplitud en un plasma no-colisional, se puede hacer uso de la ecuación de Vlasov linealizada. Ciertamente, las colisiones coulombianas también son importantes, y éstas pueden ser cinéticamente descritas por el operador de Fokker-Planck [Montgomery y Tidman, 1964].

La mayoría de los plasmas estudiados en Física Espacial son plasmas magnetizados no-colisionales; como la corona solar, el viento solar y aquellos en regiones de las magnetósferas planetarias. La corona del Sol es un plasma débilmente colisional pero fuertemente magnetizado, lo cual significa que el radio de Larmor de las partículas es mucho menor que su camino libre medio, $r_{Lj} \ll \lambda_c$, y que la frecuencia de ciclotrón es mucho mayor que la frecuencia de colisiones, $\Omega_{cj} \gg \omega_c$. Tanto en la corona solar como en el viento solar, las colisiones son generalmente raras (ver Tabla 1.1); sin embargo, la ondas electromagnéticas que crecen en estos plasmas juegan un papel similar al de las colisiones en los fluidos ordinarios [Marsch, 2006].

Puesto que la corona y el viento solar son plasmas tenues, constituidos por más de una especie de iones, no-uniformes, y generalmente fuera de equilibrio termodinámico local; es necesario hacer uso de teorías de varios-fluidos o de Teoría cinética para hacer una descripción adecuada de ciertos fenómenos asociados.

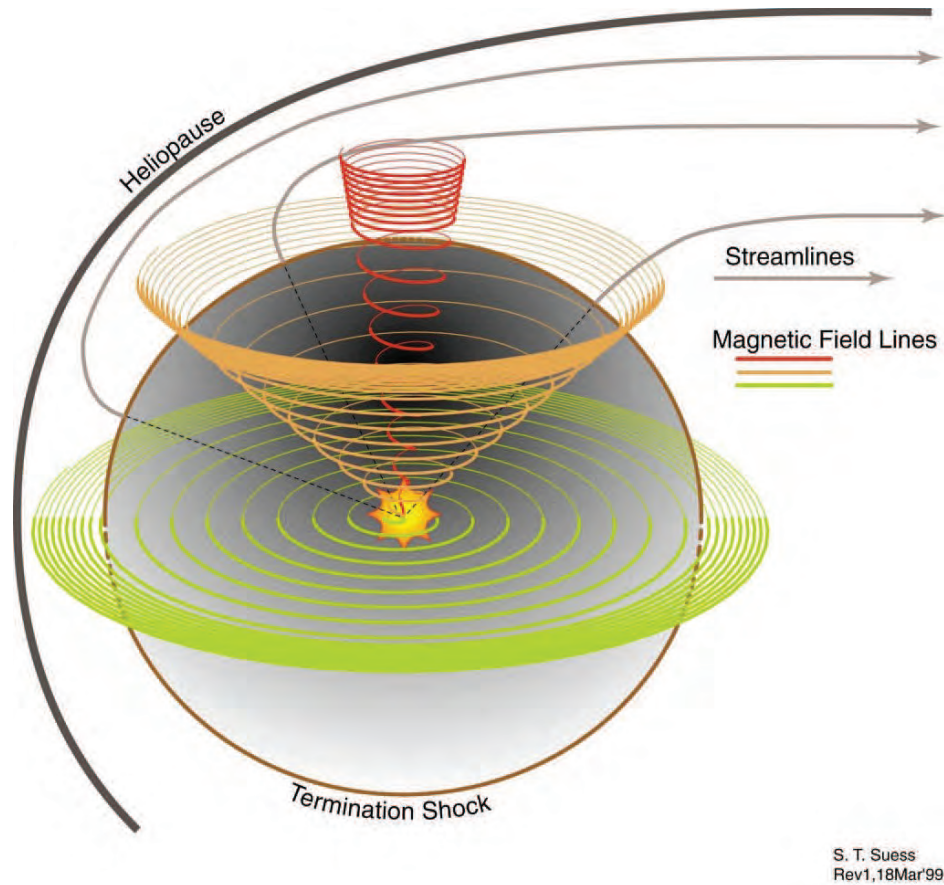


Figura 1.1: Esquema de la espiral de Parker. Conforme el Sol rota, las líneas del campo magnético interplanetario se tuercen en forma de una espiral de Arquímedes debido a la influencia magnetohidrodinámica del viento solar. El ángulo de la espiral depende de la componente radial de la velocidad del viento solar, de la distancia radial al Sol y de la velocidad angular del Sol (latitud). *Crédito de la imagen:* Steve Suess, NASA/MSFC.

1.1.2. El viento solar

El viento solar es el flujo continuo de gas altamente ionizado, que resulta de la expansión de la corona solar [Parker, 1958, 1963]. Este plasma está constituido por electrones, protones, un pequeño porcentaje de partículas alfa y un porcentaje muy pequeño de iones más pesados en distintos estados de ionización. La corona solar tiene temperaturas típicas de electrones y protones del orden de $1 - 2 \times 10^6 K$ y se expande de forma radial permeando el espacio interplanetario, el flujo de este plasma se vuelve supersónico a una distancia crítica de unos cuantos radios solares. Debido

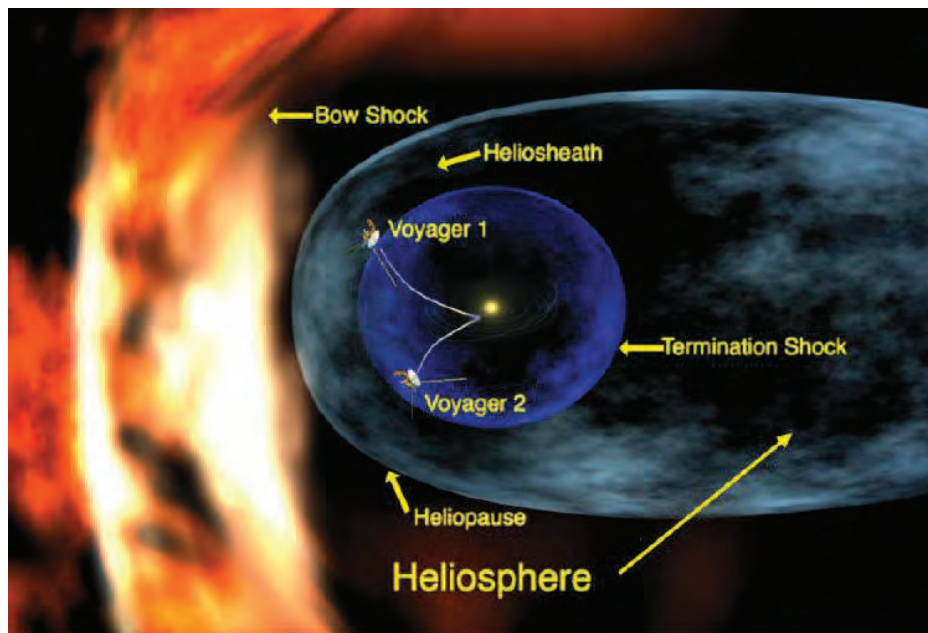


Figura 1.2: Principales características de la heliósfera y posición de las naves Voyager 1 y 2 en el año 2007. Tomada de: http://www.nasa.gov/vision/universe/solarsystem/voyager_agu.html .

a que el viento solar es un plasma altamente conductor de la electricidad, el campo magnético del Sol se encuentra “congelado” en el plasma satisfaciendo el *Teorema de Alfvén*, de forma que las líneas de campo magnético son arrastradas por el flujo del viento solar. Debido a la rotación del Sol, las líneas de campo magnético forman una espiral, conocida como *espiral de Parker* [ver figura 1.1].

Más allá de la distancia crítica, el viento solar alcanza una velocidad terminal constante, y consecuentemente su densidad disminuye con la distancia radial como r^{-2} hasta equilibrar su presión con la presión del gas interestelar. La región del espacio permeada por el viento solar y el campo magnético interplanetario, es llamada *Heliósfera* (ver figura 1.2).

Dentro de la heliósfera, el viento solar es supersónico y al encontrarse con el gas interestelar genera una onda de choque estacionaria llamada *onda de choque terminal*; después de la cual, el flujo del viento solar se vuelve subsónico y forma una región turbulenta, la *heliofunda*. La superficie externa de la heliofunda, es decir,

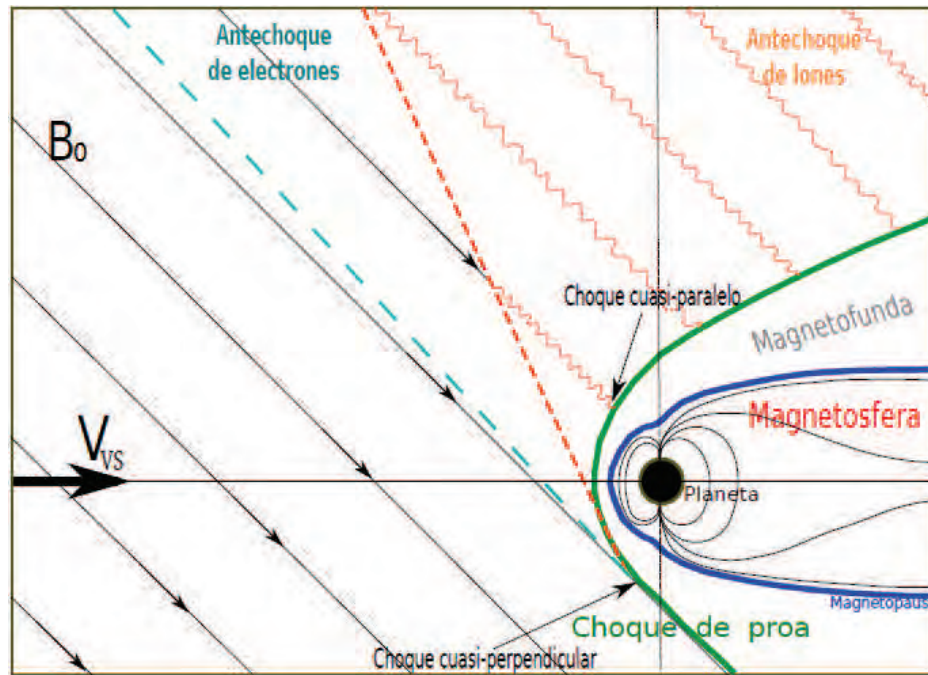


Figura 1.3: Esquema de la formación de una magnetósfera debido a la interacción del viento solar con el campo magnético planetario. Tomada de [Kivelson y Russell, 1996].

donde el viento solar interactúa directamente con el medio interestelar, se conoce como *heliopausa*. Debido al movimiento orbital del Sistema Solar alrededor de la galaxia, se forma también una onda de *choque de proa* al frente de la heliopausa.

La existencia de un viento solar supersónico fue predicha por Eugene Parker en 1958. El viento solar fue detectado por primera vez en 1959, por el satélite ruso Lunik III; el cual midió velocidades de $v_{vs} \sim 300 - 700 \text{ km/s}$ a la altura de la órbita de la Tierra (1 UA)³. A esta misma distancia, los valores típicos para la densidad y la temperatura de los electrones son: $n_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$ y $T_e \sim 10^5 \text{ K} \sim 1 \text{ eV}$; y para el campo magnético interplanetario: $B_0 \sim 5 \text{ nT}$, cuya dirección forma un ángulo de aproximadamente 45° con la línea Sol-Tierra.

Debido a que el viento solar satisface el teorema de flujo congelado de Alfvén, éste no puede penetrar a los planetas y cuerpos del Sistema Solar durante su pro-

³La velocidad del sonido en el medio interplanetario, a la altura de 1 UA es $c_s \approx 60 \text{ km/s}$

pagación a través de la heliósfera, y es desviado alrededor del obstáculo. Cuando el obstáculo es el campo magnético intrínseco de alguno de los planetas magnetizados del Sistema Solar, la interacción resulta en la compresión del campo magnético planetario formándose una cavidad llamada *magnetósfera* [Kulsrud, 2005, p. 53 - 56]. Esta cavidad es mucho más alargada en el lado noche (*magnetocola*) que en el lado día y su tamaño está regido por el balance de fuerzas resultante de la compresión del campo magnético planetario con la presión ejercida en éste por el viento solar; es decir, el tamaño de la magnetósfera depende directamente de la velocidad y densidad del viento solar: cuando el viento solar es más rápido y/o denso, la cavidad es más pequeña y viceversa. Para el caso de la Tierra, el tamaño de esta cavidad en el lado día es del orden de $8 - 10R_T$ ⁴; y en el lado noche, la magnetocola se extiende por más de $100R_T$. Las características principales de una magnetósfera planetaria, en este caso la terrestre, se esquematizan en la figura 1.3: al frente de la magnetósfera se forma un choque de proa el cual modifica las propiedades del viento solar que fluye a través de éste, volviéndolo subsónico antes de que interactúe con la frontera externa de la magnetósfera, la *magnetopausa*. Este plasma subsónico termalizado que ha atravesado el choque de proa forma la *magnetofunda*.

Cuando la configuración del campo magnético interplanetario es localmente antiparalelo al campo magnético planetario y, además, la resistividad eléctrica del plasma es no-nula de forma que deja de satisfacerse el teorema de flujo congelado en una región de la *hoja de corriente*⁵; el fenómeno de *reconexión magnética* puede ocurrir en la magnetopausa. En la reconexión magnética las líneas del campo magnético modifican su topología; durante este proceso se transforma energía magnética en energía cinética de las partículas del plasma, de forma que el plasma del viento solar puede penetrar dentro de la magnetósfera planetaria, produciendo tormentas geomagnéticas y auroras.

⁴ $1R_T \approx 6378km$, es el radio ecuatorial de la Tierra.

⁵ Discontinuidad que separa dos plasmas con campos magnéticos antiparalelos.

Tanto el viento solar como el campo magnético interplanetario juegan un papel de extrema importancia en los fenómenos del Sistema Solar y, en particular, en los fenómenos geomagnéticos. En el medio interplanetario, tanto las ondas MHD como las ondas cinéticas y las interacciones onda- partícula asociadas podrían acarrear información acerca del estado del plasma coronal o ser generadas localmente; consecuentemente, las mediciones *in situ* de las fluctuaciones en el campo magnético interplanetario, permiten inferir sobre el estado del plasma coronal y diagnosticar localmente al viento solar.

1.2. EVENTOS TRANSITORIOS

Las misiones espaciales han revelado que en el medio interplanetario hay dos tipos principales de flujo de viento solar: el viento solar rápido que surge de los hoyos coronales (región coronal donde las líneas del campo magnético solar son localmente abiertas) [Krieger et al., 1973]; y el viento solar lento cuyo origen se ha asociado a los bordes de los cascos coronales ⁶ (región coronal donde las líneas del campo magnético solar forman geometrías cerradas) [Arge y Pizzo, 2000]. Algunos valores promedio de los parámetros de las corrientes rápidas y lentas, a la altura de la órbita de la Tierra, se muestran en la Tabla 1.2.

Las características del viento solar están altamente ligadas al ciclo de actividad solar. Cerca del mínimo de actividad, el viento solar se constituye principalmente por largos períodos de corrientes lentas y algunas corrientes rápidas; consecuentemente, el tipo de estructura predominante durante esta fase del ciclo, son las *Regiones de Interacción de Corrientes* (RICs). Durante el máximo de actividad, el viento solar adquiere una configuración de velocidades más compleja y se ve fuertemente perturbado por estructuras transitorias que emergen de las regiones activas del Sol en forma de *Eyecciones de Masa Coronal* (EMC), las cuales al propagarse a través del medio interplanetario reciben el nombre de *Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias* (EMCI).

Aunque no con la misma tasa de ocurrencia, las RICs pueden formarse a lo largo de todo el ciclo solar. En algunas ocasiones, las RICs y las EMCIs pueden presentarse casi simultáneamente, siendo capaces de interactuar entre sí y de formar estructuras más complejas llamadas *eventos complejos*.

⁶El origen del viento solar lento es aún incierto. Sin embargo, se cree que éste podría surgir en los bordes de los cascos coronales y en las regiones activas.

Parámetro	Corrientes rápidas	Corrientes lentas
$v_{vs}(km/s)$	500 - 1000	300 - 500
$N_p(cm^{-3})$	5	10
$T_p(K)$	2×10^5	4×10^4

Tabla 1.2: Valores promedio de la velocidad del viento solar, v_{vs} , de la densidad de protones, N_p , y de la temperatura de los protones, T_p , para corrientes de viento solar rápidas y lentas, medidas a 1 UA. Valores tomados de [Burlaga y Szabo, 1999].

1.2.1. Regiones de interacción de corrientes

Cerca de la fase de mínima actividad domina la componente dipolar del campo magnético solar, los hoyos coronales suelen localizarse en los polos heliográficos y los cascos coronales aparecen confinados cerca del ecuador solar; las líneas de campo magnético que emanan de los polos son de polaridad opuesta en el norte y el sur, y están separadas por una *línea neutra* la cual, al proyectarse en la heliósfera, recibe el nombre de *hoja de corriente heliosférica*. Esta superficie está cerca del plano ecuatorial del Sol durante el mínimo de actividad; mientras que, en el máximo, su geometría se vuelve más compleja y su inclinación respecto al ecuador solar aumenta.

Las corrientes lentas y las corrientes rápidas de viento solar suelen estar bien delineadas durante el mínimo solar: las corrientes rápidas provienen de los dos enormes hoyos coronales, y se ha observado que las corrientes lentas surgen de los bordes de los cascos coronales.

El último mínimo solar (ciclo 23-24) fue notablemente diferente a los 3 mínimos previos: hubo una fase declinante muy larga que hizo complicada la determinación del comienzo del mínimo; estuvo caracterizado por bajas intensidades del campo magnético interplanetario y por una estructura coronal más compleja; la fase dipolar del campo magnético solar se alcanzó tardíamente y tuvo una duración más corta; el flujo de masa del viento solar fue $\sim 30\%$ menor que el de los mínimos previos; el cinturón de corrientes o *streamer belt* (región en la que se localizan los cascos coronales durante el mínimo solar) fue inusualmente ancho y los hoyos coronales se observaron

ubícuaamente en regiones de bajas latitudes; consecuentemente, las Regiones de Interacción de Corrientes (RICs) fueron más numerosas y débiles que en los mínimos previos. Estas características afectaron las condiciones heliosféricas, incluyendo el flujo de rayos cósmicos galácticos, las interacciones entre el viento solar y los plasmas planetarios, y la actividad geomagnética. (Ver [Luhmann et al., 2012]).

Durante el máximo solar los hoyos coronales son más pequeños que en el mínimo, pueden encontrarse en cualquier punto sobre la corona (no sólo cerca de los polos) y tienen un tiempo de vida corto. Como resultado, el viento solar se convierte en una mezcla de viento solar rápido y viento solar lento provenientes de todas las latitudes. En la figura 1.4, se ilustra el contraste de la configuración de corrientes entre el mínimo y el máximo, a partir de las observaciones de la nave Ulysses durante sus primeras órbitas fuera de la eclíptica.

El ciclo solar tiene una duración de aproximadamente 11 años y, como ya se mencionó, involucra cambios en la configuración magnética del Sol. La evolución de una geometría magnética a otra no es un proceso simple: la transición del máximo al mínimo involucra la migración, a través de varias rotaciones solares, de las regiones magnéticas de polaridad opuesta hacia los polos heliográficos; durante este proceso algunos hoyos coronales pueden aparecer en latitudes heliográficas bajas, es decir, cerca del ecuador solar. Esto significa que, a latitudes ecuatoriales solares, tanto corrientes rápidas como corrientes lentas de viento solar pueden ser generadas en longitudes solares cercanas y, como consecuencia de la rotación del Sol, se da una continua interacción entre corrientes de viento solar lentas y rápidas.

Debido a que cada tipo de corriente de viento solar se origina en regiones con distintas configuraciones de líneas magnéticas, las corrientes no pueden mezclarse porque cada una satisface el teorema de flujo congelado de Alfvén. Como resultado, cuando una corriente rápida de viento solar alcanza a una corriente lenta se forma una región donde la densidad y la temperatura aumentan como consecuencia de la compresión

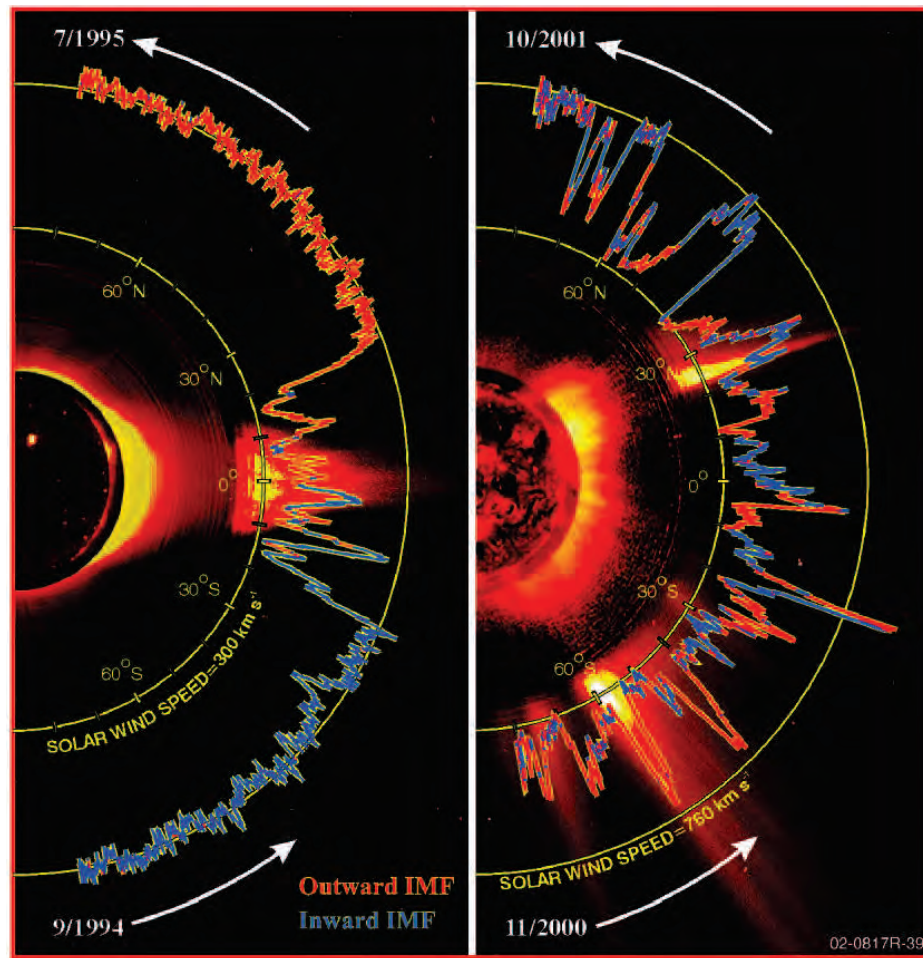


Figura 1.4: *Izquierda*: Observaciones de Ulysses durante su primer órbita fuera de la eclíptica (desde Septiembre de 1994 hasta Julio de 1995) correspondiente a un período de mínima actividad solar. *Derecha*: Observaciones realizadas por la misma nave durante un período de máxima actividad solar (desde Noviembre del 2000 hasta Octubre del 2001). En ambas figuras, el semicírculo amarillo interno representa velocidades de viento solar de 300 km/s y el externo, velocidades de 760 km/s. Los colores rojo y azul de las curvas indican polaridades positiva y negativa del campo magnético, respectivamente; y las flechas blancas indican la dirección de la trayectoria de Ulysses. *Tomada de*: <http://solarprobe.gsfc.nasa.gov/solarprobe.science.htm>.

y la aceleración ejercidas sobre la corriente lenta; a esto se le llama una *Región de Interacción de Corrientes* (RIC). La discontinuidad que separa a la corriente lenta de la corriente rápida se llama *interface de corrientes*, y generalmente satisface las características de una discontinuidad de contacto (ver [Kivelson y Russell, 1996, p. 141] para una revisión de los tipos de discontinuidades en MHD ideal).

La interacción forma también una onda de presión entre ambas corrientes. Conforme la RIC se propaga por el medio interplanetario, la velocidad de la onda compresiva decae, y el cambio de la velocidad a través de la discontinuidad llega a ser más grande que la velocidad de la onda misma resultando en la formación de una onda de choque. Eventualmente, el cambio de velocidad es lo suficientemente grande para que dos choques, *frontal* y *reverso*, se formen [Blanco-Cano, 2010]. Estos choques son una fuente importante de partículas energéticas en la heliósfera y son generalmente débiles cerca de 1 UA, pero adquieren características más definidas conforme se propagan hacia afuera de la heliósfera.

Si el patrón de hoyos coronales se mantiene por varias rotaciones solares; entonces las RICs ocurren aproximadamente cada 27 días y son llamadas *Regiones de Interacción Corrotantes* [Smith y Wolfe, 1976]. Las regiones de interacción corrotantes pueden persistir por un año o más, usualmente durante la fase declinante del ciclo de actividad solar; y son las perturbaciones de gran escala más frecuentes en el medio interplanetario durante esas épocas [Balogh et al., 2008, p. 14]. La formación de una RIC está esquematizada en la figura 1.5.

Las RICs y sus ondas de choque asociadas tienen varias consecuencias en la heliósfera; por mencionar algunas: son responsables de la aceleración de partículas a muy altas energías y de grandes perturbaciones en la magnetósfera de la Tierra.

Un estudio comparativo entre las características de las RICs que fueron observadas dentro de un período de 15 años, desde 1995 hasta el año 2009 (período que incluye los dos últimos mínimos solares: el mínimo solar 22/23 y el mínimo solar 23/24), puede consultarse en el trabajo de Jian et al. [2011]. En la figura 1.6, tomada de dicho trabajo, se muestra una comparación entre las características de las RICs que han sido observadas desde el año 1995 hasta el año 2009. En ella se muestran los valores promedio anuales de la duración de cada evento, del tamaño, velocidad máxima, velocidad mínima, velocidad media, de incrementos de velocidad a través de las RICs,

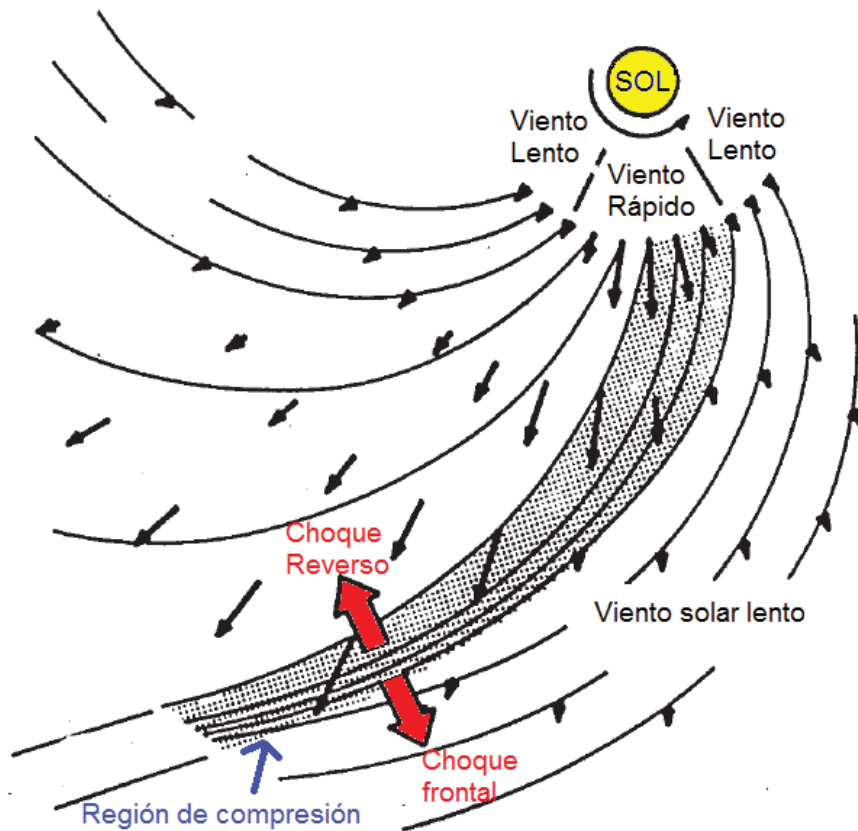


Figura 1.5: Formación de una RIC. Las flechas delgadas indican la dirección y magnitud de la velocidad del viento solar, y las curvas continuas representan las líneas de campo magnético deformadas por la rotación solar (*espiral de Parker*). La región sombreada simula la formación de una región de compresión en donde la intensidad del campo magnético y la densidad del plasma aumentan. Las direcciones de propagación de los choques frontal y reverso están indicadas con las flechas rojas. *Tomada y modificada de: [Kivelson y Russell, 1996, p. 124].*

de la máxima intensidad del campo magnético durante la RIC, de la presión total máxima, y de la presión dinámica máxima. Se puede observar en dicha gráfica, que las propiedades promedio de las RICs fueron generalmente más débiles durante el mínimo solar 23/24 que durante el mínimo solar 22/23. Sin embargo, si se toman en cuenta las incertidumbres, los parámetros de las RICs no difieren mucho durante un mínimo y otro; excepto porque las velocidades máxima, mínima y media de las RICs durante el mínimo 23/24 son menores.

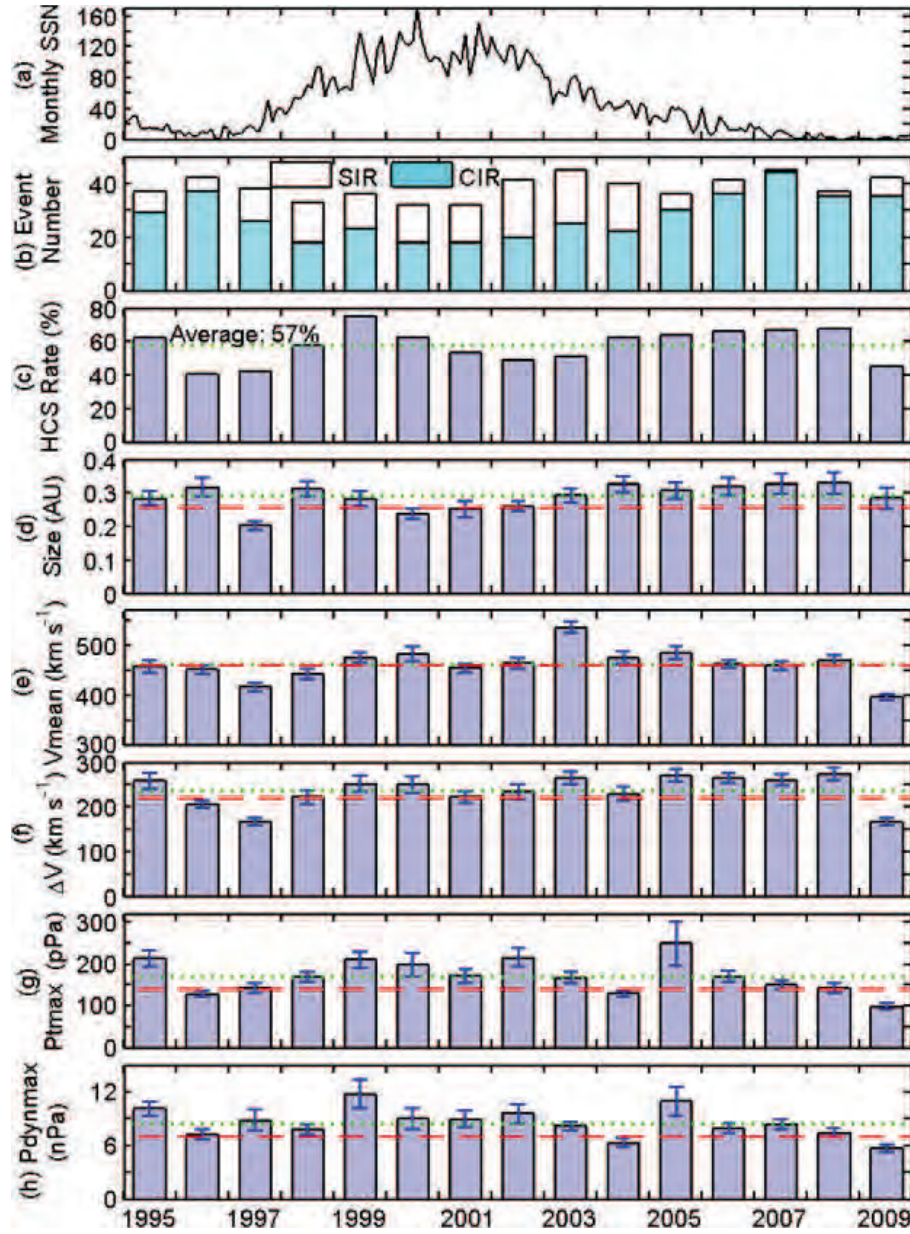


Figura 1.6: Variaciones del promedio anual de las propiedades de las RICs desde el año 1995 hasta el año 2009. De arriba a abajo: (a) número mensual de manchas solares del NOAA, (b) número de eventos: RICs (blanco) y CIRs (verde), (c) porcentaje de eventos asociados con cruces de la *hoja de corriente heliosférica*, (d) tamaño, (e) velocidad media de la RIC, (f) incremento de velocidad a través de la RIC, (g) presión total máxima, (h) presión dinámica máxima. Las barras de error indican el error probable de la media. Las líneas rojas discontinuas denotan la mediana sobre todas las RICs de los 15 años, mientras que las líneas verdes punteadas indican el valor promedio. Tomada de: [Jian et al., 2011].

El viento solar rápido de las RICs observadas durante el mínimo 23/24 fue más lento que en el mínimo 22/23. El número anual de eventos (RICs), denotado por las barras blancas de la figura 1.6(b) varía de 32 a 45 a través de los 15 años; siendo más pequeño durante el máximo solar y ligeramente mayor durante la fase declinante y en el mínimo solar. Las barras verdes indican las regiones de interacción corrotantes que recurren al menos una vez; la tasa de recurrencia es alta en los años 2007 y 2008, y es generalmente más baja durante el máximo solar.

En resumen, durante el último mínimo solar (ciclo 23/24) las RICs fueron más pequeñas y débiles, pero también más frecuentes que durante los mínimos solares previos.

1.2.2. Eyecciones de masa coronal

Otro tipo de estructuras de gran escala, que producen fuertes perturbaciones en el viento solar, son las Eyecciones de Masa Coronal (EMC). Las EMCs son fenómenos espectaculares y violentos que ocurren en la atmósfera solar a través de la eyección de una enorme cantidad de plasma coronal hacia el medio interplanetario, $\sim 10^{12} - 10^{13}$ Kg, con velocidades de hasta 10^3 km/s [Meyer-Vernet, 2007, p. 309]. Este plasma completamente ionizado consiste en $\sim 90\%$ de hidrógeno y $\sim 10\%$ de helio, con una energía mecánica total ⁷ del orden de $10^{31} - 10^{32}$ ergios [Vourlidas et al., 2000].

Estas enormes erupciones solares producen fuertes perturbaciones en el viento solar a lo largo de sus trayectorias, al igual que las RICs. Sin embargo, la naturaleza transitoria de las EMCs las hace más difíciles de estudiar.

Aunque la clave para entender el origen y la configuración de este tipo de fenómenos reside en el estudio continuo del cambio de topología del campo magnético del Sol, el estudio de las EMCs cerca del Sol sólo puede hacerse a partir de fotografías

⁷El exceso de brillo de una imagen dada, relativo a una imagen previa al evento, da una estimación instantánea de la masa de la EMC, asumiendo que todo el material de la EMC se localiza en el plano de visión del cielo. Las energías cinética y potencial de la EMC pueden ser determinadas a partir de las masas y velocidades calculadas por este método.

Coronógrafo	MK3	SMM	Skylab	Solwind	LASCO
Período de observación	1980-99	1980; 1984-89	1973-1974	1979-1980; 1984-85	1996-2006
Campo de visión (R_{\odot})	1.15-2.24	1.8-5	2-6	3-10	1.1-32
Tamaño angular (grados)	37	47	42	43	72
Velocidad (km/s)	390	349	470	460	424
Masa (g)	—	3.3×10^{15}	4.7×10^{15}	4×10^{15}	1.7×10^{15}
E_c (ergios)	—	6.7×10^{30}	3.1×10^{30}	3.4×10^{30}	4.3×10^{30}
E_p (ergios)	—	7.1×10^{30}	8×10^{30}	—	—

Tabla 1.3: Valores promedio de algunos parámetros de las EMCs obtenidos a partir de las observaciones de los coronógrafos MK3, SMM, Skylab, Solwind y LASCO desde el año 1973 hasta el año 2006. *Tomada de:* [Hudson et al., 2006]

y observaciones remotas. En el viento solar se pueden hacer mediciones *in situ* más detalladas, pero el hecho de que las naves espaciales no pueden cubrir la estructura completa de las EMCs impide conocer su configuración global y el efecto total que éstas producen en el viento solar.

El número de ocurrencia de las EMCs aumenta de muy pocas por mes, durante el mínimo solar, a varias por día, cerca del máximo solar. Las EMCs son frecuentemente observadas en latitudes cercanas al plano de la eclíptica debido a que sus fuentes coronales, tal como las regiones activas, surgen cerca del ecuador solar magnético durante el mínimo de actividad; mientras que en el máximo, cuando las regiones activas son mucho más frecuentes, éstas aparecen a distintas latitudes sobre el disco solar.

Existen varios modelos teóricos sobre la configuración magnética y los procesos que rigen el surgimiento de las EMCs. A partir de los estudios a través de observaciones remotas, complementados con mediciones *in situ*, se ha encontrado que la configuración magnética de las EMCs consiste en plasma confinado por líneas de campo magnético que generalmente involucran *helicidad magnética* y que aparecen como tubos de flujo torcidos libres-de-fuerzas ($\mathbf{J} \sim \nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, con $\alpha = \text{constante}$). Cerca del Sol, las EMCs aparecen inicialmente como estructuras magnéticas cerradas y ancladas por ambos lados al Sol; pero cuando se mueven alejándose del Sol, las

líneas de campo magnético pueden desprenderse parcial o totalmente. Como consecuencia de esta geometría, las EMCs presentan con frecuencia flujos bidireccionales de electrones supratérmicos y, debido a su continua expansión al alejarse del Sol, las EMCs presentan temperaturas bajas en el medio interplanetario. En la tabla 1.3 se muestran algunas propiedades promedio de las EMCs, medidas a partir de las observaciones realizadas desde el año 1973; por los coronógrafos MK3, SMM, Skylab, Solwind y LASCO.

A las EMCs que se propagan a través del medio interplanetario, se les conocen como *eyecciones de masa coronal interplanetarias* (EMCIs) [Gosling, 1990; Mulligan et al., 1998]. En la figura 1.7 se representa esquemáticamente una EMCI impulsando una onda de choque (rojo) y la formación de una región turbulenta, llamada *funda*, entre la onda de choque y el obstáculo magnético de la EMCI.

Cuando las EMCIs acarrean consigo una configuración magnética propia en forma de *cuerda de flujo*, que se distingue del campo magnético interplanetario por ser mucho más intenso y por presentar una suave y larga rotación del vector de campo magnético; y además, los valores del parámetro β del plasma y de la temperatura de los protones son bajos respecto a los valores en el viento solar ambiente; las EMCIs se clasifican como *nubes magnéticas* (NM) [Burlaga et al., 1981, 1987; Burlaga, 1995]. Aproximadamente un tercio de las EMCIs observadas a la altura de la órbita de la Tierra han sido clasificadas como NMs; algunas han presentado flujos bi-direccionales de electrones supratérmicos y pequeñas concentraciones de iones de Hierro, Helio, Carbono y Oxígeno [Lepping, 1990].

Cuando las EMCIs se mueven más rápido que el viento solar ambiente, empujan y comprimen el medio y su campo magnético. Cuando se mueven más lento que el viento solar ambiente, las EMCIs son empujadas por éste. Las perturbaciones que se mueven más rápido que el viento solar ambiente tienden a ser desaceleradas y las que se mueven más lentamente que éste tienden a ser aceleradas (ver por ejemplo

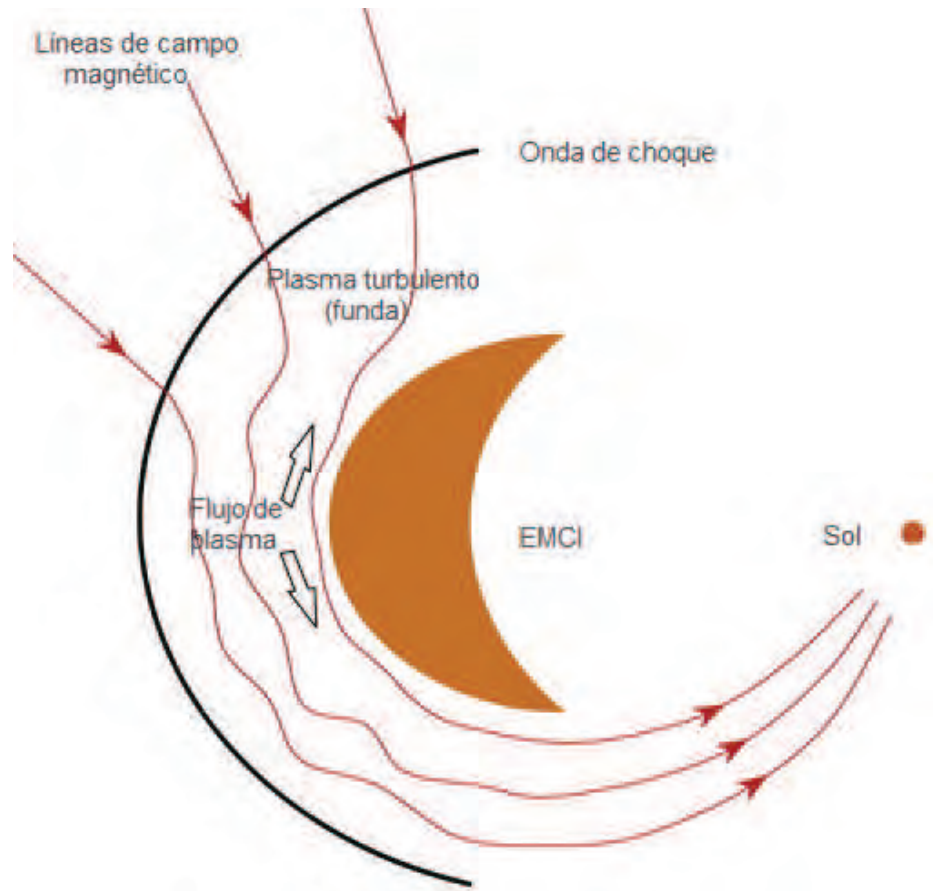


Figura 1.7: Esquema de una EMCI impulsando una onda de choque. La región amarilla representa una *eyección de masa coronal interplanetaria* (EMCI) y la línea negra indica la formación de una onda de choque al frente de ésta. Las líneas rojas representan líneas de campo magnético interplanetario deformadas por la rotación solar (*espiral de Parker*). Entre la onda de choque y la EMCI, las líneas de campo magnético interplanetario se muestran turbulentas; dicha región, llamada *funda*, está formada por plasma cuyas características han sido transformadas por la onda de choque. *Tomada y modificada de:* [Richardson, 2011].

[Manoharan et al., 2004]). Cuando la diferencia de velocidades entre la propagación de la EMCI y la del viento solar ambiente es suficientemente grande, la perturbación compresiva producida por la EMCI resulta en la formación de una onda de choque, como en el caso de las RICs; la cual modifica las características del plasma conforme se propaga por el medio interplanetario formando una región densa y caliente entre la EMCI y el choque (río abajo), llamada *funda*.

Las EMCs contribuyen a que el Sol pierda el exceso de helicidad magnética adquirida por efectos de la rotación diferencial (ver por ejemplo [Green et al., 2003; Rust y Georgoulis, 2007]). Las ondas de choque impulsadas por las EMCIs aceleran partículas dentro de la heliósfera, y perturban fuertemente el entorno magnético terrestre de una forma más violenta que los choques impulsados por las RICs. Sin embargo, más allá de la órbita de Júpiter (~ 5.3 UA), las RICs presentan presiones dinámicas e intensidades de campo magnético generalmente mayores que las EMCIs, y consecuentemente, las ondas de choque impulsadas por las RICs perturban el medio de una forma más violenta que los choques impulsados por EMCIs a la altura de la órbita de Júpiter [Jian et al., 2009].

1.2.3. Eventos complejos

La formación de *eventos complejos* o *corrientes compuestas* en el medio interplanetario fue inferida por primera vez en los años 80's a partir del análisis de mediciones simultáneas de varias naves separadas entre sí por decenas de grados en longitud [Burlaga et al., 1987]; y fue confirmada en los años 90's con el perfeccionamiento de las observaciones remotas realizadas con coronógrafos [Gopalswamy et al., 2001; Burlaga et al., 2002, 2003; Wang et al., 2002]. Los eventos complejos se forman cuando dos o más estructuras transitorias de gran escala interactúan en el viento solar. Los casos típicos de interacción son:

1. *Una EMCI/NM con otra EMCI/NM.* Cerca del máximo de actividad solar pueden ocurrir varias EMCs por día y al propagarse por el medio interplanetario, una EMCI relativamente lenta podría ser alcanzada por otra EMCI más rápida. Durante la interacción entre las EMCIs, éstas podrían: fusionarse y convertirse en una sólo estructura magnética por medio del fenómeno de reconexión magnética [Gopalswamy et al., 2001; Burlaga et al., 2002]; intercambiar momento y energía; deflectarse e incluso modificar la geometría, fuerza y eficiencia en

la aceleración de partículas de los choques asociados (ver [Gopalswamy et al., 2002] y [Möstl et al., 2012]). En la figura 1.8 se muestra un diagrama de un evento complejo formado por la interacción entre dos EMCI.

2. *Una EMCI/NM con una RIC.* Aunque no con la misma tasa de ocurrencia, las RICs y las EMCI pueden formarse a lo largo de todo el ciclo solar. Si una EMCI/NM es eyectada hacia el medio interplanetario cuando éste está poblado por RICs, estas estructuras pueden interactuar e incluso combinarse en una sola estructura formando un evento complejo [Burlaga, 1995; Burlaga et al., 2003; Rouillard et al., 2010] (ver digrama de la figura 1.9).
3. *Una EMCI/NM con una corriente rápida de viento solar.* Una EMCI/NM también puede ser “empujada” por una corriente rápida de viento solar proveniente de un hoyo coronal, formando una región de interacción entre la EMCI/NM y la corriente rápida de viento solar [Badruddin y Singh, 2009] (ver diagrama de la figura 1.10).

La interacción entre dos o más estructuras transitorias puede involucrar fenómenos interesantes relacionados con la física de las ondas de choque asociadas; por ejemplo, cuando un choque interplanetario alcanza a una EMCI/NM precedente, su eficiencia en la aceleración de partículas podría cambiar debido a que las partículas aceleradas en el choque pueden ser atrapadas por la estructura magnética dentro de la EMCI/NM, o pueden ser guiadas a lo largo de las líneas helicoidales del campo magnético [Liu et al., 2012].

Los eventos complejos pueden producir intervalos de larga duración con una componente B_z sur muy intensa del campo magnético interplanetario [Wang et al., 2003; Farrugia y Berdichevsky, 2004; Lugaz et al., 2008; Xiong et al., 2009] e incrementar la densidad en la funda [Lugaz et al., 2005]; lo cual podría tener importantes consecuencias en la generación de tormentas geomagnéticas [Dungey, 1961; Gosling et al.,

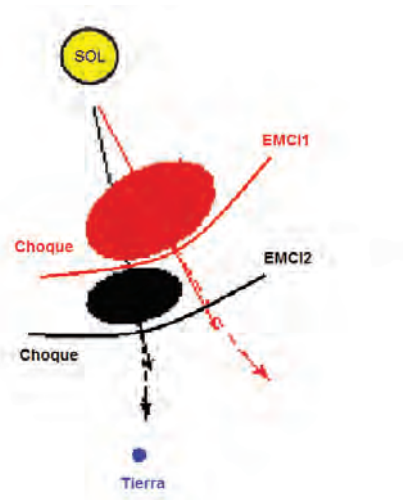


Figura 1.8: *Diagrama de un evento complejo formado por la interacción EMCI/NM - EMCI/NM.* Las flechas sólidas indican las trayectorias iniciales (antes de la interacción) de las dos EMCIs y las flechas discontinuas muestran una deflexión en sus trayectorias debido a la interacción entre las dos estructuras.

1991; Farrugia et al., 2006]. Los eventos complejos también están asociados con una respuesta compleja en la modulación de los rayos cósmicos [Burlaga et al., 1985].

La generación de ondas e inestabilidades en regiones de interacción de plasmas espaciales, tales como en los eventos complejos o en estructuras transitorias propagándose a través del medio interplanetario, resulta ser un campo de interés actual para la comprensión de los mecanismos que gobiernan tales fenómenos.

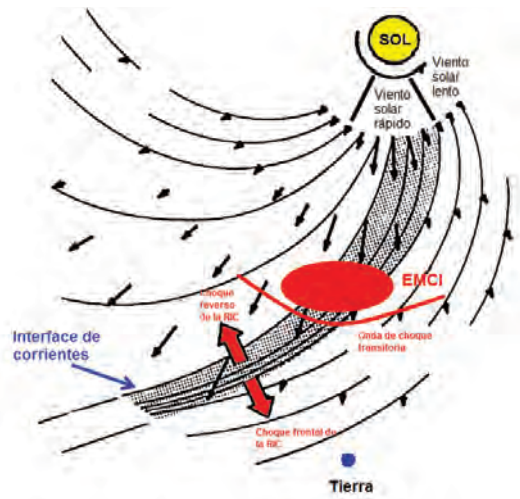


Figura 1.9: *Diagrama de un evento complejo formado por la interacción EMCI/NM - RIC. Se muestra la formación de una RIC impulsando un choque reverso y uno frontal. Una EMCI impulsando una onda de choque transitoria, las cuales están embebidas dentro de la RIC, formando así un evento complejo*

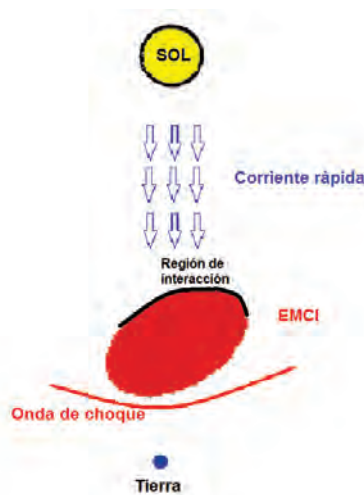


Figura 1.10: *Diagrama de un evento complejo formado por la interacción entre una EMCI/NM y una corriente rápida de viento solar. Se muestra una EMCI/NM impulsando una onda de choque y seguida por una corriente rápida de viento solar; entre la EMCI y la corriente rápida se forma una región de compresión o región de interacción.*

Capítulo 2

ONDAS E INESTABILIDADES

En este capítulo se introducen brevemente los elementos básicos de la Teoría Cinética de Plasmas y posteriormente se estudian las micro-
inestabilidades ion ciclotrón y tipo espejo usando Teoría Cinética Li-
neal, y las condiciones del plasma en las que estos modos pueden crecer.

2.1. ONDAS E INESTABILIDADES

La propagación de ondas a través de los plasmas es un tema de central importancia por varias razones: en ciertos casos las ondas pueden calentar y acelerar plasmas; el crecimiento de ondas inestables genera turbulencia, lo cual se cree juega un papel importante en fenómenos de transporte; y finalmente, las ondas ocurren de forma natural en los plasmas del Sistema Solar [Woods, 2004, p. 69].

Existe una enorme colección de ondas y esquemas para clasificar la variedad de modos que pueden surgir en los plasmas. Estas ondas, ya sean en plasmas de laboratorio o en plasmas espaciales, generalmente presentan características no-lineales. Además, los plasmas reales son al mismo tiempo inhomogéneos y anisotrópicos, disipativos y dispersivos. Para simplificar el análisis de las ondas en los plasmas, se hacen aproximaciones radicales; tal como asumir que el medio es infinito y que las perturbaciones en éste son muy pequeñas para que una teoría lineal sea adecuada.

En Magnetohidrodinámica (MHD), las ondas magnetosónicas pueden ser vistas como una extensión de las ondas de sonido, con dos modos de propagación adicionales debido a la presencia de un campo magnético. El amortiguamiento de las ondas ocurre cuando el plasma tiene valores finitos (no-nulos) para la viscosidad ν y para las conductividades eléctrica σ y térmica κ ; sin embargo, la MHD ideal aborda sólo el estudio de plasmas en donde la aproximación $\nu = 1/\sigma = 1/\kappa = 0$ es válida.

Las ondas más simples en el régimen MHD consisten en pequeñas perturbaciones de la densidad ρ , velocidad \mathbf{v} y presión p del medio, así como en el campo magnético \mathbf{B} . Estas ondas monocromáticas son gobernadas por ecuaciones de onda cuyas soluciones en términos de exponenciales complejas, que dependen de $\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t$ (donde \mathbf{k} es el vector de onda y ω la frecuencia de la onda), corresponden a ondas planas propagándose con velocidad de fase:

$$\mathbf{v}_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} \hat{k} \quad (2.1)$$

y cuya energía es transportada con la velocidad de grupo:

$$\mathbf{v}_{\text{g}} = \nabla_{\mathbf{k}} \omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \hat{e}_x + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \hat{e}_y + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \hat{e}_z \quad (2.2)$$

Las velocidades de fase y de grupo pueden ser calculadas si existe una relación entre ω y \mathbf{k} . Esta relación, $\omega = \omega(\mathbf{k})$, es la *relación de dispersión*. La relación de dispersión contiene información acerca del comportamiento del medio ante la presencia de la onda. Para las ondas MHD, la relación de dispersión tiene 3 soluciones distintas, reales y positivas:

$$v_I^2 = v_A^2 \cos^2 \theta \quad (2.3)$$

$$v_R^2 = \frac{(c_s^2 + v_A^2) + [(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}{2} \quad (2.4)$$

$$v_L^2 = \frac{(c_s^2 + v_A^2) - [(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}{2} \quad (2.5)$$

En las ecuaciones 2.3, 2.4 y 2.5; v_I , v_R y v_L son las velocidades de fase de los modos normales en MHD, los cuales son llamados *ondas de Alfvén* u *ondas intermedias*, *ondas rápidas* y *ondas lentas*; respectivamente. En estas ecuaciones, $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ es la *velocidad de Alfvén*, c_s es la velocidad del sonido en el medio y θ es el ángulo entre la dirección del campo magnético no-perturbado \mathbf{B}_0 y el vector de onda \mathbf{k} .

Las ondas de Alfvén son ondas no-compresivas, transversales y su propagación depende únicamente de la densidad del medio ρ y del campo magnético \mathbf{B}_0 . Cuando la propagación es paralela al campo magnético, i. e. $\theta = 0$, las ondas intermedias viajan con la velocidad de Alfvén; mientras que las ondas rápidas viajan con la velocidad

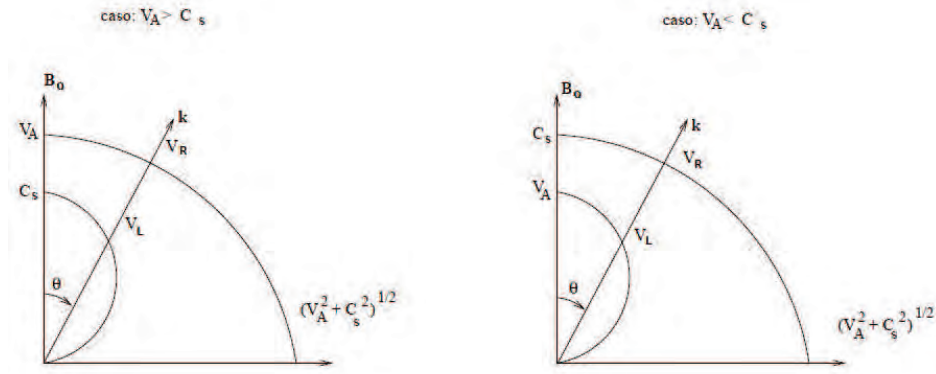


Figura 2.1: *Diagramas polares de Friedricks*: velocidad de fase en función del ángulo θ para las ondas rápidas y lentas. *Izquierda*: Caso $v_A > c_s$. *Derecha*: Caso $v_A < c_s$. Los modos viajando a lo largo de \mathbf{B}_0 ($\theta = 0$) se llaman *modos modificados de Alfvén*, mientras que los que se propagan perpendicularmente a \mathbf{B}_0 ($\theta = \pi/2$) son llamados *ondas magnetosónicas*. Tomado y modificado de: [Parks, 1991].

del sonido cuando $c_s^2 > v_A^2$ y con la velocidad de Alfvén cuando $c_s^2 < v_A^2$. Cuando la propagación es perpendicular al campo magnético, i. e. $\cos\theta = 0$, las ondas intermedias y lentas tienen velocidades de fase nulas; mientras que las ondas rápidas son compresivas y viajan con velocidad de fase $v_{ph} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2}$. El comportamiento característico de estos modos puede observarse de manera sencilla en diagramas polares donde la velocidad de fase es graficada en función del ángulo θ ; estos diagramas se llaman *diagramas de Friedricks* y están ilustrados en la figura 2.1 para los modos rápido y lento.

La existencia de ondas MHD en el viento solar fue establecida desde las primeras observaciones *in situ* realizadas, a partir del análisis de la velocidad, densidad y campo magnético en el medio interplanetario. Se ha encontrado que las ondas MHD son más frecuentes cuando el medio interplanetario está fuertemente perturbado y que también pueden generarse en las magnetósferas planetarias.

Aunque la descripción MHD de las ondas en los plasmas suele ser una buena aproximación, existen varios fenómenos que no pueden ser descritos por la teoría de fluidos y requieren de una teoría más completa, como la Teoría Cinética de Plasmas.

La Teoría Cinética estudia a las ondas en los plasmas usando la ecuación de Vlasov-Boltzmann, basada en funciones de distribución de velocidades $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ con siete variables independientes; a partir de las cuales se pueden obtener los parámetros macroscópicos de la teoría de fluidos, como la densidad de partículas n , la velocidad de bulo $\langle v \rangle$ y la temperatura T , reduciendo así, el número de variables independientes a cuatro, (\mathbf{r}, t) . Usar la Teoría Cinética en lugar de la MHD para estudiar la dinámica de los plasmas, permite entre otras cosas, identificar nuevos modos de propagación.

En el inhomogéneo viento solar, por ejemplo, existen diferentes distribuciones de partículas; algunas de las cuales involucran gradientes en el espacio de velocidades y fuertes desviaciones de las Maxwellianas; lo cual da lugar a todo tipo de inestabilidades en el plasma y, consecuentemente, al crecimiento o amortiguamiento de las ondas. Las ondas cinéticas más comunes en el viento solar son las ondas ión ciclotrón, las ondas ión-acústicas y las ondas whistler; éstas son la extensión, en el régimen de alta frecuencia, de los modos MHD de Alfvén, magnetosónico lento y rápido.

En el viento solar las interacciones entre las partículas del plasma y las ondas son de gran importancia, ya que los efectos térmicos no pueden ser disipados por colisiones entre partículas. Como las interacciones onda-partícula generalmente involucran sólo a aquellas partículas con velocidades térmicas cercanas a la velocidad de fase de la onda; éste fenómeno no puede ser abordado con el modelo de fluido. Así, la discusión del crecimiento o amortiguamiento de ondas de alta frecuencia (micro-inestabilidades $kr_{Lj} \gtrsim 1$) en un plasma magnetizado tiene que ser abordado con la Teoría Cinética.

2.2. TEORÍA CINÉTICA DE PLASMAS (TCP)

En Teoría Cinética se busca describir explícitamente la evolución temporal del número de partículas en cierto volumen del espacio de velocidades, d^3v . Para ello se utiliza una función de distribución de densidad en el espacio fase, el cual está definido por las coordenadas $\mathbf{r} = (x, y, z)$ y $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$; donde las coordenadas \mathbf{r} y \mathbf{v} son variables independientes.

Un elemento de volumen en el espacio de configuraciones, $\Delta^3\mathbf{r} = \Delta x \Delta y \Delta z$, es un elemento de volumen finito, suficientemente grande para contener un gran número de partículas y para que un estudio estadístico sea apropiado, pero suficientemente pequeño en comparación con las longitudes características de las cantidades físicas del sistema. Las partículas dentro del volumen $\Delta^3\mathbf{r}$ tienen posiciones entre \mathbf{r} y $\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}$. Análogamente, un elemento de volumen en el espacio de velocidades está definido como: $\Delta^3\mathbf{v} = \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z$, y las partículas en ese volumen tienen velocidades entre \mathbf{v} y $\mathbf{v} + \Delta\mathbf{v}$.

De esta misma manera un elemento de volumen en el espacio fase, $\Delta^3\mathbf{r}\Delta^3\mathbf{v} = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z$ definido con seis dimensiones, está constituido por partículas que tienen posiciones entre \mathbf{r} y $\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}$, y velocidades entre \mathbf{v} y $\mathbf{v} + \Delta\mathbf{v}$.

La función de distribución en el espacio fase, $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, es una función continua dependiente del tiempo que contiene toda la información del sistema bajo estudio. A partir de ella, se pueden conocer las cantidades macroscópicas y microscópicas del plasma; tal como el número de partículas ΔN_j de la especie j que se encuentran dentro de un elemento de volumen en el espacio fase:

$$\Delta N_j = f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z \quad (2.6)$$

Es necesario que la función de distribución f_j permanezca continua al tomar el límite de tamaño infinitesimal, $d^3r d^3v$. Así, la función f_j tiene la siguiente normalización:

$$N_j = \int \int f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3r d^3v \quad (2.7)$$

donde N_j es el número total de partículas de la especie j en el plasma. La densidad de partículas de la especie j , la densidad de masa, y la densidad de cargas son ahora:

$$n_j(\mathbf{r}, t) = \int f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.8)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_j m_j n_j(\mathbf{r}, t) \quad (2.9)$$

$$\rho_c(\mathbf{r}, t) = \sum_j q_j n_j(\mathbf{r}, t) \quad (2.10)$$

donde m_j y q_j , son la masa y la carga de las partículas de la j -ésima especie. La ecuación 2.8 es también conocida como el *momento de orden cero*.

El *momento de orden uno* está definido como la densidad de flujo de la j -ésima especie; es decir:

$$\mathbf{\Gamma}_j = \int \mathbf{v} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.11)$$

Por lo que, la densidad de momento se puede escribir como $\mathbf{P}_j = m_j \mathbf{\Gamma}_j$, y la velocidad de deriva como $\mathbf{v}_{dj} = \mathbf{\Gamma}_j / n_j$. Si además, hay un campo magnético de fondo en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$, entonces la componente de la velocidad de deriva paralela al campo se denota por $\mathbf{v}_{oj} = \hat{\mathbf{z}} \Gamma_{zj} / n_j$, y la componente perpendicular al campo como $\mathbf{v}_{\perp dj}$.

El *momento de orden dos* se define como el tensor de la densidad de energía cinética de la j -ésima especie:

$$\mathbf{W}_j = \frac{m_j}{2} \int \mathbf{v} \mathbf{v} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.12)$$

con $W_j = \frac{m_j}{2} \int v^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v$; y la temperatura de la j -ésima especie:

$$T_j = \frac{m_j}{3n_j} \int (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{dj})^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.13)$$

Las temperaturas paralela y perpendicular respecto al campo magnético de fondo, se definen separadamente:

$$T_{\parallel j} = \frac{m_j}{n_j} \int (v_z - v_{oj})^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.14)$$

$$T_{\perp j} = \frac{m_j}{2n_j} \int (\mathbf{v}_{\perp} - \mathbf{v}_{\perp dj})^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.15)$$

El *momento de orden tres* se define como la densidad de flujo de energía cinética o, más conocido como, la densidad de flujo de calor de la j -ésima especie:

$$\mathbf{q}_j = \frac{m_j}{2} \int \mathbf{v} v^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (2.16)$$

Ahora, si se considera un plasma en donde no hay fuentes ni sumideros de partículas, entonces f_j obedecerá una ecuación de continuidad en el espacio (\mathbf{r}, \mathbf{v}) :

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (f_j \mathbf{v}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (f_j \mathbf{a}) = 0 \quad (2.17)$$

donde \mathbf{a} es la aceleración de las partículas en el elemento de volumen.

Como \mathbf{r} y \mathbf{v} son variables independientes, en la ecuación 2.17 se puede sacar a \mathbf{v} del operador diferencial y, si además $\nabla_{\mathbf{v}} \mathbf{a} = 0$, se obtiene que:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.18)$$

en donde se ha reemplazado a la aceleración \mathbf{a} por \mathbf{F}/m_j , donde \mathbf{F} es la fuerza actuando sobre las partículas de masa m_j en el punto (\mathbf{r}, \mathbf{v}) al tiempo t .

La ecuación diferencial 2.18 describe la evolución de la función de distribución y es conocida como *la ecuación cinética*. Ésta es una ecuación no-colisional ya que se ha asumido que $\nabla_v \mathbf{a} = 0$. Sin embargo, si se desea incluir las interacciones colisionales que toman lugar dentro del elemento de volumen, no se puede asumir que $\nabla_v \mathbf{a} = 0$.

Si \mathbf{F} representa todas las fuerzas (macroscópicas) no-colisionales y f_j satisface la ecuación 2.18, entonces la derivada total en el tiempo de la función de distribución es igual a cero:

$$\begin{aligned} \frac{df_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{dt} &= \frac{\partial f_j}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} \\ &= \frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

es decir que, en ausencia de colisiones, f_j es constante a lo largo de cualquier trayectoria del espacio (\mathbf{r}, \mathbf{v}) . Sin embargo, en presencia de colisiones lo anterior no se cumple y la ecuación 2.18 debe escribirse como sigue:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_j} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_c \quad (2.20)$$

donde $(\partial f_j / \partial t)_c$ representa el cambio en el tiempo de la función de distribución f_j debido a las colisiones. La ecuación 2.20 es entonces *la ecuación cinética colisional*.

En este trabajo estamos interesados en la Teoría Cinética no-colisional debido a que los plasmas que aquí se abordan son esencialmente no-colisionales. Como la fuerza es típicamente la fuerza de Lorentz debida a la suma de los campos eléctricos y magnéticos, internos y externos, entonces la fuerza \mathbf{F} se puede escribir como: $\mathbf{F} = q_j(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Cabe mencionar que los campos internos resultan de canti-

dades promedio como la distribución de cargas 2.10 y la distribución de corriente,

$$\mathbf{j} = \sum_j q_j \int \mathbf{v}_j f_j d^3v.$$

Combinando la fuerza de Lorentz con la ecuación 2.18, se obtiene la ecuación de Vlasov para cada especie j de partículas en el plasma:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_j}{m_j} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.21)$$

Cualquier función de la forma: $g[\frac{m_j v^2}{2} + q_j \Phi(x)]$; es decir, que pueda ser escrita en términos de la energía total de las partículas, es una solución de la ecuación de Vlasov 2.21.

Adicionalmente, las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctrico y magnético son:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (2.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.25)$$

donde μ_0 y ϵ_0 son la permeabilidad magnética y la permitividad eléctrica del vacío y, ρ_c y \mathbf{j} son la densidad de cargas y la densidad de corriente en términos de f_j , respectivamente.

De este modo, las ecuaciones 2.21 - 2.25 son las ecuaciones básicas para la Teoría Cinética de micro-inestabilidades en plasmas no-colisionales.

2.2.1. Teoría Cinética Lineal

En el desarrollo de la teoría lineal de inestabilidades en plasmas no-colisionales, se somete la ecuación lineal de Vlasov a un análisis de Fourier/Laplace en el espacio/tiempo, perturbando débilmente la densidad de partículas y la densidad de flujo de partículas. Tales perturbaciones son posteriormente insertadas en las ecuaciones de Maxwell (2.22 - 2.25) para obtener una relación de dispersión. La solución de la relación de dispersión relaciona la frecuencia ω con el vector o número de onda \mathbf{k} , y determina los modos normales del plasma [Gary, 1993, p. 2 - 7]. Si la relación de dispersión se resuelve como un problema de valores iniciales ¹, entonces el número de onda \mathbf{k} es un número real y la frecuencia es un número complejo: $\omega = \omega_r + i\gamma$; donde γ es la tasa de crecimiento o amortiguamiento de la fluctuación. Cualquier solución de la ecuación lineal de dispersión que satisface $\gamma < -|\omega_r|/2\pi$ es una oscilación amortiguada; las soluciones que satisfacen $-|\omega_r|/2\pi \leq \gamma \leq 0$ son ondas estables o débilmente amortiguadas; y las soluciones con $\gamma > 0$ son ondas inestables que crecen en el tiempo. La velocidad de fase de una fluctuación, es decir, la velocidad a la que un punto de fase constante de cierto *modo* se propaga a través del plasma, es $v_{ph} = \omega_r/k$.

La frecuencia observada de la fluctuación en el plasma, depende del movimiento relativo entre el observador y el medio en que se propaga la onda (*corrimiento Doppler*). En cambio, las tasas de crecimiento o amortiguamiento γ son independientes del marco de referencia [Gary, 1993, p. 7].

Si las funciones de distribución de las especies del plasma son Maxwellianas (para el caso en que el sistema de partículas está en equilibrio, es decir, libre de fuerzas externas):

$$f_j = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_j (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T_j} \right) \quad (2.26)$$

¹Ver problema de Cauchy

donde n_j y T_j son constantes, k_B es la constante de Boltzmann, $\frac{m_j}{2}\langle v^2 \rangle$ es la energía cinética promedio de movimientos aleatorios de las partículas, con $\langle v_i \rangle = 0$ para $i = x, y, z$ y además, no existen campos eléctricos externos; entonces, la ecuación de dispersión tiene raíces estables.

Para plasmas inestables, la relación de dispersión debe basarse en funciones de distribución que involucren *energía libre*, es decir, en funciones de distribución no-isotrópicas e inhomogéneas, como las distribuciones bi-Maxwellianas. Conforme la *energía libre* aumenta (dígase una velocidad de deriva relativa entre dos especies del plasma), la parte imaginaria de la frecuencia, γ , de un modo amortiguado se vuelve menos negativo hasta que, a cierto número de onda, se alcanza $\gamma = 0$. Esta condición es el *umbral* de la inestabilidad debido a que cualquier incremento adicional en la energía libre, a cierto número de onda, produciría una $\gamma > 0$, es decir, el crecimiento de la onda. Por encima de dicho umbral, al menos una componente (j) del plasma es resonante con la inestabilidad; i. e. $|\zeta_j| \lesssim 1$, donde ζ es el argumento de alguna función de dispersión del plasma $\mathbf{Z}(\zeta_j)$ usada en la ecuación de dispersión lineal. En este régimen, el crecimiento de la onda depende de las características de la función de distribución en el espacio de velocidades y la inestabilidad corresponde a una *inestabilidad cinética*. En cambio, si, cuando la *energía libre* aumenta (por ejemplo, que las velocidades de deriva de las especies lleguen a ser mucho más grandes que las velocidades térmicas de las especies) también lo hace la máxima tasa de crecimiento (γ_m con número de onda \mathbf{k}_m), entonces todas las componentes del plasma se vuelven no-resonantes ($|\zeta_j| \gg 1$), y la ecuación de dispersión se reduce a la forma de un plasma frío. En este régimen, el modo creciente corresponde a una *inestabilidad MHD*.

Dada una fuente de *energía libre*, el plasma puede ser inestable ante varios y distintos *modos*; por lo que, la clasificación de cualquier micro-inestabilidad requiere de la indentificación tanto de la *energía libre* como de las propiedades de dispersión [Gary, 1993, p. 8]. La inestabilidad ión-ciclotrón, impulsada por una distribución de

velocidades anisotrópica ($T_{\perp j}/T_{\parallel j} \gg 1$), genera ondas con frecuencias cercanas a la frecuencia de ciclotrón de los iones de la especie j . Estas ondas pueden crecer vía resonancia de ciclotrón:

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{dj} - n\Omega_j = 0 \quad (2.27)$$

donde n es un número entero. Cuando $n = 0$, la ecuación 2.27 se reduce a la expresión correspondiente a la *resonancia de Landau*; mientras que para $n \neq 0$, la ecuación 2.27 representa el fenómeno de *resonancia de ciclotrón*. Esto último significa que las partículas de la especie j , con velocidades cercanas a la velocidad de fase de la onda, intercambian energía con la onda.

En Teoría Cinética Lineal se consideran fluctuaciones muy débiles en el plasma, i. e., fluctuaciones con amplitudes lo suficientemente pequeñas, de forma que tanto la función de distribución como los campos eléctrico y magnético pueden ser expandidos como:

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_j^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + f_j^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + f_j^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \dots \quad (2.28)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (2.29)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (2.30)$$

Además, las fluctuaciones en los campos eléctricos se separan en dos tipos: *longitudinal* ($\mathbf{k} \times \mathbf{E}^{(1)} = 0$) y *transversal* ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}^{(1)} = 0$). Las fluctuaciones que sólo tienen un campo eléctrico longitudinal tienen $\mathbf{B}^{(1)} = 0$ y se les llama *electrostáticas*. En cambio, las ondas e inestabilidades que tienen campos eléctricos y magnéticos per-

pendiculares al vector de onda, y no tienen campo eléctrico longitudinal, son llamadas *electromagnéticas*.

2.3. ONDAS EN PLASMAS ESPACIALES

En el caso de los plasmas espaciales, las funciones de distribución de velocidades suelen estar alejadas del equilibrio termodinámico; por lo que, las micro-estabilidades en estos plasmas, generalmente ocurren por anisotropías térmicas: $T_{\perp j} \neq T_{\parallel j}$, con \perp y \parallel las direcciones perpendicular y paralela al campo magnético. También existen inestabilidades que se generan debido a diferencias de velocidades entre las especies del plasma.

La función de distribución más simple, que conduce a inestabilidades en el plasma debidas a anisotropías en la temperatura, es una función de distribución bi-Maxwelliana:

$$f_j(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_j}{(\sqrt{2\pi}v_{t\parallel})(\sqrt{2\pi}v_{t\perp})^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2v_{t\perp}^2} - \frac{v_{\parallel}^2}{2v_{t\parallel}^2}\right) \quad (2.31)$$

donde $2v_{t\parallel}^2 = k_B T_{\parallel j}/m_j$ y $2v_{t\perp}^2 = k_B T_{\perp j}/m_j$; v_{\parallel} y v_{\perp} son las componentes paralela y perpendicular al campo magnético de la velocidad \mathbf{v} .

Es importante aclarar que, el asumir funciones de distribución bi-Maxwellianas no es estrictamente válido. Esto se debe a que los procesos de interacción onda-partícula producen transformaciones en el espacio de velocidades como resultado del intercambio de energía entre la onda y las partículas que tienen velocidades cercanas a la velocidad de fase de la onda; consecuentemente, la función de distribución de los protones se desvía de una bi-Maxwelliana en el análisis no-lineal [Gary et al., 1996]. Sin embargo, para inestabilidades conducidas por anisotropías térmicas se asume que las propiedades de tal inestabilidad, tal como la tasa de crecimiento, el rango de modos inestables, etc., están ampliamente determinadas por los momentos de la velocidad de bulto (i. e., las temperaturas perpendicular y paralela) de la distribución de protones; por lo que, se espera que la aproximación de distribuciones bi-Maxwellianas sea válida como una descripción a primer orden del sistema [Yoon y Seough, 2012].

Nombre	Conducida por	Tipo	Frecuencia	Máxima tasa de crecimiento	
				kr_{Lj}	k_{\perp}
Fire hose	$T_{\perp i} < T_{\parallel i}$	electromagnética	whistler magnetosónica	< 1	0
Espejo	$T_{\perp i} > T_{\parallel i}$	predominantemente electromagnética	$\omega = 0$	< 1	$> k_{\parallel}$
Ion ciclotrón	$T_{\perp i} > T_{\parallel i}$	electromagnética	$\omega \lesssim \Omega_{ci}$	$\lesssim 1$	0
Harris	$T_{\perp i} > T_{\parallel i}$	electrostática y electromagnética	$\omega < \Omega_{ci}$	< 1	$\sim k_{\parallel}$

Tabla 2.1: Propiedades de algunas inestabilidades conducidas por iones con funciones de distribución bi-Maxwellianas. *Tomada de [Gary et al., 1976].*

Algunas de las propiedades de cuatro inestabilidades conducidas por funciones de distribución bi-Maxwellianas son presentadas en la tabla 2.1.

Este tipo de inestabilidades se han observado en el viento solar, en la magnetósfera terrestre y en plasmas cometarios. El modo *ion ciclotrón* es un ejemplo de los modos afectados por inestabilidades que surgen de anisotropías en la temperatura ($T_{\perp j} \neq T_{\parallel j}$), con una tasa máxima de crecimiento en la dirección de propagación paralela al campo magnético de fondo. Las ondas ion ciclotrón, en un plasma formado por varias especies de iones, pueden tener múltiples modos; cada uno con una tasa de crecimiento dependiente de la anisotropía $T_{\perp j} \neq T_{\parallel j}$ y de la energía libre debida a los iones giro-resonantes de cada especie.

Cuando $T_{\perp j} > T_{\parallel j}$, tanto el modo ion ciclotrón como el modo tipo espejo pueden ser inestables, éstos últimos teniendo una tasa máxima de crecimiento en direcciones de propagación oblicuas al campo magnético de fondo.

Estos dos modos han sido observados de manera no-simultánea en el viento solar, en plasmas cometarios, en regiones cercanas a Io y en la magnetósfera de Saturno [Blanco-Cano et al., 2001b; Blanco-Cano, 2004; Leisner et al., 2006; Rodriguez-Martinez et al., 2010] y, como se muestra más adelante en este trabajo, dentro de

estructuras transitorias (NMs formando *eventos complejos*) que se propagan en el viento solar.

El hecho de siempre observar separadamente la presencia de las ondas ion ciclotrón y los modos espejo en los plasmas espaciales, indica una competencia entre ambos modos por la misma energía libre disponible localmente en el plasma [Yoon, 1992; Gary, 1992]. La Teoría Cinética Lineal predice que, para grandes anisotropías térmicas en los iones, la inestabilidad ion ciclotrón tiene una tasa de crecimiento mayor a la de la inestabilidad tipo espejo [Gary, 1992]. Sin embargo, las observaciones *in situ* de modos tipo espejo en plasmas espaciales con grandes anisotropías térmicas, son muy frecuentes [Winterhalter et al., 1994; Liu et al., 2006; Génot et al., 2009]. Se ha sugerido, por ejemplo, que un porcentaje de partículas alfa en el plasma (multiespecie) puede disminuir la tasa de crecimiento de la inestabilidad ion ciclotrón y favorecer el crecimiento de la inestabilidad espejo [Gary, 1993; Price et al., 1986]; ésto se debe a que las ondas ion ciclotrón debidas a cada especie del plasma crecen por resonancia con los iones, mientras que los modos tipo espejo son no-resonantes y su crecimiento sólo depende de la anisotropía en la temperatura integrada sobre todas las especies del plasma [Russell et al., 2006].

El parámetro β del plasma también juega un papel primordial en las tasas de crecimiento de estos dos modos: bajos valores de β dan preferencia a la excitacion de la inestabilidad ion ciclotrón, mientras que para valores altos de β la inestabilidad tipo espejo tiene una tasa de crecimiento mayor que la inestabilidad ion ciclotrón [Russell et al., 2006]. Algunas simulaciones y evidencias observacionales sobre la influencia del parámetro β en las tasas de crecimiento de los modos ion ciclotrón y tipo espejo, son presentadas por Gary et al. [1993] y Lacombe y Belmont [1995].

2.3.1. Ondas Ion Ciclotrón

Las ondas ion ciclotrón (OIC) son ondas polarizadas circularmente, con frecuencias en la vecindad de la frecuencia de ciclotrón de la especie de iones j más abundante y térmicamente anisotrópica del plasma. Estas ondas pertenecen a la misma *rama* de las ondas de Alfvén, pero son distintas pues estas últimas tienen frecuencias $\omega \ll \Omega_{cj}$. Las OIC pueden ser generadas por iones *asimilados* que son producidos por fotoionización o intercambio de carga, y que son acelerados por el campo eléctrico de un plasma magnetizado el cual fluye a través de un gas neutro [Jian et al., 2010]. Un ejemplo de OIC observadas por el satélite GALILEO, en una region cercana a Io el 7 de Diciembre de 1995, se muestra en la figura 2.2.

Para obtener la relacion de dispersion general, en el régimen de frecuencias $\omega \approx \Omega_{cj}$, de un plasma fuertemente magnetizado y no-colisional; se parte del sistema de ecuaciones Vlasov-Maxwell: 2.21 - 2.25. En este régimen de frecuencias, las longitudes de onda de interés son mucho más pequeñas que las escalas características del plasma; por lo que es válido hacer la aproximacion de ondas propagándose localmente en un plasma uniforme e infinito, el cual está inmerso en un campo magnético en la direccion z , es decir, $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{e}_z$. Las ondas de interés en esta seccion, son aquellas que se propagan paralelamente a la direccion del campo magnético.

Considerando que no hay campos eléctricos, gradientes espaciales, ni variaciones temporales; la funcion de distribucion de equilibrio, $f_j^{(0)}$ debe satisfacer:

$$B_0(\mathbf{v} \times \hat{e}_z) \cdot \frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.32)$$

Haciendo una transformacion en el espacio de velocidades a coordenadas cilíndricas y centrándolo alrededor del campo magnético de equilibrio: $v_x = v_\perp \cos\phi$, $v_y = v_\perp \sin\phi$, $v_z = v_\parallel$ (donde v_\perp y v_\parallel son las componentes perpendicular y paralela de la

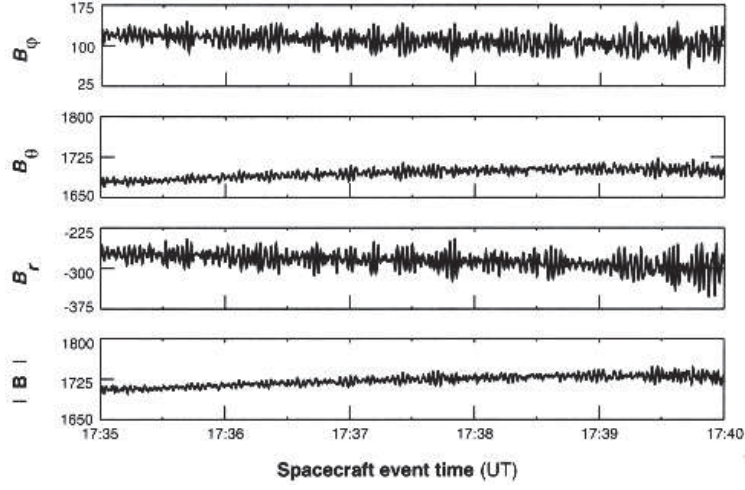


Figura 2.2: Ejemplo de OIC en plasmas espaciales. Observaciones de GALILEO en una region cerca de Io, realizadas el 7 de Diciembre de 1995. Los páneles de la figura muestra las componentes del campo magnético, en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) y la intensidad del campo magnético, $|B|$. Tomada de: [Kivelson et al., 1996].

velocidad respecto al campo magnético ambiente, respectivamente); la ecuacion 2.32 se reduce a $\partial f_j^{(0)}/\partial\phi = 0$.

Si ahora se permiten pequeñas fluctuaciones en el plasma, de la forma:

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_j^{(0)}(\mathbf{v}) + f_j^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_j^{(0)}(\mathbf{v}) + \delta f_j(\mathbf{v})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (2.33)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = 0 + \delta\mathbf{E}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (2.34)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = B_0\hat{e}_z + \delta\mathbf{B}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (2.35)$$

y se sustituyen en las ecuaciones 2.21 - 2.25; despreciando términos no-lineales en la perturbacion, el sistema de ecuaciones 2.21 - 2.25 puede ser reducido a la siguiente ecuacion matricial para las componentes del campo eléctrico:

$$[n^2\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta - \epsilon_{\alpha\beta}]\delta E_\beta = 0; \text{ con } \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (2.36)$$

donde $n_\alpha = ck_\alpha/\omega$, es el índice de refracción, y $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k)$ es el tensor dieléctrico, definido como sigue:

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) = \delta_{\alpha\beta} - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega} \int_0^\infty v_\perp dv_\perp \int_0^\infty dv_\parallel \int_0^{2\pi} d\phi v_\alpha L^{-1} \left[\frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial v_\beta} \left(1 - \frac{kv_\parallel}{\omega} \right) + v_\beta k \frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial v_\parallel} \right] \quad (2.37)$$

en esta expresion, el símbolo \sum_j denota la suma sobre todas las especies del plasma y $\omega_{pj} = \sqrt{\frac{n_j e^2}{\epsilon_0 m_j}}$ es la frecuencia del plasma para cada especie. Hay que notar que la funcion de distribucion de velocidades en equilibrio se normaliza a 1.

L^{-1} , en la ecuacion 2.37, es el operador inverso de la ecuacion linealizada de Vlasov, y está dada por la siguiente expresion:

$$L^{-1} = \frac{1}{\Omega_j} \exp\left(\frac{-i(kv_\parallel - \omega)\phi}{\Omega_j}\right) \cdot \int^\phi d\phi' \exp\left(\frac{i(kv_\parallel - \omega)\phi'}{\Omega_j}\right) \quad (2.38)$$

en donde Ω_j es la frecuencia de ciclotrón de cada especie.

La relacion de dispersion es simplemente:

$$\det(n^2 \delta_{\alpha\beta} - \epsilon_{\alpha\beta}) = 0 \quad (2.39)$$

Para propagacion paralela, este determinante se puede separar en dos partes. Una para oscilaciones longitudinales que involucran sólomente la componente z del campo eléctrico; y la otra para oscilaciones electromagnéticas transversales que involucran E_x y E_y . Si se asume que los modos están polarizados circularmente respecto al campo magnético, para que $E_x \pm iE_y$ sean variables independientes; entonces la relacion de dispersion se puede separar en dos modos, uno para cada polarizacion (L izquierda y R derecha):

$$n^2 = R; n^2 = L$$

$$\begin{pmatrix} R \\ L \end{pmatrix} = 1 - \pi \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega} \int_0^\infty v_\perp^2 dv_\perp \int_{-\infty}^\infty dv_\parallel \cdot \left[\frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial v_\perp} - \frac{k}{\omega} \left(v_\parallel \frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial v_\perp} - v_\perp \frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial v_\parallel} \right) \right] \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{kv_\parallel - \omega - \Omega_j} \\ \frac{1}{kv_\parallel - \omega + \Omega_j} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Como la funcion de distribucion de equilibrio $f_j^{(0)}$ es independiente del ángulo ϕ , fue conveniente eliminar el operador L^{-1} bajo la integracion respecto a ϕ antes de escribir la ecuacion 2.40. A bajas frecuencias, $\omega/\Omega_i \ll 1$, el modo para polarizacion derecha, $n^2 = R$, es el modo magnetosónico; y, en el régimen de frecuencias $\Omega_i \ll \omega < |\Omega_e|$, $n^2 = R$ corresponde al modo whistler. Cuando $\omega/\Omega_i \ll 1$, el modo para polarizacion izquierda, $n^2 = L$, es el modo anisotrópico de Alfvén; y además, cuando la frecuencia de la onda se aproxima a la frecuencia de ciclotrón de los iones ($\omega \approx \Omega_i$), $n^2 = L$ corresponde al modo ion ciclotrón.

Cuando la presion del plasma es mucho menor que la presion magnética, se puede hacer la aproximacion a un plasma frío, es decir, se puede sustituir en 2.40 lo siguiente:

$$f_j^{(0)} = \frac{1}{2\pi} \delta(v_\perp) \delta(v_\parallel) \quad (2.41)$$

donde se requiere:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty v_\perp dv_\perp \delta(v_\perp) \int_{-\infty}^\infty \delta(v_\parallel) dv_\parallel = 1 \quad (2.42)$$

Después de la sustitucion, el primer término de 2.40 puede ser integrado por partes; de lo que resulta $-1/\pi$. Los otros dos términos desaparecen en el caso de temperatura cero. Así, cuando la propagacion es paralela en el rango de frecuencias $\omega \approx \Omega_i$, el índice de refraccion para polarizacion izquierda se reduce a:

$$n^2 = L \approx \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i(\Omega_i - \omega)} \quad (2.43)$$

Para resonancia ciclotrón de los iones, la velocidad de resonancia está definida por:

$$|V_R| = \left| \frac{\omega - \Omega_i}{k} \right| \quad (2.44)$$

Usando la relacion 2.41, la condicion de resonancia para los iones puede ser escrita como:

$$E_R = \frac{1}{2} m_i V_R^2 = E_c \left(\frac{\Omega_i}{\omega} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i} \right)^3 \quad (2.45)$$

donde E_c es la energía magnética por partícula. Dependiendo de la fase de los iones resonantes respecto a la onda, ellas verán una fuerza de un signo o de otro; por lo que, éstas pueden acelerarse o desacelerarse. El crecimiento o amortiguamiento neto de la onda depende de los gradientes de velocidad, los cuales determinan si las partículas ganan o pierden energía.

Si se consideran sólo aquellas ondas que son resonantes con los iones energéticos de la cola de la funcion de distribucion, donde el número de partículas resonantes, y consecuentemente la tasa de crecimiento, son pequeños; tomando $\omega = \omega_r + i\gamma$ con ω_r y γ reales, y usando la relacion de Dirac; se puede estimar que:

$$\lim_{x \rightarrow +0} \frac{1}{(v_{\parallel} - \frac{\omega - \Omega_i}{k})} = \frac{P}{(v_{\parallel} - \frac{\omega - \Omega_i}{k})} + i\pi (\text{sign}(k)) \delta \left(v_{\parallel} - \frac{\omega - \Omega_i}{k} \right) \quad (2.46)$$

donde P denota la parte principal. Igualando las partes real e imaginaria de 2.40, despreciando los términos pequeños, y asumiendo que $n^2 \gg 1$, se encuentra que ω_r está dada por la ecuacion 2.43 y la tasa de crecimiento γ es:

$$\gamma = \frac{\pi \Omega_i}{2} \left(\frac{\Omega_i}{\omega} \right) \frac{(1 - \omega/\Omega_i)^2}{(1 - \omega/2\Omega_i)} \eta_i(V_R) \cdot \left[A_i(V_R) - \frac{1}{(\Omega_i/\omega) - 1} \right] \quad (2.47)$$

donde se ha definido:

$$\eta_i(V_R) = 2\pi \frac{\Omega_i - \omega}{k} \cdot \int_0^\infty v_\perp dv_\perp f_i^{(0)}(v_\perp, v_\parallel = V_R) \quad (2.48)$$

y

$$A_i(V_R) = \frac{\int_0^\infty v_\perp dv_\perp \left(v_\parallel \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial v_\perp} - v_\perp \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial v_\parallel} \right) \frac{v_\perp}{v_\parallel}}{2 \int_0^\infty v_\perp dv_\perp f_i^{(0)}} \Bigg|_{v_\parallel = V_R} = \frac{\int_0^\infty v_\perp dv_\perp \tan(\alpha) \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial \alpha}}{2 \int_0^\infty v_\perp dv_\perp f_i^{(0)}} \Bigg|_{v_\parallel = V_R} \quad (2.49)$$

donde $\alpha = \tan^{-1}(-v_\perp/v_\parallel)$ es el *ángulo de paso*.

$\eta_i(V_R)$ es la fracción de iones, de la distribución total de iones, que se encuentran en un rango $\Delta v_\parallel = (\omega - \Omega_i)/k = V_R$ alrededor de la resonancia de ciclotrón. $A_i(V_R)$ es una medida de la anisotropía del ángulo de paso, la cual depende sólo del gradiente de la función de distribución respecto al ángulo de paso a energía constante, $\partial f_i^{(0)}/\partial \alpha$.

Como $V_R < 0$, entonces $\partial f_i^{(0)}/\partial \alpha > 0$ implica que la distribución a energía constante aumenta hacia ángulos de paso menores. Esto es, hay más energía perpendicular que paralela. Para el caso particular de una distribución de velocidades bi-Maxwelliana con diferentes temperaturas para las velocidades perpendiculares y paralelas, A_i es independiente de V_R y se reduce a:

$$A_i(T_\perp, T_\parallel) = \frac{(T_\perp - T_\parallel)}{T_\parallel} \quad (2.50)$$

Como η_i es siempre positiva, las ondas serán necesariamente inestables cuando:

$$A_i(T_\perp, T_\parallel) > 0 \quad (2.51)$$

es decir, cuando $T_\perp > T_\parallel$. La tasa de crecimiento o amortiguamiento de estos modos, sin embargo, depende tanto de la anisotropía A_i como de la fracción de iones que son

resonantes η_i [Kennel y Petscheck, 1966]. Se ha encontrado que la tasa de crecimiento o amortiguamiento de estos modos también depende del parámetro β de los protones, así como de la contribucion de otras especies de iones, tal como partículas alfa y iones más pesados [Davidson y Ogden, 1975; Gomberoff, 1983; Gary, 1993; Blanco-Cano et al., 2001a].

En resumen; cuando $T_{i\perp} > T_{i\parallel}$ pueden surgir distintas inestabilidades en el plasma; bajo las condiciones de que el parámetro $\beta_p \lesssim 6$ y $T_e \sim T_p$ en un plasma formado por electrones (e) y protones (p), el modo con mayor tasa de crecimiento es la inestabilidad anisotrópica ion ciclotrón, cuya máxima tasa de crecimiento es alcanzada a $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = 0$ y tiene polarizacion circular izquierda (LH) a dicha direccion de propagacion. Para esta inestabilidad, los electrones son no-resonantes y los protones presentan resonancia ciclotrón; por lo que la tasa de crecimiento de la inestabilidad no depende de T_e/T_p [Kennel y Petscheck, 1966; Gary, 1993].

Por otro lado, la anisotropía térmica inversa o negativa ($A_i < 0$), es decir $T_{\parallel} > T_{\perp}$ en los iones, da lugar a la excitacion de ondas ion ciclotrón con polarizacion derecha (RH) a direcciones de propagacion paralelas al campo magnético [Kennel y Scarf, 1968; Farrugia et al., 1998; Dasso et al., 1999]. La tasa de crecimiento de estos modos, depende sensiblemente de varios parámetros: la β de los protones, la razón entre la temperatura de las partículas alfa y de los protones, la razón entre la densidad de las partículas alfa y de los protones η , y las anisotropías térmicas de los protones $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}}$ y de las partículas alfa $\frac{T_{\parallel \alpha}}{T_{\perp \alpha}}$ [Farrugia et al., 1998; Graton et al., 1998; Dasso et al., 1999, 2000, 2001, 2002, 2003]. En particular, esta inestabilidad depende fuertemente de la anisotropía térmica de las partículas alfa, un parámetro poco conocido en los plasmas espaciales [Graton et al., 1998; Dasso et al., 2002]. Sin embargo, entre esta serie de parámetros involucrados en la relación de dispersión de las OIC-RH, el parámetro β de los protones y la anisotropía térmica de los protones, son frecuentemente las propiedades más relevantes para la determinación del umbral de crecimiento de esta

inestabilidad [Dasso et al., 2003]. Para esta inestabilidad, al igual que la inestabilidad ion ciclotrón LH, los electrones son no-resonantes y por lo tanto, los cambios en T_e no afectan a la inestabilidad ion ciclotrón RH [Graton et al., 1998].

En la mayoría de los plasmas espaciales del Sistema Solar, en particular en el viento solar y en las magnetósferas planetarias, la anisotropía térmica positiva, $T_{\perp} > T_{\parallel}$, ha sido más frecuentemente observada que la anisotropía térmica negativa, $T_{\perp} < T_{\parallel}$ [Gary et al., 1976; Gary, 1992; Gary et al., 1993, 1996]. En cambio, si bien hay casos en que la condición $T_{\perp} > T_{\parallel}$ se cumple dentro de algunas eyeetas solares, estudios estadísticos han mostrado que varias EMCIs y NMs presentan anisotropías térmicas negativas en los protones, $T_{\perp p} < T_{\parallel p}$, con valores en el rango de 1 a 5 [Zwickl et al., 1983; Gosling et al., 1987; Galvin et al., 1987]. Por tal motivo, se espera que el crecimiento de ondas ion ciclotrón RH sea observado en plasmas constituyentes de EMCIs y NMs [Kennel y Scarf, 1968; Farrugia et al., 1998; Dasso et al., 2003].

La posibilidad de que las OIC-RH pudieran ser excitadas dentro de EMCIs y NMs fue considerada por primera vez en el trabajo de Farrugia et al. [1998]. En particular, un estudio paramétrico realizado por Dasso et al. [2003] sobre la influencia de las propiedades de los iones en la excitación de OIC-RH dentro de EMCIs y NMs, usando teoría cinética lineal para plasmas con diferentes regimenes paramétricos consistentes con los observados dentro de eyeetas solares², muestra que las OIC-RH pueden ser excitadas cuando $\beta_p > 0.5$ en plasmas con $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} \gtrsim 3$. Adicionalmente, ellos encontraron que la máxima tasa de crecimiento de la inestabilidad ion ciclotrón con polarización derecha aumentaba exponencialmente con el parámetro $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}}$.

²Galvin et al. [1987] reportaron valores promedio de concentraciones de partículas alfa de $\eta = 11\%$ en EMCI observadas en el año 1978 a la altura de la órbita de la Tierra; las NMs a veces presentan altos valores de η , por arriba de 8% , por ejemplo, en Octubre 18-19 1995 una NM mostró valores de $\eta \sim 15\%$. Gosling et al. [1987] encontraron que $\sim 40\%$ de las EMCI tienen β en el rango 0.25-1. Para NMs cuyo campo magnético total no es muy grande (e. g., $\sim 10nT$) y donde además, hay otra estructura transitoria interactuando con ellas, β aumenta como resultado de la interacción. En el trabajo de Farrugia [1998] se estudiaron 3 NMs seguidas por corrientes rápidas, las cuales presentaron valores de $\beta = 0.3 - 0.4$.

La derivacion de la relacion de dispersion y el análisis de la condicion de inestabilidad para el modo ion ciclotrón con polarizacion derecha, es similar al realizado previamente para el modo ion ciclotrón con polarizacion izquierda, y puede ser consultado en [Kennel y Scarf, 1968; Farrugia et al., 1998; Dasso et al., 2003], por mencionar algunos trabajos.

En el trabajo de Dasso et al. [2003] se encontró también que, para las OIC-RH, el rango de frecuencias inestables es usualmente seguido por una banda de amortiguamiento con tasas similares; por lo que, las ondas que crecen en alguna region de una EMCI/NM pueden ser amortiguadas en otra region, si los parámetros en cada una de las regiones son los apropiados. Las EMCIs/NMs son estructuras bastante no-uniformes y las variaciones del plasma/campo magnético de fondo pueden influir en la determinacion de las propiedades de las ondas y modificar las características de éstas. Además, mecanismos físicos de carácter no-lineal, pueden conducir a la saturacion de esta inestabilidad.

2.3.2. Modo tipo Espejo

La inestabilidad tipo espejo es una inestabilidad fundamental en los plasmas, la cual conduce a fluctuaciones en el campo magnético, que son compresivas y tienen frecuencia $\omega_r = 0$ en el marco de referencia del plasma [Hasegawa, 1969]. Tales fluctuaciones son modos linealmente polarizados, cuya tasa de crecimiento es máxima en direcciones de propagacion oblicuas al campo magnético de fondo.

El modo tipo espejo puede crecer, al igual que las ondas ion ciclotrón LH, por anisotropías térmicas positivas, $T_{\perp} > T_{\parallel}$ [Chandrasekhar et al., 1958; Barnes, 1966].

El modo tipo espejo puede ser abordado usando la aproximacion MHD. Sin embargo, se ha mostrado que un tratamiento cinético es más apropiado [Tajiri, 1967; Hasegawa, 1969; Southwood y Kivelson, 1993; Krauss-Varban y Omidi, 1994; Génot et al., 2001] ya que la física de la inestabilidad espejo involucra procesos de interaccion

onda-partícula. Cuando la inestabilidad espejo es descrita usando la aproximación MHD, se llega a que la condición de inestabilidad es:

$$\gamma^2 = -k_{\perp}^2 V_A^2 \left[1 + \beta_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \right] \quad (2.52)$$

donde V_A es la velocidad de Alfvén. La ecuación 2.52 indica que, cuando no se cumple la condición de inestabilidad, hay oscilaciones en el plasma ($\gamma^2 < 0$). La condición de inestabilidad 2.52 no es errónea; pero la implicación de que sus soluciones estables corresponden a movimientos oscilatorios, sí lo es. Por lo tanto, esta inestabilidad debe ser tratada con Teoría cinética.

En el rango de baja frecuencia (debajo de la frecuencia de ciclotrón de los iones), los plasmas con anisotropías térmicas positivas se comportan de tal manera que, la presión perpendicular δp_{\perp} responde en antifase a cambios compresivos de la intensidad del campo magnético δB ; esto es:

$$\delta p_{\perp} = 2p_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \frac{\delta B}{B} \quad (2.53)$$

(para una función de distribución bi-Maxwelliana) [Hasegawa, 1969]. La ecuación 2.53 indica que, cuando la temperatura perpendicular excede a la paralela, entonces la presión decrece conforme la intensidad del campo magnético y la presión del campo aumentan.

La perturbación en la presión de la ecuación 2.53 es proporcional a la presión no-perturbada y, en particular, si la presión no-perturbada del plasma es lo suficientemente grande, el sentido de la presión total producida por el cambio en la intensidad del campo magnético sería opuesto al cambio en la presión magnética producida por el cambio en el campo magnético. Para una función bi-Maxwelliana, la condición para esto es:

$$\delta p_{\perp} + \frac{B\delta B}{\mu_0} < 0 \quad (2.54)$$

Sustituyendo 2.54 en 2.53, se puede encontrar que, cuando la siguiente condicion se mantiene

$$1 + \beta_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) < 0 \quad (2.55)$$

la fuerza ejercida por la presion total (plasma + magnética) en la direccion transversal al campo disminuye cuando δB aumenta, y viceversa. La desigualdad 2.55 es la condicion de inestabilidad tipo espejo, y se satisface tanto para valores altos de β como para anisotropías térmicas positivas grandes; donde β es el cociente entre la presion térmica del plasma y la presion magnética.

La morfología de los modos tipo espejo, se ha observado como grandes fluctuaciones en la intensidad y, en algunas ocasiones, en las componentes del campo magnético, en forma de *hoyos* y *picos* consecutivos que pueden persistir durante largos períodos de tiempo; y, además, con una anti-correlacion entre las variaciones en la intensidad del campo magnético y las variaciones en la densidad del plasma [Erdős y Balogh, 1994; Winterhalter et al., 1994]. La interpretacion de la morfología observada en los modos espejo se ha ilustrado como un estado en el que el plasma alcanza una configuracion en el campo magnético, en donde se forman regiones con campo magnético más intenso que el valor ambiente y regiones con campo magnético menos intenso que el valor ambiente; usualmente con variaciones espaciales de forma sinusoidal (por ejemplo, ver la figura 23 del trabajo de Hasegawa [1975] y la figura 2.3 de esta seccion).

Con tal configuracion magnética generada por la inestabilidad, donde la densidad del plasma y el campo magnético son no-uniformes a lo largo de \mathbf{B}_0 , las partículas con diferentes ángulos de paso responden de diferentes maneras ya que la *fuerza de espejo magnético*, $\mu \nabla_{\parallel} |\mathbf{B}| = \mu \nabla_{\parallel} B$ es la que describe el movimiento paralelo del

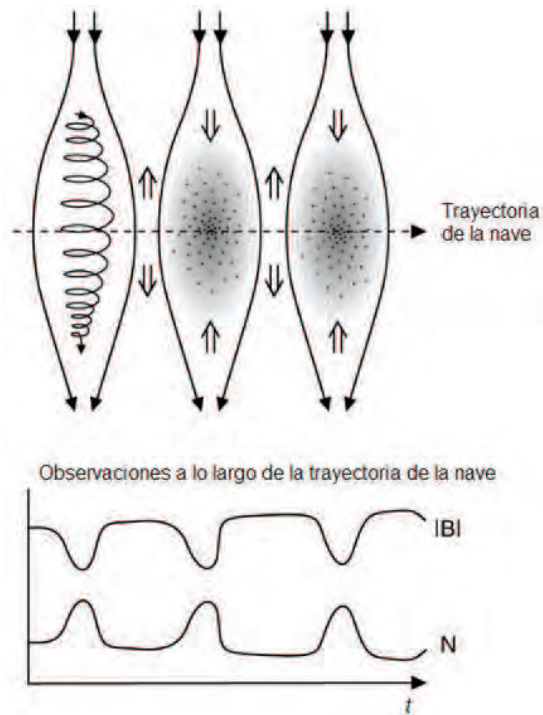


Figura 2.3: *[Ilustración de la estructura de los modos tipo espejo. El p nel superior muestra algunas partículas cargadas que son atrapadas por botellas magnéticas y la flecha con líneas punteadas indica la trayectoria de una nave a través de dicha estructura magnética. El p nel inferior muestra las mediciones del comportamiento temporal de la intensidad del campo magnético y de la densidad conforme una nave atraviesa estas estructuras a través de la trayectoria indicada en el p nel superior. Tomada y modificada de: [Huddleston et al., 1999].*

centro guía de las partículas. Las partículas con ángulo de paso pequeño viajarán a lo largo del campo magnético, desacelerándose cuando el campo magnético decrezca y acelerándose cuando alcancen el punto donde la intensidad del campo magnético es máxima. Este comportamiento hace que la densidad de partículas decrezca en las regiones donde el campo es intenso, y que aumente en las regiones donde el campo magnético es débil. Consecuentemente, se crea una poblacion de partículas atrapadas en una region limitada por máximos de campo magnético adyacentes.

La observacion de los modos tipo espejo en plasmas espaciales térmicamente anisotrópicos es muy frecuente [Winterhalter et al., 1994; Liu et al., 2006; Génot et al., 2009; Russell et al., 2009]. Los plasmas espaciales donde el calentamiento no-uniforme

y compresiones han tomado lugar, tal como las fundas de los choques, son excelentes fuentes de anisotropías térmicas. Los procesos de asimilación de masa, también pueden favorecer la existencia de anisotropías térmicas. El hecho de que los modos espejo han sido observados en tales plasmas de manera separada a las ondas ion ciclotrón LH (ver por ejemplo [Enriquez Rivera et al., 2013]), es un tema de investigación actual. Se ha sugerido, por ejemplo, que tanto la presencia de una componente de partículas alfa en el plasma, como valores altos en el parámetro β del plasma, podrían disminuir la tasa de crecimiento de las ondas ion ciclotrón LH [Gary, 1993; Southwood y Kivelson, 1993] y favorecer el crecimiento de los modos espejo.

Capítulo 3

ONDAS DENTRO DE NUBES MAGNÉTICAS ASOCIADAS A EVENTOS COMPLEJOS

En este capítulo se presenta la muestra de eventos complejos utilizada en este trabajo de investigación, los cuales fueron observados por las naves de la misión STEREO durante los años 2007-2011; y el criterio de identificación para las ondas ion ciclotrón (OIC) y los modos tipo espejo (MTE). Se describe detalladamente la macro y micro-estructura de 2 de los 17 eventos complejos de nuestra muestra. Se presentan también los resultados principales de dichas observaciones: las características de las OIC y los MTE observados dentro de 18 nubes magnéticas formando eventos complejos e impulsando ondas de choque, y las propiedades locales del plasma en donde dichos modos fueron observados.

3.1. MUESTRA DE EVENTOS COMPLEJOS Y CRITERIO DE IDENTIFICACIÓN DE OIC Y MTE

3.1.1. Muestra de Eventos Complejos

La lista de todos los eventos transitorios (EMCIs/NMs, RICs y choques interplanetarios) que han sido observados por las naves de la misión STEREO (las cuales orbitan a ~ 1 UA de distancia del Sol), desde el año de su lanzamiento (2006) hasta la actualidad, se encuentra disponible en la página web de STEREO: http://www-ssc.igpp.ucla.edu/forms/stereo/stereo_level_3.html [Jian et al., 2013].

Con base en esta lista, dentro del período de años 2007-2011, se identificaron 17 NMs formando eventos complejos y se seleccionaron 9 NMs aisladas, i. e. no-asociadas a eventos complejos, con la finalidad de hacer un estudio comparativo entre las microestructuras de estos dos tipos de eventos transitorios. En nuestra muestra, todos los eventos presentaron ondas de choque asociadas.

En la tabla 3.1 se muestran las propiedades de los eventos complejos seleccionados, formados por la interacción de una NM con otra estructura transitoria (una segunda NM, una RIC o una corriente rápida de viento solar). Las columnas de la tabla, de izquierda a derecha, proporcionan la siguiente información: (1) el tipo de estructuras transitorias interactuantes que dan lugar a la formación del evento complejo; (2) la hora y fecha, en tiempo universal (TU), a la cual el comienzo de la NM fue detectada por la nave; (3) la hora y fecha de término de la NM; (4) la hora y fecha a la cual se detectó la onda de choque; (5) la nave de STEREO que observó al evento; (6) el valor medio de la presión total durante la NM, en pico-Pascales; (7) la magnitud media del campo magnético medido en el interior de la NM, en nano-Teslas; (8) el valor medio

Tipo de Evento Complejo:	Comienzo NM (TU)	Término NM (TU)	Onda de choque (TU)	ST	P_T (pPa)	$ \mathbf{B} $ (nT)	\bar{v}_p (km/s)	\bar{T}_p ($\times 10^4 K$)	\bar{N}_p (cm^{-3})	$\bar{\beta}$	OIC(RH)/OIC(LH)/MTE
Interacción entre dos NMs	14:00 2009 08/30	08:28 2009 08/31	02:49 2009 08/30	STB 46	9	340	3.53	5	0.40	n/n/n	
	16:00 2009 08/31	15:00 2009 09/01	03:40 2009 08/31	STB 13	3	393	6.92	3	2.40	s/s/s	
NM embebida dentro de una RIC	22:50 2007 11/19	14:00 2007 11/20	13:49 2007 11/19	STB 128	12	434	6.29	16	0.82	s/s/s	
	12:10 2008 10/31	16:30 2008 10/31	03:25 2008 10/31	STA 100	15	375	3.47	8	0.29	n/n/s	
	21:49 2008 11/28	00:20 2008 11/29	16:44 2008 11/28	STA 196	17	360	5.24	28	0.78	n/n/n	
	10:00 2010 08/03	06:50 2010 08/04	05:01 2010 08/03	STB 334	11	639	37.90	5	0.13	s/s/s	
	02:46 2010 11/08	09:06 2010 11/09	19:05 2010 11/07	STB 115	16	398	3.48	4	0.10	n/n/n	
	01:00 2011 03/21	03:00 2011 03/22	17:17 2011 03/20	STB 61	9	408	5.17	10	2.67	n/n/s	
	22:00 2011 05/06	04:11 2011 05/07	11:33 2011 05/07	STA 109	13	431	5.19	14	0.54	s/n/n	
	07:40 2011 06/17	04:00 2011 06/18	13:49 2011 06/18	STB 118	16	524	7.77	6	0.24	n/s/n	
	06:14 2011 09/21	11:40 2011 09/21	01:27 2011 09/21	STB 49	10	417	18.14	1	0.13	n/s/n	
	07:00 2011 12/27	11:00 2011 12/28	23:51 2011 12/26	STB 83	12	365	5.19	10	0.74	n/n/n	
NM seguida por una corriente rápida	04:20 2007 05/22	22:00 2007 05/22	17:30 2007 05/22	STB 113	14	442	6.89	12	0.69	n/n/n	
	23:50 2007 08/25	16:00 2007 08/26	20:30 2007 08/25	STA 103	13	350	5.60	12	0.55	n/s/n	
	18:00 2008 06/06	12:32 2008 06/07	15:36 2008 06/06	STB 91	13	393	6.62	8	0.47	n/n/n	
	12:15 2010 02/05	02:00 2010 02/06	03:33 2010 02/05	STA 86	13	401	2.58	8	0.33	n/n/n	
	09:00 2011 03/09	14:00 2011 03/09	06:48 2011 03/09	STA 106	9	762	56.92	7	3.40	n/n/s	
	11:00 2011 07/23	11:45 2011 07/24	09:41 2011 07/23	STA 63	9	372	3.83	11	0.84	n/n/n	

Tabla 3.1: Muestra de eventos complejos y propiedades de las NMs asociadas. Observaciones de STEREO 2007-2011.

de la velocidad de los protones dentro de la NM, en km s^{-1} ; (9) la temperatura media de los protones dentro de la NM, en Kelvin; (10) la densidad media de los protones dentro de la NM, en cm^{-3} ; (11) el valor medio de la β del plasma dentro de la NM; y (12) las ondas/modos observados dentro de la NM (s \rightarrow sí; n \rightarrow no).

3.1.2. Criterio de identificación de ondas/modos

Se usaron los datos de las mediciones del campo magnético ($B_R, B_T, B_N, |\mathbf{B}|$) hechas por el instrumento IMPACT (ver apéndice A.1.1) para identificar las ondas/modos presentes dentro de las NMs seleccionadas; y los valores de los parámetros del plasma, conocidos a partir de las mediciones hechas por el instrumento PLASTIC (ver apéndice A.1.2), para estudiar las características del medio en donde las ondas/modos fueron observados.

Los datos de las mediciones del campo magnético hechas por el magnetómetro MAG del experimento IMPACT, están disponibles en una base de datos de la Universidad de California de Los Ángeles UCLA (http://aten.igpp.ucla.edu/forms/stereo/heliocentric_level1_magnetic_field.html) en el modo continuo con resoluciones de 1 Hz

y 8 Hz; y en el modo discontinuo con resolución de 32 Hz. Los datos con resolución de 32 Hz están disponibles sólo para intervalos de tiempo pequeños y selectos; por tal motivo, se usaron los datos de campo magnético con resolución de 8 Hz para estudiar las propiedades de las ondas/modos. El instrumento PLASTIC, el cual mide los valores de los parámetros del plasma (velocidad de bulto de los protones, densidad de protones, temperatura de protones, entropía, beta del plasma y presión total), opera con una resolución de 1 muestra por minuto.

A partir de una meticulosa inspección visual de los datos del campo magnético con resolución de 8 Hz, durante los intervalos correspondientes al paso de las NMs, se escogieron intervalos candidatos para realizar análisis de Fourier (ver apéndice [A.2.1](#)) y MVA (ver apéndice [A.2.2](#)). Después de aplicar el análisis de Fourier y MVA a los intervalos seleccionados, se identificaron ondas ión ciclotrón (OIC) y modos tipo espejo (MTE) en base a los siguientes criterios:

- Para las OIC se usó el criterio de identificación usado en [Jian et al. \[2010\]](#):
 1. La componente transversal del espectro de potencias, obtenido del análisis de Fourier, debe ser dominante sobre la componente compresiva del espectro de potencias.
 2. La frecuencia de la onda, ω , debe ser cercana a la frecuencia de giro-ciclotrón de los iones j dominantes, Ω_{cj} para que la resonancia ciclotrón sea posible.
 3. La dirección de propagación de la onda (dada por el vector de onda \mathbf{k}) debe ser cuasi-paralela a la dirección del campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 , es decir, el ángulo $\theta_{B_0k} \lesssim 20^\circ$.
 4. La polarización de las ondas debe ser casi circular, y el sentido de esta polarización puede ser hacia la izquierda (LH) o hacia la derecha (RH) respecto a la dirección del campo magnético \mathbf{B}_0 . Se utilizó el *análisis de*

cuadratura de la matriz de potencia espectral para determinar el sentido de la polarización de las OIC (rutina brindada por la UCLA). La matriz de potencia espectral es la matriz de varianza de las potencias cruzadas fuera de fase, y la matriz co-espectral es la matriz de varianza de la potencia en fase. La potencia en fase puede ser analizada de una manera totalmente análoga al análisis del eje principal de MVA para determinar la dirección de propagación del frente de onda (ver apéndice [A.2.2](#)); sin embargo, MVA no da información sobre el sentido de la polarización de la onda. [Means \[1972\]](#) encontró que la cuadratura de la matriz espectral, la cual es antisimétrica con traza igual a cero, da la dirección de propagación a partir de los tres elementos superiores de la derecha (o equivalentemente los tres elementos inferiores de la izquierda) de la matriz. Estos elementos de la matriz están compuestos de todas las potencias con polarización circular y tienen información sobre el sentido de la polarización. El valor de la elipticidad, ϵ , involucra un signo que puede ser usado para distinguir OIC-LH de OIC-RH (si $\epsilon < 0$ la rotación del vector de perturbación es en el sentido de las manecillas del reloj viendo al vector de campo magnético apuntar hacia nosotros, es decir LH; y si $\epsilon > 0$, entonces la rotación es contraria al sentido de las manecillas del reloj, es decir RH). Para que la onda sea considerada con polarización casi circular, el valor absoluto de la elipticidad debe ser mayor a 0.7, y el porcentaje de polarización debe ser mayor al 70 %, indicando que la razón señal a ruido es alta. Ver [[Means, 1972](#)] para más detalles.

- Para los MTE se usó el criterio de identificación usado en [Enriquez Rivera et al. \[2013\]](#) y en las referencias ahí citadas:

1. Los MTE pueden presentar localmente caídas (hoyos) y aumentos (picos) en la intensidad del campo magnético, u oscilaciones quasi-sinusoidales que crecen preferentemente en direcciones oblicuas a la dirección del campo magnético de fondo, con amplitudes relativamente grandes. Este criterio requiere que las amplitudes de las fluctuaciones del campo sean mayores al 20% del valor medio del campo magnético de fondo, es decir $\delta B/B_0 > 0.2$.
2. La componente compresiva del espectro de potencias, obtenido del análisis de Fourier, debe ser dominante sobre la componente transversal del espectro de potencias.
3. Los MTE son modos con polarización lineal o elíptica en la dirección de \mathbf{B}_0 : cuando $\lambda_{max}/\lambda_{int} > 2.5$, los MTE se consideran linealmente polarizados y, cuando $1 < \lambda_{max}/\lambda_{int} \ll \lambda_{int}/\lambda_{min}$ y $\lambda_{int}/\lambda_{min} > 3$, los MTE se consideran elípticamente polarizados; donde λ_{max} , λ_{int} y λ_{min} son los eigenvalores máximo, intermedio y mínimo de la matriz de covarianza del MVA, respectivamente.
4. Finalmente, como los MTE son fluctuaciones casi paralelas a \mathbf{B}_0 , la condición $\theta_{B_0i} < 20^\circ$ debe satisfacerse, donde θ_{B_0i} es el ángulo entre el máximo eigenvector de MVA y el campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 .

Los MTE también pueden ser identificados por la anti-correlación entre las fluctuaciones del campo magnético y las fluctuaciones de la densidad del plasma (ver figura 2.3 de la sección 2.3.2); desafortunadamente, la resolución de los parámetros del plasma medidos por el instrumento PLASTIC no nos permite observar tal anti-correlación.

3.2. CASOS DE ESTUDIO

3.2.1. CASO 1: Ondas/modos observados dentro de un evento formado por la interacción de 2 NMs

La figura 3.1(a) muestra las mediciones de los parámetros del plasma realizadas por el instrumento PLASTIC a bordo de la nave STEREO-B desde el día 2009-08-30 a las 00:00 TU hasta el día 2009-09-02 a las 00:00 TU; con resolución de una muestra por minuto. Los pánels de la figura, de arriba a abajo, son: la velocidad de los protones v_p (km s^{-1}), la densidad de los protones N_p ($\text{cm}^{-3} = 1/\text{cc}$), la temperatura de los protones T_p (K), la entropía, el parámetro β del plasma y, las presiones total [línea sólida] y magnética [línea discontinua] (pPa). La figura 3.1(b) muestra, para el mismo intervalo temporal, las componentes del campo magnético en coordenadas RTN¹ y la intensidad del campo magnético (nT); medidas por IMPACT a bordo de la misma nave, con resolución de 1 Hz.

Las líneas S1 en las figuras 3.1(a) y (b), indican una onda de choque frontal detectada el día 2009-08-30 a las 02:49 TU. Esta onda de choque se caracteriza por tener número de Mach magnetosónico: $M_{ms} = 1.34$, donde $M_{ms} = v_{oc}/v_{ms}$ con v_{oc} la velocidad de propagación de la onda de choque y v_{ms} la velocidad con que se propagan las ondas magnetosónicas en el medio. Debido a que el vector normal a la discontinuidad, \hat{n} , a lo largo de la trayectoria de la nave, forma un ángulo $\theta_{Bn} = 75.7^\circ$ con la dirección del campo magnético en la región río arriba; ésta se clasifica como una onda de choque quasi-perpendicular.

¹En el sistema de coordenadas HGRTN (con el origen situado en el centro del Sol), el eje R apunta desde el centro del Sol hacia la nave; el eje T es el producto cruz entre el eje rotacional del Sol y el eje R, y yace sobre el plano ecuatorial solar apuntando hacia el limbo Oeste; el eje N es el producto cruz de R y T, y es la proyección del eje de rotación del Sol. Para la nave STEREO-A, este sistema de coordenadas dinámico se denomina STAHRGN, mientras que para la nave STEREO-B se denomina STBHRGN. Cuando la nave es el origen del sistema de coordenadas, se denomina simplemente RTN.

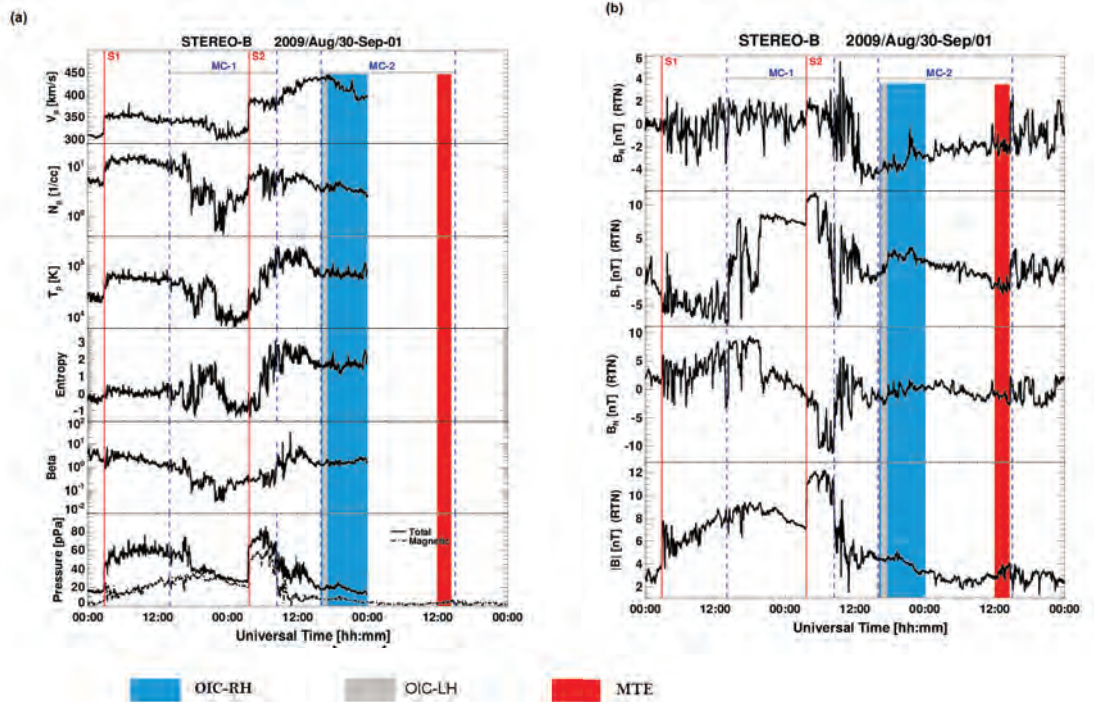


Figura 3.1: Evento formado por la interacción entre 2 NMs. (a): Parámetros del plasma medidos por PLASTIC durante el período 2009-08-30, 00:00 TU a 2009-09-02, 00:00 TU; los paneles, de arriba a abajo, son: la velocidad de los protones v_p (km s^{-1}), la densidad de los protones N_p ($\text{cm}^{-3} = 1/\text{cc}$), la temperatura de los protones T_p (K), la entropía, el parámetro β del plasma y, las presiones total [línea sólida] y magnética [línea discontinua] (pPa). (b): Componentes del campo magnético en coordenadas RTN e intensidad del campo magnético (nT), medidas por el magnetómetro de IMPACT durante el mismo intervalo temporal. Ambos instrumentos a bordo de la nave STEREO-B. Las regiones sombreadas de color azul, gris y rojo, muestran la localización de las OIC-RH, OIC-LH y MTE, respectivamente, que fueron observados a lo largo de la NM.

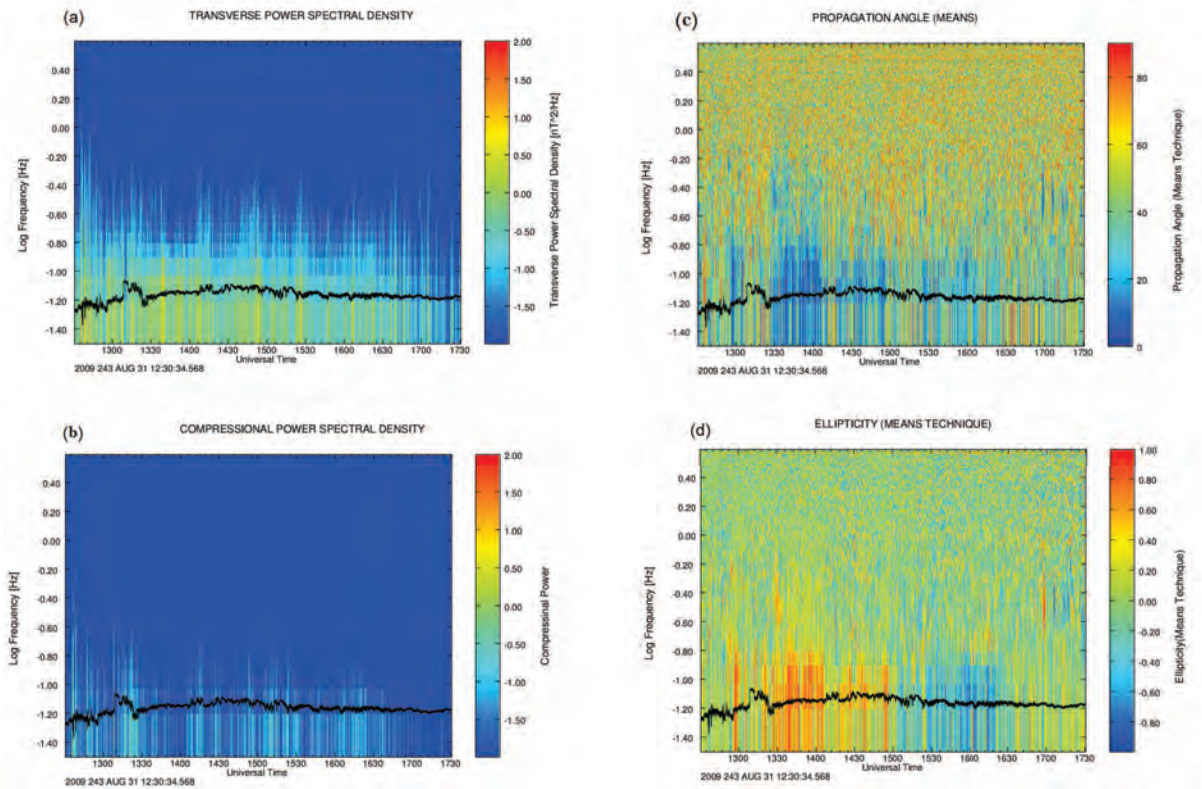


Figura 3.2: Espectros dinámicos por ~ 5 horas, mostrando las características de un intervalo con OIC-RH y OIC-LH observadas en la parte inicial de la segunda NM del evento complejo formado por la interacción entre 2 NMs (STEREO-B 2009/08/31): (a): Componente transversal de la densidad espectral de Fourier. (b): Componente compresiva de la densidad espectral de Fourier. (c): Ángulo de propagación de las ondas, obtenido con la Técnica de Means (ver sección 3.1.2). (d): Elipticidad de las ondas, obtenida con la Técnica de Means. La traza negra en los espectros indica el valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones; se puede observar que las frecuencias predominantes en estos espectros se encuentran en la vecindad de la frecuencia de ciclotrón de los protones (alrededor de ~ 0.1 Hz en todo el intervalo) y que contribuyen principalmente con una componente transversal.

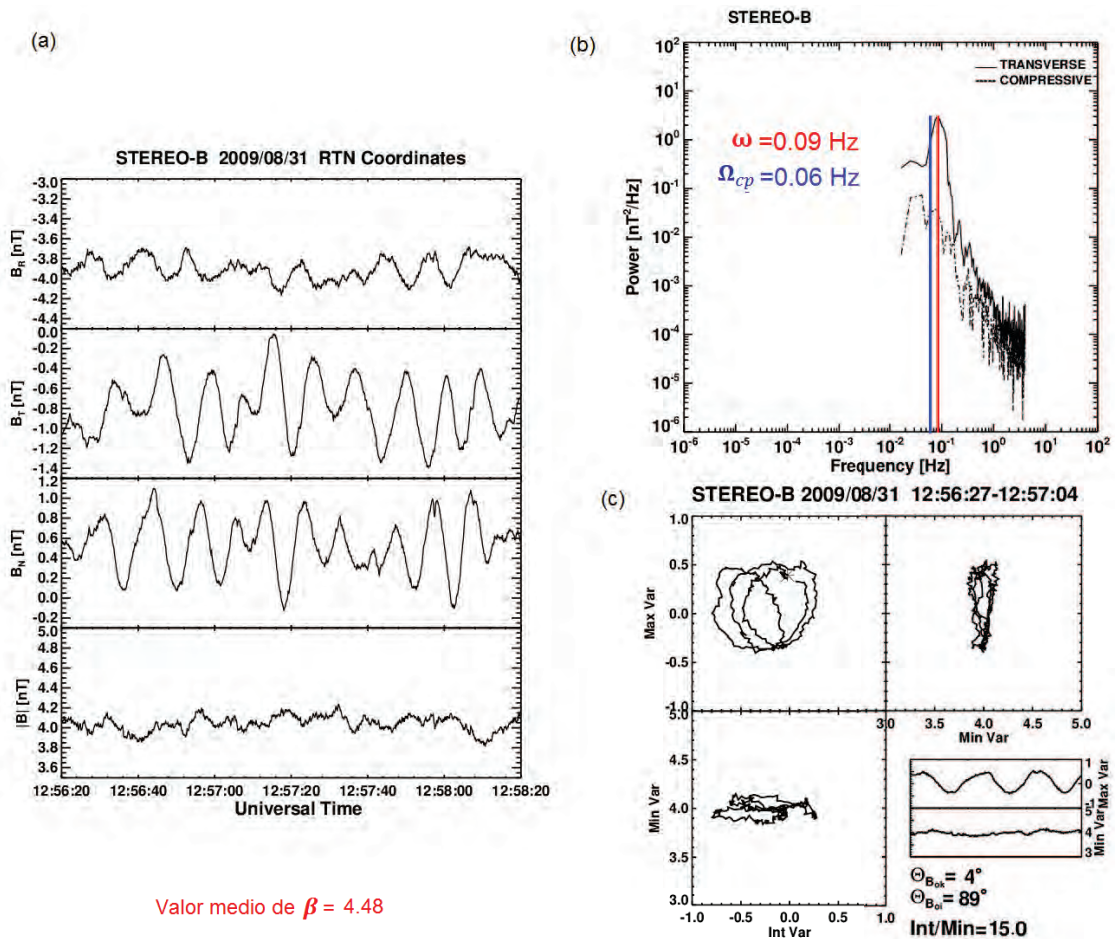


Figura 3.3: Ejemplo de OIC-RH transversales que fueron observadas dentro de la segunda NM del evento complejo formado por 2 NMs (STEREO-B 2009/08/31): (a): Componentes del campo magnético en coordenadas RTN y magnitud del campo magnético (nT) para un intervalo temporal de 2 minutos. (b): Espectro de potencias obtenido del análisis de Fourier para el mismo intervalo temporal; las líneas roja y azul muestran la frecuencia ω de la onda y el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones Ω_{cp} ; respectivamente. (c): Hodogramas obtenidos del MVA donde se muestra la variación del campo magnético a lo largo de los ejes principales de la matriz de covarianza.

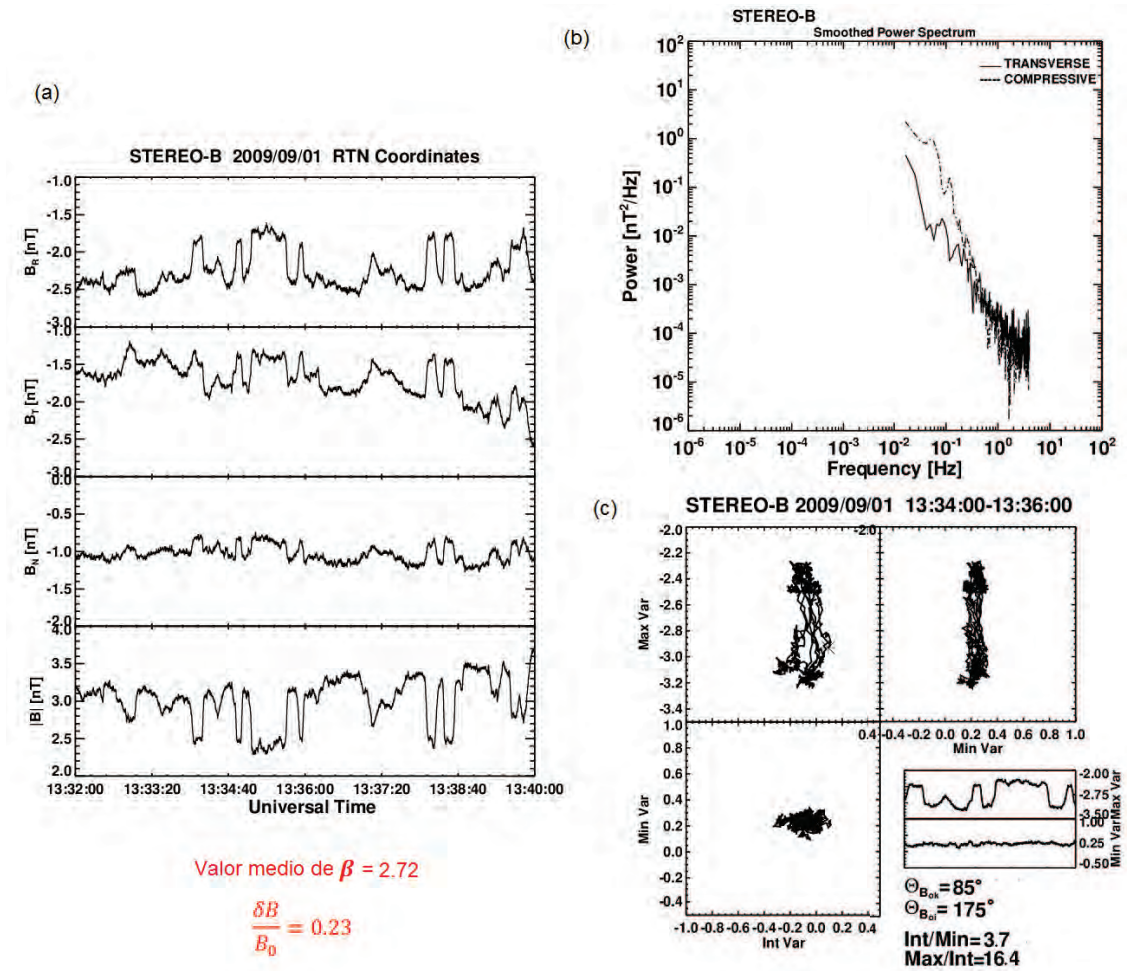


Figura 3.4: Ejemplo de MTE compresivos y con polarización lineal, observados en la parte final de la segunda NM del evento complejo formado por 2 NMs (STEREO-B 2009/09/01). Esta figura está en el mismo formato que la figura 3.3.

El intervalo encerrado por las primeras dos líneas discontinuas (MC1), corresponde al paso de una NM y presenta las siguientes características: la densidad y temperatura de los protones disminuyen como consecuencia de la continua expansión de la estructura de la NM; los valores del parámetro β del plasma, dentro de la NM, son bajos en comparación con los valores de β en el viento solar ambiente; la intensidad del campo magnético es alta comparada con los valores del campo en el viento solar ambiente; la componente B_N muestra una suave rotación debido a la presencia de

una cuerda de flujo característica de las NMs y su paso fue observado desde el día 2009-08-30 a las 14:00 TU hasta el día 2009-08-31 a las 08:28 TU.

En la misma figura también se puede observar, indicada por la línea S2 el día 2009-08-31 a las 03:40 TU, una segunda discontinuidad embebida dentro de la primer NM (MC1). Esta discontinuidad es una segunda onda de choque quasi-perpendicular, con $\theta_{Bn} = 85.8^\circ$ y número de Mach magnetosónico: $M_{ms} = 1.43$, y es impulsada por una segunda NM. Aunque hay un *gap* en los datos de los parámetros del plasma después del paso de la primera NM, se puede apreciar el paso de una segunda NM en los datos del campo magnético (suave rotación en las componentes B_R y B_T) desde el día 2009-08-31 a las 16:00 TU hasta el día 2009-09-01 a las 15:00 TU. El paso de la segunda NM², está indicado en la figura 3.1 por la región encerrada entre las dos últimas líneas discontinuas (MC2).

Este evento fue clasificado como un *evento complejo* formado por la interacción entre 2 NMs (ver diagrama 1.8) y es el único de este tipo en nuestra muestra de eventos complejos (ver tabla 3.1).

En la figura se indican, con recuadros sombreados de color azul, gris y rojo, las regiones del evento en donde se observó la presencia de OIC-RH, OIC-LH y MTE, respectivamente. Durante el paso de la primer NM, no se observaron ondas. Sin embargo, en la región correspondiente a la funda del segundo choque (región del plasma que se localiza entre el segundo choque y la segunda NM) y dentro de la segunda NM, se identificaron OIC con polarización RH durante varias horas y una pequeña porción poblada con OIC-LH propagándose casi paralelamente a la dirección del campo magnético de fondo ($\theta_{B_{0k}} \sim 3^\circ - 12^\circ (\pm 0.5^\circ)$); se observaron también MTE muy compresivos en la parte final de las segunda NM.

Para la región en la que las OIC fueron observadas, se construyeron los espectros dinámicos mostrados en la figura 3.2; éstos muestran: (a) la componente transversal

²Ambas eyectas fueron observadas por el coronógrafo COR2 a bordo de STEREO-A los días 2009-08-25 a las 10:39 TU y 2009-08-26 a las 06:54 TU; respectivamente.

de la densidad espectral de Fourier; (b) la componente compresiva de la densidad espectral de Fourier; (c) el ángulo de propagación de las ondas, obtenido con la Técnica de Means (ver sección 3.1.2); y (d) la elipticidad de las ondas, obtenida con la Técnica de Means. La traza negra en los espectros indica el valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones; se puede observar que las frecuencias predominantes en estos espectros se encuentran en la vecindad de la frecuencia de ciclotrón de los protones (alrededor de ~ 0.1 Hz en todo el intervalo) y que contribuyen principalmente con una componente transversal: comparando las figuras 3.2(a) y 3.2(b), se puede ver que la contribución de la componente compresiva de la densidad espectral de potencias es muy pequeña en el rango de las frecuencias dominantes en el espectro. En la figura 3.2(c), se puede ver que el ángulo de propagación de las ondas, respecto a la dirección del campo magnético de fondo, es muy pequeño, con valores menores a 20° , indicando propagación casi paralela al campo magnético de fondo. En la figura 3.2(d) se puede ver que los valores de la elipticidad son positivos para frecuencias cercanas a 0.1 Hz (desde las 12:30 TU hasta las 15:00 TU), con valor absoluto $|\epsilon| \sim 1$; indicando que las OIC tienen una polarización casi circular con sentido hacia la derecha, es decir, polarización RH. A partir de las 15:00 TU hasta las 17:00 TU, los valores de la elipticidad se vuelven negativos para frecuencias cercanas a 0.1 Hz, lo cual indica que la polarización de las OIC, para dicho intervalo de la NM, es circular hacia la izquierda (LH).

Una porción de la región de interacción poblada por OIC-RH, se muestra en la figura 3.3: (a) muestra las componentes del campo magnético en coordenadas RTN y la intensidad del campo magnético en nT para un intervalo de 2 minutos; (b) el espectro de potencias del análisis de Fourier muestra que estas OIC tienen una componente transversal dominante, con un pico que sobresale [línea roja] y que representa a la frecuencia de la onda: $\omega \sim 0.09$ Hz; en la figura también se indica el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones $\Omega_{cp} \sim 0.06$ Hz [línea azul] ;

(c) hodogramas obtenidos de MVA que muestran la variación del campo magnético a lo largo de los ejes principales de la matriz de covarianza y la propagación cuasiparalela de estas fluctuaciones, $\theta_{B_0k} = 4^\circ$, respecto a la dirección del campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 .

La figura 3.4 muestra una porción de la parte final de la segunda NM de este mismo evento, en el mismo formato de la figura 3.3. En la figura, se pueden observar fluctuaciones en forma de hoyos y picos en el p anel de la intensidad del campo magnético, firmas que corresponden a MTE. Estos MTE están linealmente polarizados ($\lambda_{max}/\lambda_{int} \sim 16.4 > 2.5$), presentan una componente predominantemente compresiva en el espectro de potencias y forman un ángulo $\theta_{B_0k} \sim 85^\circ$. El  ngulo entre el máximo eigenvector y la dirección del campo magnético de fondo es $\theta_{B_0i} \sim 5^\circ$, y tienen una amplitud normalizada $\delta B/B_0 \sim 0.23$.

3.2.2. CASO 2: Ondas/modos observados dentro de un evento formado por la interacción entre una NM y una RIC

La figura 3.5 tiene el mismo formato que la figura 3.1, y corresponde a las mediciones hechas por los instrumentos a bordo de STEREO-B desde el día 2007-11-19 a las 06:00 TU hasta el día 2007-11-21 a las 00:00 TU. Los datos de los parámetros del plasma (figura 3.5a) muestran una transición gradual de una corriente inicialmente lenta ($\sim 320 \text{ km s}^{-1}$) a una corriente rápida ($\sim 700 \text{ km s}^{-1}$) de viento solar.

La recta vertical sólida corresponde al día 2007-11-19 a las 13:49 TU e indica el paso de una onda de choque frontal y cuasi-perpendicular ³, con $\theta_{Bn} = 62^\circ$ y $M_{ms} = 1.84$.

Las rectas discontinuas (día 2007-11-19 a las 22:50 y día 2007-11-20 a las 14:00; respectivamente) encierran el paso de una NM, pues en dicha región: la temperatura de los protones y los valores del parámetro β del plasma son menores que en el viento solar ambiente; la intensidad del campo magnético es mayor que en el viento solar ambiente; y, las componentes del campo magnético presentan una suave rotación.

Dicha NM aparece incrustada dentro de una región de compresión, donde la presión y la intensidad del campo magnético aumentan; esta región separa a la corriente lenta de la corriente rápida, es decir, tiene las firmas características de una interface de corrientes (ver sección 1.2.1).

Este evento fue clasificado como un *evento complejo* formado por la interacción entre una NM y una RIC (ver diagrama 1.9) y en nuestra muestra encontramos 10 eventos de este tipo (ver tabla 3.1).

Como resultado de la interacción de la NM con la corriente rápida de la RIC, la parte trasera de la NM (desde \sim las 6:00 del 2007-11-20, hasta que termina el paso de la NM) tiene valores de v_p y T_p mayores que en la parte delantera de la NM. Asimismo,

³La onda de choque frontal ocurrió ~ 9 horas antes del comienzo de la NM, y su origen puede atribuirse a la fuerza combinada de la NM y la RIC.

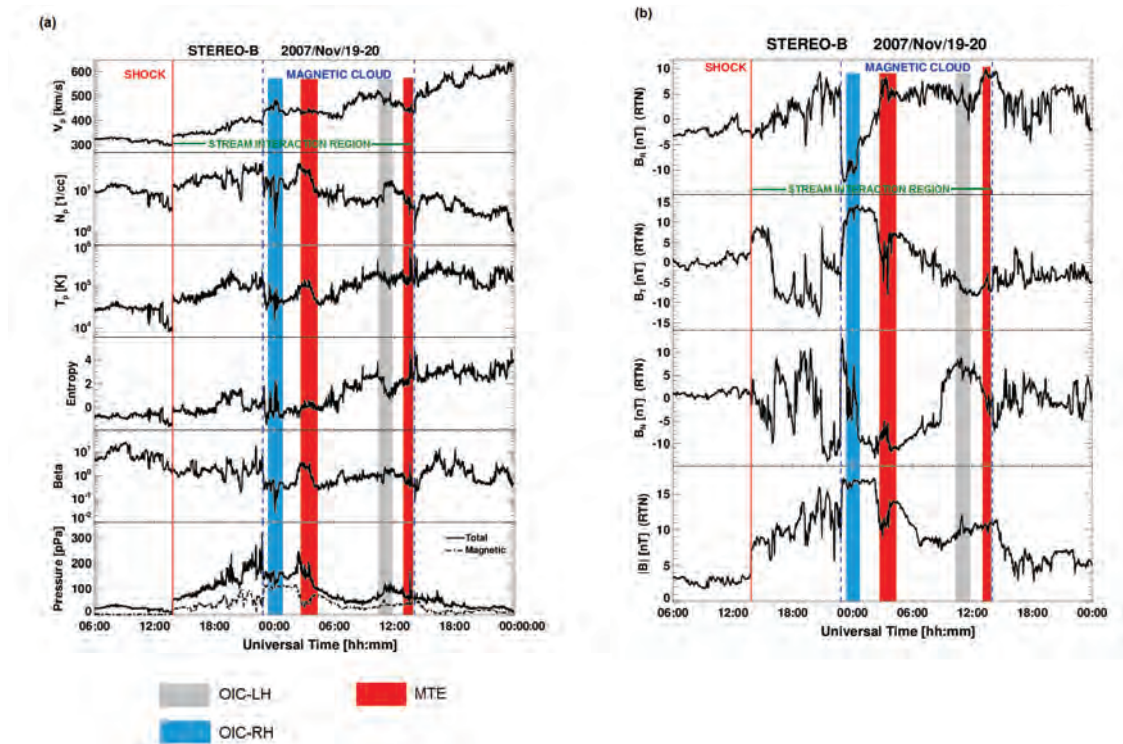


Figura 3.5: Evento formado por la interacción entre una NM y una RIC. Datos de STEREO-B desde el día 2007-11-19 a las 06:00 TU hasta el día 2007-11-21 a las 00:00 TU. Mismo formato que la figura 3.1.

la presión total del plasma y la densidad de protones, aumentan ligeramente al final de la NM.

En la región correspondiente al paso de la NM, se observaron OIC polarizadas LH, OIC polarizadas RH y MTE. La localización de estas ondas/modos dentro del evento, está indicada con regiones sombreadas en color gris, azul y rojo, respectivamente, en la figura 3.5. Las OIC observadas en este evento se caracterizan por ser transversales y por propagarse casi paralelamente a la dirección del campo magnético de fondo, $\theta_{B_0k} \sim 4^\circ - 10^\circ (\pm 0.5^\circ)$. Los MTE presentaron una componente muy compresiva en el espectro de potencias.

Para la parte final de la NM, se construyeron los espectros dinámicos mostrados en la figura 3.6 los cuales se muestran con el mismo formato que la figura 3.2 e incluyen las características de OIC-LH (~ 0.2 Hz a partir de las 10:35 TU hasta las 12:30

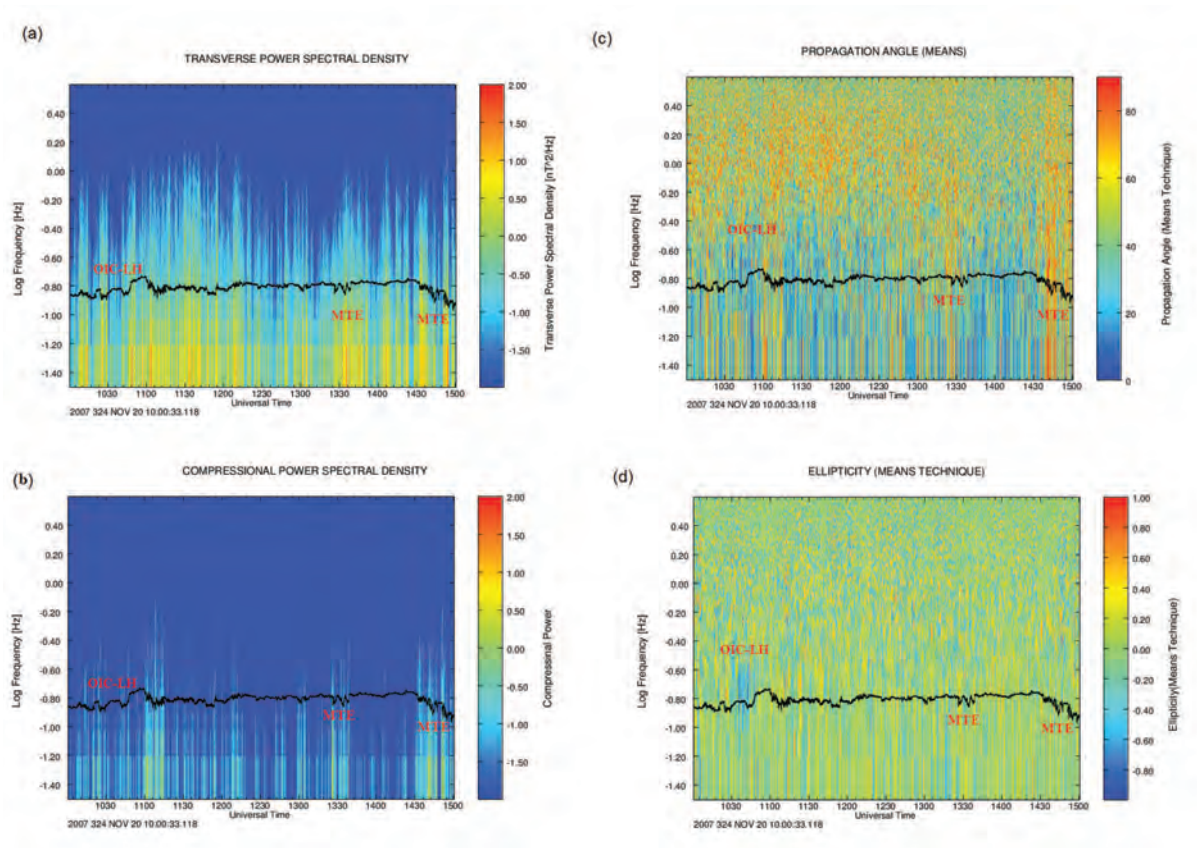


Figura 3.6: Espectros dinámicos por ~ 5 horas, mostrando las características de un intervalo con OIC-LH y MTE observados en la parte final de una NM embebida en una RIC (STEREO-B 2007/11/20): mismo formato que la figura 3.2.

TU) y MTE (\sim a las 13:30 y 15:00 TU). Comparando los espectros 3.6(a) y 3.6(b) se puede observar que las OIC-LH fueron muy transversales; y que la contribución de la componente compresiva de la densidad espectral de potencias fue alta para los MTE y casi nula para las OIC-LH. El espectro en la figura 3.6(c) muestra que las OIC-LH se propagan casi paralelamente a la dirección del campo magnético y que las fluctuaciones del campo magnético asociadas a los MTE crecieron en direcciones casi perpendiculares al campo magnético de fondo. El espectro en la figura 3.6(d) muestra valores negativos de ϵ , con $|\epsilon| \approx 1$, en la región correspondiente a las OIC; este hecho indica que tales ondas están polarizadas circularmente hacia la izquierda, es decir, son OIC-LH.

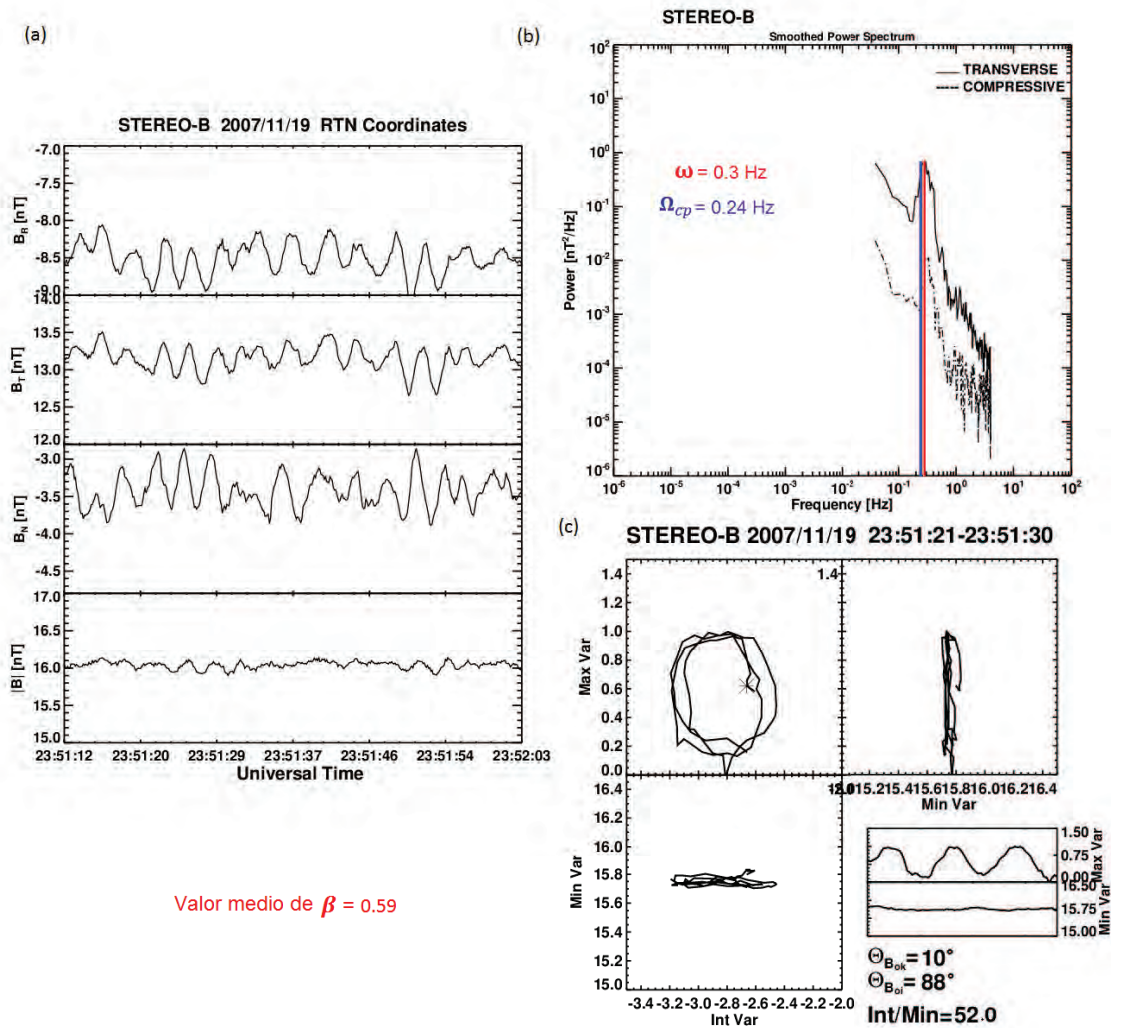


Figura 3.7: Ejemplo de OIC-RH transversales observadas dentro de la NM del evento complejo formado por una NM embebida dentro de una RIC (STEREO-B 2007/11/19). Mismo formato que la figura 3.3.

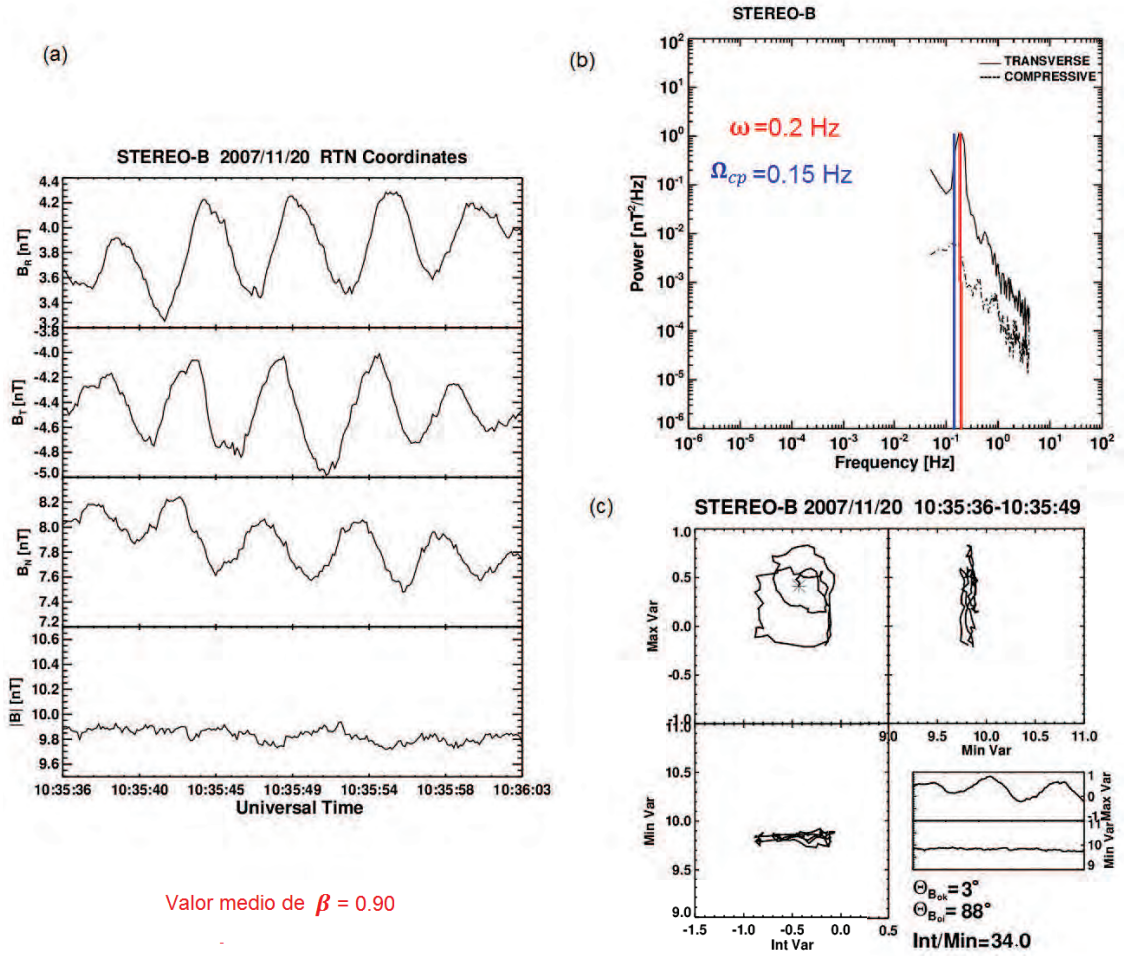


Figura 3.8: Ejemplo de OIC-LH transversales observadas dentro de la NM del evento complejo formado por una NM embebida dentro de una RIC (STEREO-B 2007/11/20). Mismo formato que la figura 3.3.

Las figuras 3.7 y 3.8 muestran ejemplos de intervalos con OIC observadas dentro de la NM y polarizadas casi circularmente RH y LH, respectivamente. Ambas figuras están en el mismo formato que la figura 3.3 y muestran fluctuaciones transversales que se propagan casi paralelamente a la dirección del campo magnético ambiente $\theta_{B_{0k}} = 10^\circ$ y 3° , respectivamente. Las OIC mostradas en la figura 3.7 tienen una frecuencia $\omega = 0.3$ Hz y el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones, en la región en donde se observaron las ondas, es $\Omega_{cp} \sim 0.24$ Hz. La frecuencia de las OIC de la figura 3.8 es $\omega = 0.2$ Hz; y en esta región $\Omega_{cp} \sim 0.15$ Hz.

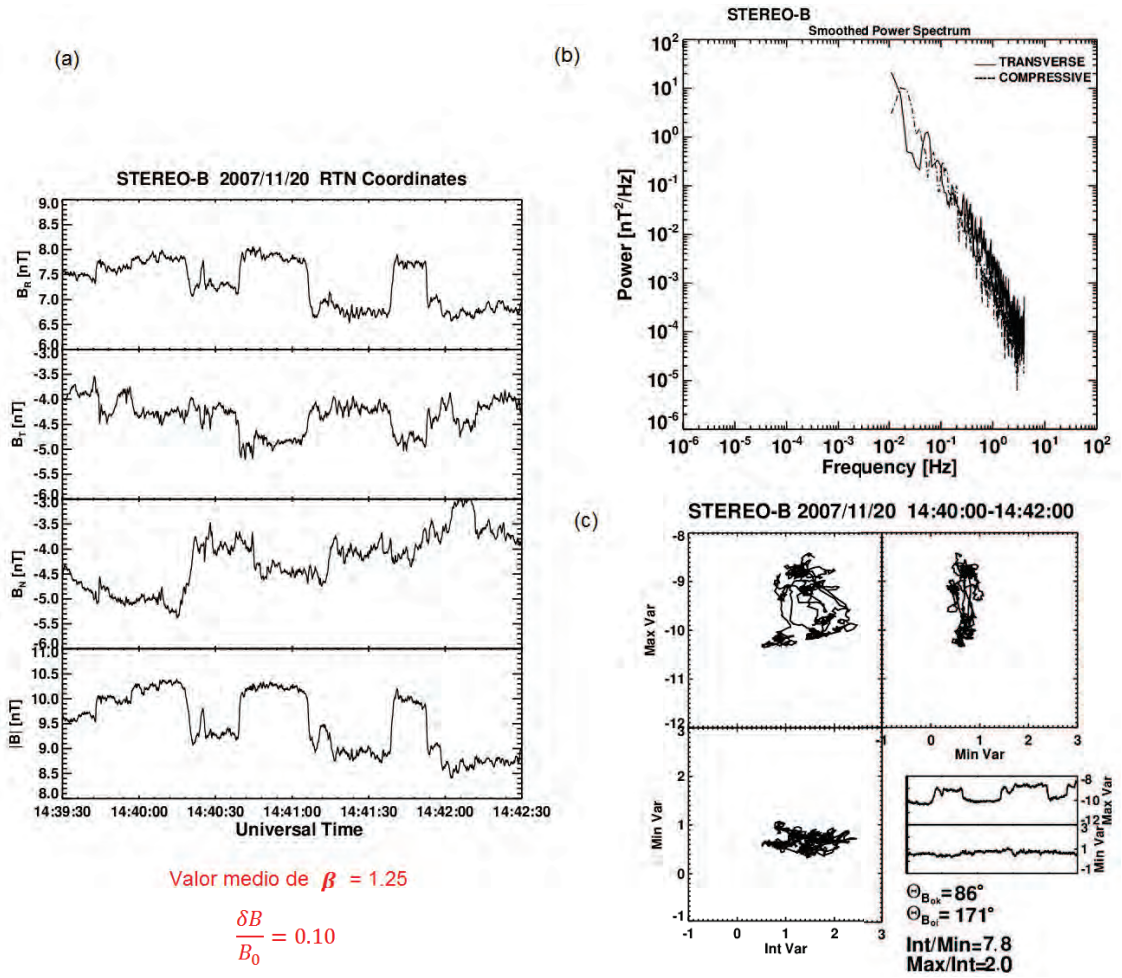


Figura 3.9: Ejemplo de MTE compresivos y con polarización elíptica, observados en la parte final de la NM (STEREO-B 2007/11/20). Mismo formato que la figura 3.3.

La figura 3.9 muestra una porción de los MTE que fueron observados en la parte final de la NM. Estos MTE están polarizados elípticamente ($1 < \lambda_{max}/\lambda_{int} \sim 2 \ll \lambda_{int}/\lambda_{min} \sim 7.7$ y $\lambda_{int}/\lambda_{min} > 3$) y presentan una componente predominantemente compresiva en el espectro de potencias de Fourier. El ángulo entre el máximo eigenvector y la dirección del campo magnético ambiente, para este modo, es $\theta_{B_{0i}} \sim 10^\circ$, es decir, que las fluctuaciones del campo magnético son casi paralelas a \mathbf{B}_0 ; la amplitud normalizada de los MTE de esta región fue $\delta B/B_0 \sim 0.1$ y el ángulo $\theta_{B_{0k}} \sim 85^\circ$.

3.3. RESULTADOS

3.3.1. Micro-estructura de las NMs asociadas a eventos complejos (OIC-LH, OIC-RH y MTE)

En este trabajo se han estudiado, por primera vez, las principales características de las ondas presentes dentro de NMs asociadas a eventos complejos y las propiedades locales del plasma en las regiones en donde las ondas son observadas.

En la tabla 3.2 se presentan las características de las OIC observadas dentro de las 18 NMs asociadas a eventos complejos de nuestra muestra (ver tabla 3.1). Las columnas de la tabla, de izquierda a derecha, proporcionan la siguiente información: (1) el sentido de la polarización de las OIC en el marco de referencia de la nave: RH= polarización de mano derecha, LH= polarización de mano izquierda; (2) el porcentaje de polarización; (3) el valor de la elipticidad; (4) la frecuencia ω (Hz) de la onda, medida en el marco de referencia de la nave (en algunos casos se presenta más de un valor de ω debido a que el espectro de Fourier correspondiente a la onda, mostró más de un pico predominante, por lo que podría haber interferencia entre ondas de tales frecuencias); (5) la potencia de la onda, P (nT²/ Hz), obtenida del análisis de Fourier; (6) la amplitud normalizada de las ondas, $\delta B/B_0$; (7) el ángulo θ_{B_0k} (°) entre la dirección de propagación de la onda y la dirección del campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 ; (8) el ángulo θ_{B_0i} (°) entre el máximo eigenvector de la matriz de covarianza de MVA y la dirección del campo magnético de fondo, \mathbf{B}_0 ; (9) la razón entre las magnitudes de los eigenvalores intermedio y mínimo de la matriz de covarianza de MVA, $\lambda_{int}/\lambda_{min}$; (10) el valor medio de la presión total que se midió en la región donde las OIC fueron observadas, en pico-Pascales; (11) la magnitud media del campo magnético dentro del mismo intervalo, en nano-Teslas; (12) el valor medio local de la velocidad de los protones, en km s⁻¹; (13) la temperatura media local de los protones, en Kelvin; (14)

OIC-	% pol.	elipt.	ω (Hz)	P ($\frac{nT^2}{Hz}$)	$\frac{\delta B}{B_0}$	θ_{B_0k} ($\pm 0.5^\circ$)	θ_{B_0i} ($\pm 0.5^\circ$)	$\frac{\lambda_{int}}{\lambda_{min}}$	\bar{P}_T (pPa)	$ \bar{\mathbf{B}} $ (nT)	\bar{v}_p (km/s)	\bar{T}_p ($\times 10^4 K$)	\bar{N}_p (1/cc)	$\bar{\beta}$	Ω_{cp} (Hz)	Loc.
RH	90.4	0.89	0.09	3.0	0.07	4	89	15	36	4.0	419	18.7	6	4.48	0.06	a
RH	81.83	0.70	0.08	0.7	0.06	7	89	26	42	4.2	425	18.6	7	4.62	0.06	a
RH	89.92	0.86	0.07	3.0	0.09	3	92	21	34	4.7	432	15.0	6	2.86	0.07	a
RH	82.19	0.88	0.08	3.0	0.05	7	89	18	26	4.7	435	10.1	5	2.01	0.07	a
RH	82.84	0.90	0.07	1.0	0.07	7	90	31	30	4.6	434	12.7	5	2.14	0.07	a
RH	78.54	0.89	0.08	1.0	0.05	8	88	7	26	5.1	436	9.1	5	1.51	0.08	a
RH	91.92	0.80	0.07	2.0	0.09	12	102	7	22	4.9	439	7.6	4	1.35	0.07	a
RH	90.09	0.94	0.07, 0.33	0.1	0.03	9	83	9	20	4.4	434	7.7	4	1.57	0.07	a
RH	96.48	0.91	0.06, 0.41	0.1	0.03	5	95	14	13	3.2	388	5.9	3	2.07	0.05	b
RH	87.60	0.79	0.25	1.0	0.03	10	98	5	134	16.8	693	22.1	3	0.13	0.26	a
RH	84.48	0.85	0.28	4.0	0.05	5	95	17	146	13.1	684	71.7	6	1.19	0.20	b
LH	96.04	-0.87	0.2	1.0	0.02	3	92	33	81	12.5	716	51.7	2	0.29	0.19	b
RH	98.08	0.96	0.25, 0.46	0.1	0.01	2	88	14	43	8.6	446	3.1	6	0.45	0.13	a
RH	96.32	0.99	0.2, 0.5	0.1	0.02	5	85	7	109	13.8	423	4.6	13	0.44	0.21	b
RH	95.31	0.91	0.25	0.1	0.01	1	90	37	113	13.6	421	5.6	14	0.55	0.21	b
RH	91.78	0.98	0.22	0.2	0.01	11	81	13	127	14.7	421	4.2	16	0.49	0.22	b
RH	91.00	0.91	0.2, 0.5	100	0.10	2	89	7	141	13.0	469	29.3	10	1.33	0.20	d
LH	75.70	-0.70	0.26	0.2	0.02	2	89	14	103	14.3	513	13.6	5	0.26	0.22	c
LH	75.93	-0.78	0.28	0.2	0.01	2	92	18	99	14.0	499	12.2	5	0.24	0.21	c
LH	88.52	-0.89	0.28	0.6	0.01	1	89	37	103	14.1	507	14.5	6	0.29	0.22	d
LH	80.10	-0.89	0.25	2.0	0.02	3	90	51	96	13.8	508	13.8	5	0.21	0.21	d
LH	71.24	-0.77	0.27	0.1	0.01	8	98	23	60	11.6	418	17.9	2	0.13	0.18	a
LH	90.43	-0.93	0.29	0.7	0.01	2	92	60	57	11.5	425	18.8	1	0.08	0.18	b
LH	96.95	-0.93	0.24	1.0	0.01	1	91	90	56	11.4	426	16.4	1	0.07	0.17	b
LH	88.00	-0.88	0.23	0.4	0.01	5	95	31	55	11.4	423	17.4	1	0.06	0.17	b
LH	95.87	-0.98	0.26	1.0	0.02	2	89	44	54	11.3	423	16.7	1	0.06	0.17	b
LH	76.73	-0.81	0.27	0.1	0.01	6	84	23	52	11.1	422	13.9	1	0.06	0.17	b
LH	81.16	-0.89	0.28	0.2	0.01	3	90	25	52	11.0	425	16.2	1	0.08	0.17	b
LH	97.60	-0.89	0.25	0.3	0.01	2	92	52	48	10.3	428	23.5	1	0.12	0.16	c
LH	96.00	-0.96	0.3	0.1	0.01	4	86	20	45	10.3	428	20.3	1	0.07	0.16	c
LH	95.09	-0.89	0.25	0.7	0.01	2	92	110	48	10.2	426	34.2	1	0.13	0.16	c
LH	95.00	-0.95	0.2	0.5	0.02	1	91	33	38	9.5	417	19.7	1	0.09	0.15	d
RH	92.30	0.92	0.3	0.4	0.01	10	88	52	161	16.0	452	4.9	22	0.59	0.24	a
LH	98.99	-0.95	0.19	1.0	0.01	3	88	34	74	9.8	509	16.9	8	0.90	0.15	c
LH	98.54	-0.93	0.3	0.2	0.02	14	104	5	109	13.0	359	8.57	13	0.58	0.20	c
LH	95.00	-0.95	0.2	0.1	0.01	13	85	3	105	12.8	358	8.29	12	0.62	0.19	c

Tabla 3.2: Características de las OIC observadas dentro de las NMs asociadas a *eventos complejos* de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, en la región en donde las OIC fueron observadas.

polarización	P ($\frac{nT^2}{Hz}$)	$\frac{\delta B}{B_0}$	θ_{B_0k} ($\pm 0.5^\circ$)	θ_{B_0i} ($\pm 0.5^\circ$)	$\frac{\lambda_{int}}{\lambda_{min}}$	$\frac{\lambda_{max}}{\lambda_{int}}$	\bar{P}_T (pPa)	$ \bar{\mathbf{B}} $ (nT)	\bar{v}_p (km/s)	\bar{T}_p ($\times 10^4 K$)	\bar{N}_p (1/cc)	$\bar{\beta}$	Loc.
lineal	3	0.23	85	5	3.7	16.4	11	3.0	395	6.8	3	2.72	d
elíptica	0.6	0.26	90	12	8.0	1.5	316	9.0	399	11.1	77	9.16	a
lineal	100	0.35	88	12	3.9	3.7	90	7.7	678	35.7	9	2.83	d
lineal	3	0.68	82	8	2.2	9.7	81	1.8	386	9.0	24	55.98	b
lineal	6	0.28	90	18	1.6	3.0	157	11.6	438	10.5	31	2.51	a
lineal	2	0.28	86	6	3.0	2.6	80	10.2	456	17.0	8	0.83	b
elíptica	100	0.10	86	9	7.8	2.0	67	9.5	524	17.7	8	1.25	d
lineal	100	0.26	84	19	3.3	10.5	347	16.8	713	61.3	19	1.88	d

Tabla 3.3: Características de los MTE observados dentro de las NMs asociadas a *eventos complejos* de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, en la región en donde los MTE fueron observados.

la densidad media local de los protones ($\text{cm}^{-3} = 1/cc$); (15) el valor medio local de la β del plasma; (16) el valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones (Hz) y (17) la localización de las ondas dentro de la NM ($a \rightarrow$ si las ondas se observaron dentro del primer cuarto del intervalo de duración de la NM; $b \rightarrow$ segundo cuarto; $c \rightarrow$ tercer cuarto; $d \rightarrow$ último cuarto).

Análogamente, en la tabla 3.3 se muestran las características principales de los MTE observados dentro de los mismos eventos que en la tabla anterior, y las propiedades locales del plasma en la región en donde los MTE fueron observados, en el siguiente orden: (1) la polarización de los modos (lineal o elíptica); (2) la potencia de los MTE, obtenida del análisis espectral de Fourier; (3) el valor de la amplitud normalizada de las fluctuaciones; (4) el ángulo θ_{B_0k} ; (5) el ángulo θ_{B_0i} ; (6) el cociente entre las magnitudes de los eigenvalores intermedio y mínimo, $\lambda_{int}/\lambda_{min}$; (7) el cociente entre las magnitudes de los eigenvalores máximo e intermedio, $\lambda_{max}/\lambda_{int}$; y, las columnas (8)-(13) y (14), son las mismas que las columnas (10)-(15) y (17) de la tabla 3.2, respectivamente.

Como se muestra en la tabla 3.2, se observaron OIC-LH y OIC-RH con polarización cercanamente circular. Estas OIC se propagan dentro de las NMs en direcciones cuasi-paralelas al campo magnético, $\theta_{B_0k} = 1^\circ - 14^\circ (\pm 0.5^\circ)$, con frecuencias que van desde $\omega = 0.07 \text{ Hz} - 0.8 \text{ Hz}$, en el marco de referencia de la nave. La mayoría de las OIC observadas fueron muy planas y se midieron amplitudes normalizadas en el rango de $\delta B/B_0 = 0.01 - 0.1$.

El 50 % de los MTE presentados en la tabla 3.3 fueron observados en la parte final de las NMs asociadas a los eventos complejos de nuestra muestra, el 25 % se observó en la parte inicial de las NMs y el otro 25 % fue observado dentro de la primera mitad de las NMs (región b). Los MTE observados presentaron polarizaciones lineal o elíptica. Las fluctuaciones en la intensidad del campo magnético, asociadas a los MTE observados, fueron casi paralelas a \mathbf{B}_0 ($\theta_{B_0i} = 5^\circ - 19^\circ (\pm 0.5^\circ) < 20^\circ$)

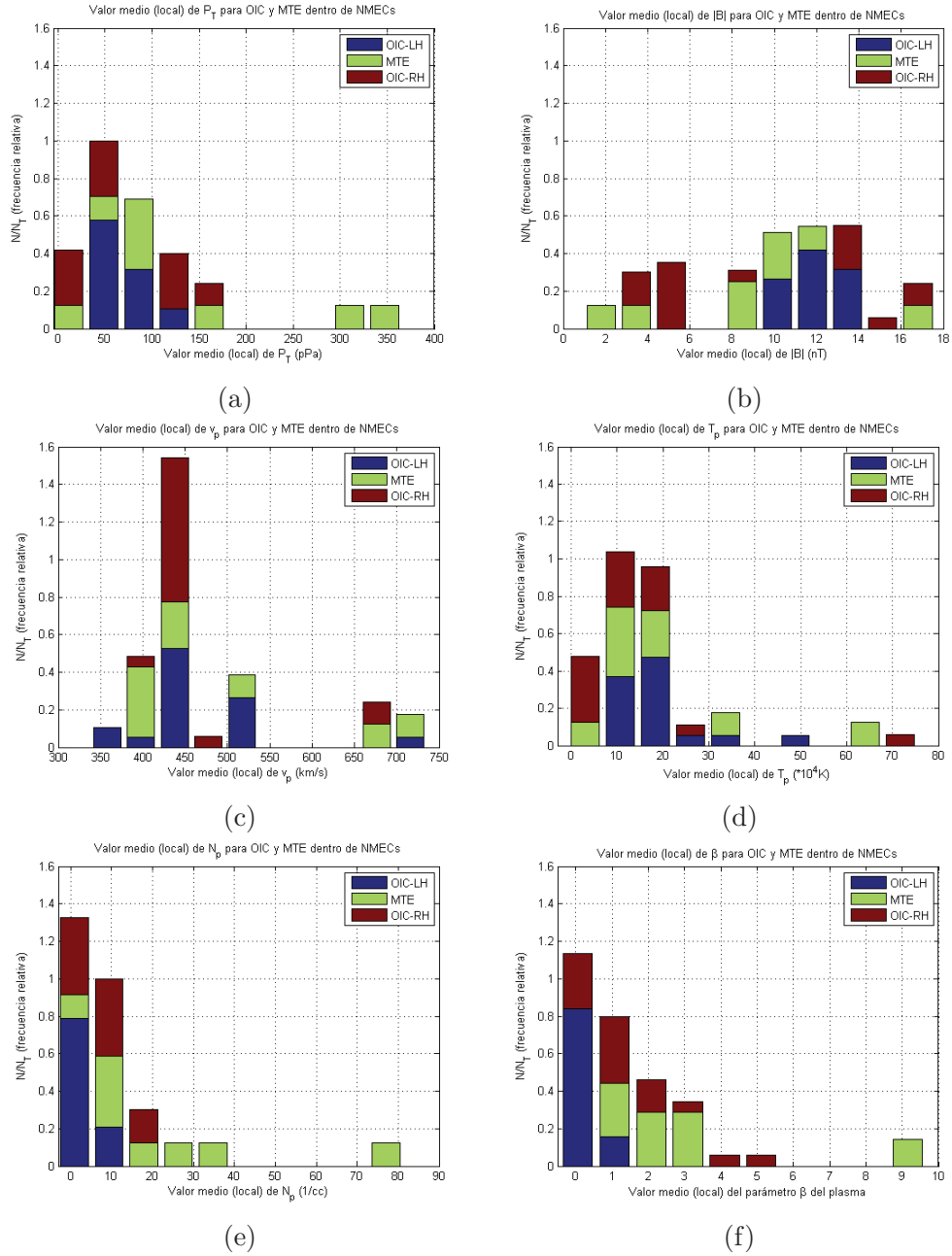


Figura 3.10: Distribucion normalizada de eventos respecto a los valores medios de (a) presión total P_T ; (b) intensidad del campo magnético $|\mathbf{B}|$; (c) velocidad de los protones v_p ; (d) temperatura de los protones T_p ; (e) densidad de los protones N_p , y (f) parámetro β del plasma, medidos en la región en donde las OIC-LH [azul], OIC-RH [rojo] y MTE [verde] fueron observados, dentro de las NMs asociadas a eventos complejos.

y crecieron en direcciones cuasi-perpendiculares a la dirección del campo magnético de fondo ($\theta_{B_0k} = 82^\circ - 90^\circ$). Las amplitudes normalizadas de los MTE observados, de acuerdo con el criterio de identificación de los MTE (ver sección 3.1.2), fueron $\delta B/B_0 = 0.23 - 0.68 > 0.2$ (con excepción del evento cuya amplitud normalizada fue $\delta B/B_0 = 0.1$).

En la figura 3.10, se muestran histogramas normalizados con las distribuciones de las OIC-RH [rojo], OIC-LH [azul] y los MTE [verde], observados dentro de las NMs asociadas a eventos complejos, en relación con: (a) el valor medio local de la presión total, \bar{P}_T (pPa); es decir, el valor de la P_T promediado sobre el intervalo en donde las ondas/modos fueron observados; (b) el valor medio local de la intensidad del campo magnético, $|\bar{\mathbf{B}}|$ (nT); (c) el valor medio local de la velocidad de los protones, \bar{v}_p (km s⁻¹); (d) el valor medio local de la temperatura de los protones, \bar{T}_p ($\times 10^4$ K); (e) el valor medio local de la densidad de protones, \bar{N}_p (cm⁻³ = 1/cc); y (f) el valor medio local del parámetro $\bar{\beta}$ del plasma. En estos histogramas se utilizaron frecuencias relativas N/N_T , con N = número de eventos tipo i que caen dentro de cada uno de los *bins* de la distribución; N_T = número total de eventos tipo i en nuestra muestra, donde i = OIC-LH, OIC-RH, MTE.

Las distribuciones de las propiedades locales del plasma dentro de las NMs asociadas a eventos complejos, medidas en la región en donde las OIC-LH, OIC-RH y los MTE fueron observados, muestran lo siguiente:

- El 38 % de los MTE y el 6 % de las OIC-RH se observaron en regiones donde $\bar{P}_T > 150$ pPa; mientras que el 100 % de las OIC-LH se observó en regiones donde $\bar{P}_T < 150$ pPa (ver histograma de la figura 3.10a).
- El 10 % de las OIC-LH, el 59 % de las OIC-RH y el 63 % de los MTE observados dentro de las NMs asociadas a eventos complejos, ocurrieron en regiones donde $|\bar{\mathbf{B}}| < 10$ nT (ver histograma de la figura 3.10b).

- En cuanto al valor medio local de la velocidad de protones, el 32 % de las OIC-LH, el 18 % de las OIC-RH y el 50 % de los MTE, fueron observados en regiones donde $\bar{v}_p > 450 \text{ km s}^{-1}$ (ver histograma de la figura 3.10c).
- El 21 % de las OIC-LH, el 18 % de las OIC-RH y el 25 % de los MTE fueron observados en regiones con $\bar{T}_p > 20 \times 10^4 \text{ K}$ (ver histograma de la figura 3.10d).
- El 11 % de las OIC-LH, el 24 % de las OIC-RH y el 50 % de los MTE observados dentro de las NMs asociadas a eventos complejos, ocurrieron en regiones donde $\bar{N}_p > 10 \text{ cm}^{-3}$ (ver histograma de la figura 3.10e).
- El 88 % de los MTE⁴ observados dentro de las NMs asociadas a evento complejos, ocurrieron en regiones donde $\beta > 1$. El 76 % de las OIC-RH se observaron en regiones donde $\bar{\beta} > 0.5$; mientras que el 100 % de las OIC-LH se observaron en regiones donde $\bar{\beta} < 1$ (ver histograma de la figura 3.10f).

⁴Hemos removido un evento MTE con $\bar{\beta} \sim 56$ de la distribución mostrada en la figura 3.10f debido a que este valor es muy distante al resto de los eventos

Capítulo 4

ONDAS DENTRO DE NUBES MAGNÉTICAS AISLADAS

En este capítulo se presenta la muestra de nubes magnéticas aisladas impulsando ondas de choque utilizada en este trabajo de investigación, las cuales fueron observadas por las naves de la misión STEREO durante los años 2007-2011. Se describe detalladamente la macro y microestructura de 1 de las 9 nubes magnéticas aisladas de nuestra muestra. Se presentan también los resultados principales de dichas observaciones: las características de las OIC observadas dentro de 9 nubes magnéticas aisladas y las propiedades locales del plasma en donde dichas ondas fueron observadas. Posteriormente, se hace un análisis comparativo entre las macro-estructuras de las nubes magnéticas formando eventos complejos (NMEC) y las nubes magnéticas aisladas (NMA). Finalmente se analizan las propiedades locales del plasma en donde las OIC y los MTE, dentro de NMAs y NMECs, fueron observados por los instrumentos de las naves de STEREO.

4.1. MUESTRA DE EVENTOS

4.1.1. Muestra de Nubes Magnéticas Aisladas

Comienzo NM (TU)	Término NM (TU)	Onda de choque (TU)	ST	\bar{P}_T (pPa)	$ \bar{\mathbf{B}} $ (nT)	\bar{v}_p (km/s)	\bar{T}_p ($\times 10^4$ K)	\bar{N}_p (cm^{-3})	$\bar{\beta}$	OIC(RH) /OIC(LH) /MTE
06:27 2010 04/23	14:06 2010 04/23	00:34:37 2010 04/23	STA	59	10	418	2.18	7	0.37	n/n/n
07:40 2009 06/19	10:00 2009 06/20	00:23 34 2009 06/19	STB	24	6	306	2.18	4	0.59	n/s/n
18:22 2009 01/25	10:00 2009 01/27	18:22:52 2009 01/25	STA	59	9	374	5.16	8	0.69	n/n/n
06:34 2010 11/20	09:10 2010 11/21	20:26:00 2010 11/19	STB	47	10	382	3.44	2	0.14	n/n/n
15:34 2008 04/29	07:00 2008 04/30	14:10:08 2008 04/29	STB	65	7	443	12.95	10	1.72	s/s/n
04:39 2009 08/06	05:24 2009 08/07	22:35:20 2009 08/05	STB	68	10	394	6.55	8	0.59	n/s/n
06:34 2008 07/05	18:00 2008 07/07	00:47:54 2008 07/05	STA	49	7	336	4.95	9	1.12	s/n/n
21:35 2009 10/16	22:16 2009 10/17	14:56:55 2009 10/16	STA	55	10	344	2.26	6	0.41	n/n/n
05:48 2009 10/03	04:32 2009 10/04	15:43:50 2009 10/02	STB	60	9	309	2.42	8	0.50	n/n/n

Tabla 4.1: Propiedades de las NMs aisladas, en nuestra muestra. Observaciones de STEREO 2007-2011.

Con base en la lista de eventos transitorios disponible en la página web de STEREO: http://www-ssc.igpp.ucla.edu/forms/stereo/stereo_level_3.html [Jian et al., 2013], dentro del período de años 2008-2010, se seleccionaron 9 NMs aisladas, i. e. no-asociadas a eventos complejos, e impulsoras de ondas de choque, para llevar a cabo un análisis comparativo entre las microestructuras de las NMs asociadas a eventos complejos y de las NMs aisladas.

Las micro-inestabilidades asociadas al plasma en las regiones adyacentes a las ondas de choque interplanetarias, impulsadas por estas 9 NMs aisladas, fueron estudiadas a detalle en el trabajo de Kajdic et al. [2012]. En este trabajo nos enfocaremos sólomente en la microestructura interna de las NMs.

En la tabla 4.1 se muestran las propiedades de estas 9 NMs aisladas, con un formato similar al de la tabla 3.1. Las columnas de la tabla 4.1 son las mismas que las columnas (2)-(12) de la tabla 3.1.

Como se muestra en la tabla 4.1, no se observaron MTE dentro de las NMs aisladas de nuestra muestra. Sin embargo, se identificaron OIC polarizadas casi circularmente con sentido RH y LH, dentro de dichas NMs. El criterio de identificación para las

OIC-LH y OIC-RH en esta sección, fue el mismo que el descrito en la sección [3.1.2](#) para ondas y modos dentro de NMs asociadas a eventos complejos.

4.2. CASOS DE ESTUDIO

4.2.1. CASO 1: Ondas observadas dentro de una NM aislada

La figura 4.1(a) muestra las mediciones de los parámetros del plasma realizadas por el instrumento PLASTIC a bordo de la nave STEREO-B desde el día 2008-04-29 a las 06:00 TU al 2008-04-30 a las 12:00 TU; con resolución de una muestra por minuto. Los paneles de la figura, de arriba a abajo, son: la velocidad de los protones v_p (km s^{-1}), la densidad de los protones N_p (cm^{-3}), la temperatura de los protones T_p (K), la entropía, el parámetro β del plasma y, las presiones total [línea sólida] y magnética [línea discontinua] (pPa). La figura 4.1(b) muestra, para el mismo intervalo temporal, las componentes del campo magnético en coordenadas RTN y la intensidad del campo magnético (nT); medidas por IMPACT a bordo de la misma nave, con resolución de 1 Hz.

La recta sólida vertical [rojo] de la figura 4.1, indica el paso de una onda de choque frontal detectada el día 2008-04-29 a las 14:10:08 TU. Esta onda de choque es quasi-perpendicular, $\theta_{Bn} = 68^\circ$, y tiene un número Mach magnetosónico $M_{ms} = 1.8$.

Las rectas verticales discontinuas encierran el paso de una NM, la cual se observó desde el día 2008-04-29 a las 15:34 TU hasta el día 2008-04-30 a las 07:00 TU. En esta región se observan: una suave y larga rotación en las componentes del campo magnético; un fuerte incremento en la magnitud del campo magnético, y una disminución en el valor del parámetro β del plasma respecto al viento solar ambiente.

Como no se observó otra estructura en las vecindades próximas de la NM, este evento se clasificó como una NM aislada.

Usando los datos de las mediciones del campo magnético, proporcionados por el instrumento IMPACT a bordo de STEREO-B, con resolución de 8 Hz; se identificaron OIC polarizadas casi circularmente, muy transversales y propagándose casi paralelamente a la dirección del campo magnético de fondo ($\theta_{B_{0k}} \sim 1^\circ - 23^\circ (\pm 0.5^\circ)$) durante

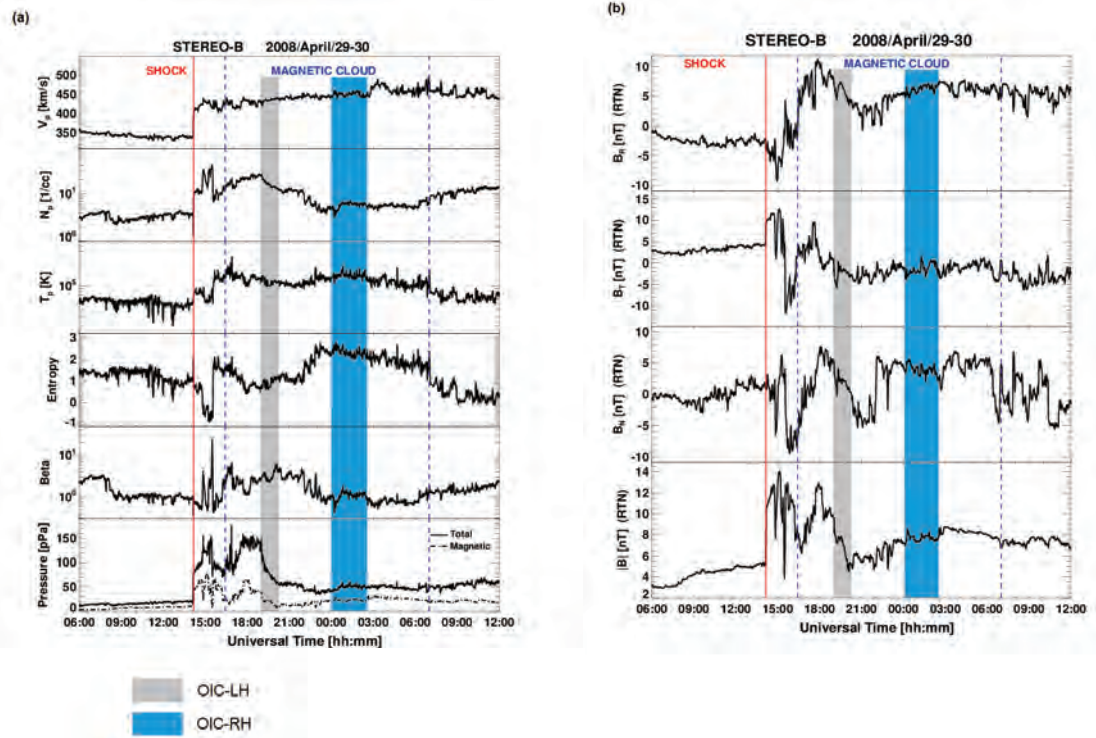


Figura 4.1: NM impulsando onda de choque, observada durante los días 2008-04-29/30. (a): Parámetros del plasma medidos por PLASTIC durante el período 2008-04-29 a las 06:00 TU al 2008-04-30 a las 12:00 TU; los paneles, de arriba a abajo, son: la velocidad de los protones v_p (km s^{-1}), la densidad de los protones N_p (cm^{-3}), la temperatura de los protones T_p (K), la entropía, el parámetro β del plasma y, las presiones total [línea sólida] y magnética [línea discontinua] (pPa). (b): Componentes del campo magnético en coordenadas RTN e intensidad del campo magnético (nT), medidas por el magnetómetro de IMPACT durante el mismo intervalo temporal. Ambos instrumentos a bordo de la nave STEREO-B. Las regiones sombreadas de color gris y azul, muestran la localización de las OIC-LH y OIC-RH, respectivamente, que fueron observadas a lo largo de la NM.

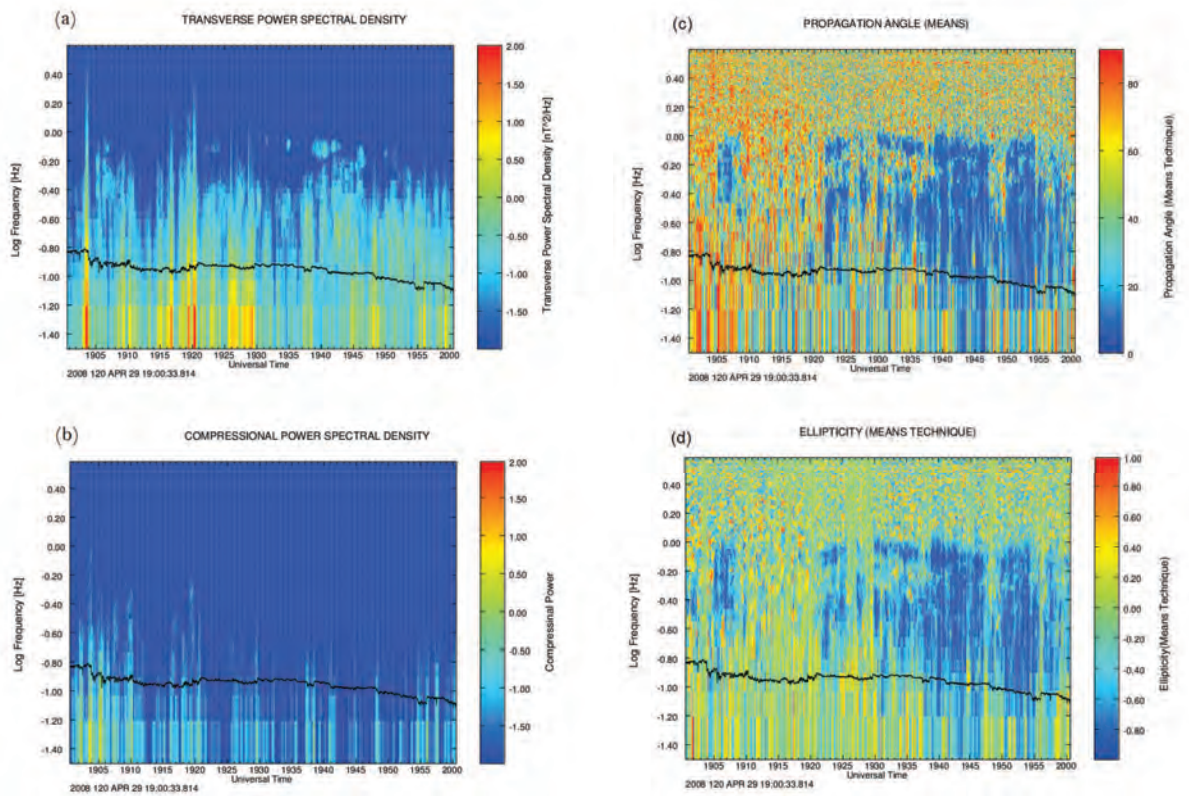


Figura 4.2: Espectros dinámicos por ~ 1 hora, mostrando las características de un intervalo con OIC-LH observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2008/04/29): (a): Componente transversal de la densidad espectral de Fourier. (b): Componente compresiva de la densidad espectral de Fourier. (c): Ángulo de propagación de las ondas, obtenido con la Técnica de Means (ver sección 3.1.2). (d): Elipticidad de las ondas, obtenida con la Técnica de Means. La traza negra en los espectros indica el valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones.

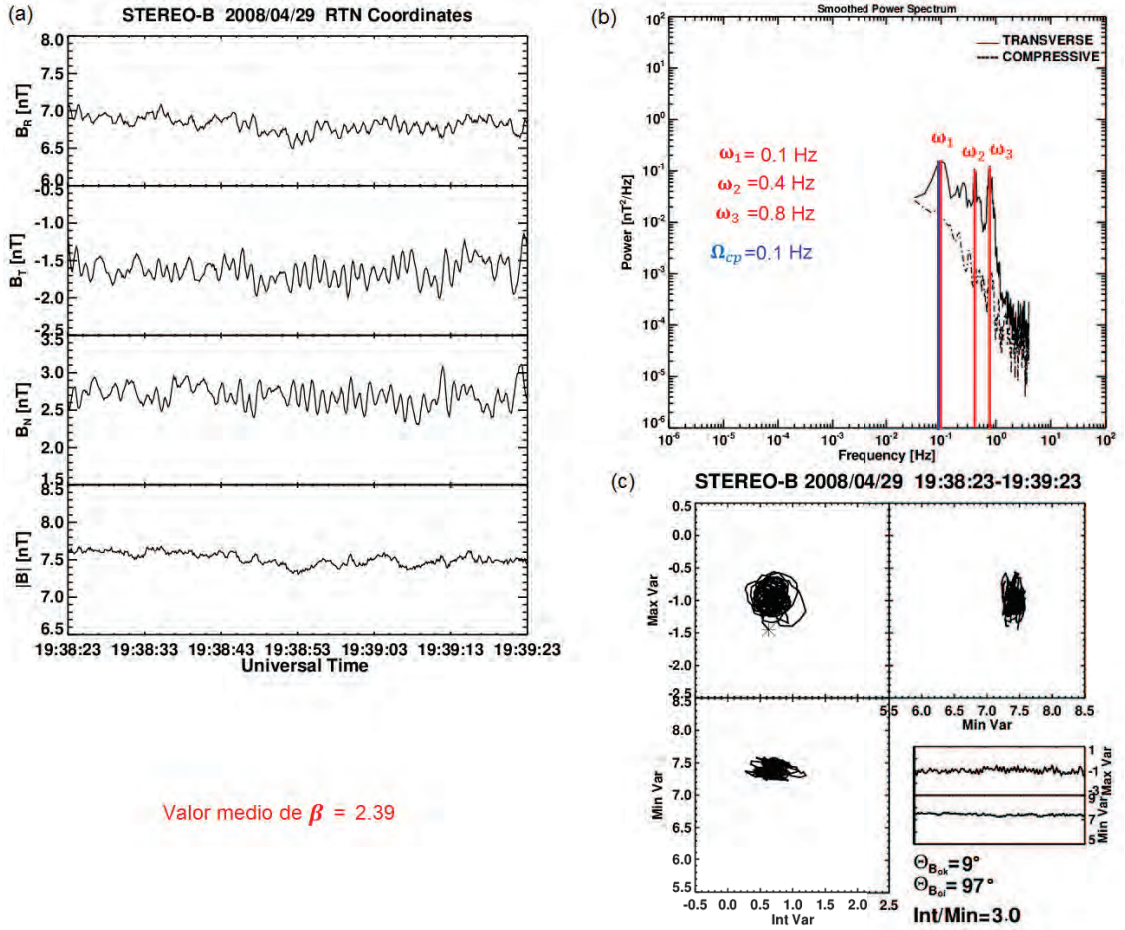


Figura 4.3: Ejemplo de OIC-LH transversales que fueron observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2008/04/29): (a): Componentes del campo magnético en coordenadas RTN y magnitud del campo magnético (nT) para un intervalo temporal de ~ 1 minuto. (b): Espectro de potencias obtenido del análisis de Fourier para el mismo intervalo temporal; las líneas rojas indican las frecuencias dominantes del espectro ($\omega_1 = 0.1 \text{ Hz}$, $\omega_2 = 0.4 \text{ Hz}$ y $\omega_3 = 0.8 \text{ Hz}$) y la línea azul indica el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones $\Omega_{cp} \approx 0.1 \text{ Hz}$. (c): Hodogramas obtenidos del MVA donde se muestra la variación del campo magnético a lo largo de los ejes principales de la matriz de covarianza.

el paso de la NM. La localización de estas ondas, a lo largo de la NM, se muestra en la figura 4.1 con recuadros sombreados en color gris.

Para la región en la que las OIC fueron observadas, se construyeron los espectros dinámicos mostrados en la figura 4.2; éstos muestran: (a) la componente transversal de la densidad espectral de Fourier; (b) la componente compresiva de la densidad espectral de Fourier; (c) el ángulo de propagación de las ondas, obtenido con la Técnica de Means (ver sección 3.1.2); y (d) la elipticidad de las ondas, obtenida con la Técnica de Means. Comparando las figuras 4.2(a) y 4.2(b), se puede ver que estas ondas son predominantemente transversales y que la contribución de la componente compresiva del espectro de potencias es casi nula. En la figura 4.2(c), se puede ver que el ángulo de propagación de las ondas, respecto a la dirección del campo magnético de fondo, es muy pequeño, con valores menores a 20° , indicando propagación casi paralela al campo magnético de fondo. En la figura 4.2(d) se puede ver que los valores de la elipticidad son negativos para frecuencias menores a 1 Hz, y el valor absoluto de la elipticidad es ~ 1 ; indicando que las OIC tienen una polarización cercanamente circular, con sentido hacia la izquierda, es decir, polarización LH.

Una porción de la región poblada con OIC-LH, observadas dentro de la NM, se muestra en la figura 4.3: (a) muestra las componentes del campo magnético en coordenadas RTN y la intensidad del campo magnético en nT, durante ~ 1 minuto; (b) muestra el espectro de potencias de Fourier para el mismo intervalo temporal, las líneas rojas indican tres frecuencias dominantes en el espectro de estas ondas ($\omega_1 = 0.1$ Hz, $\omega_2 = 0.4$ Hz y $\omega_3 = 0.8$ Hz) y la línea azul indica el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones, $\Omega_{cp} \approx 0.1$ Hz; y (c) muestra los hodogramas de MVA, se puede ver que estas OIC tienen polarización cercanamente circular, son ondas muy planas y se propagan casi paralelamente a la dirección del campo magnético de fondo, $\theta_{B_0k} \sim 9^\circ$.

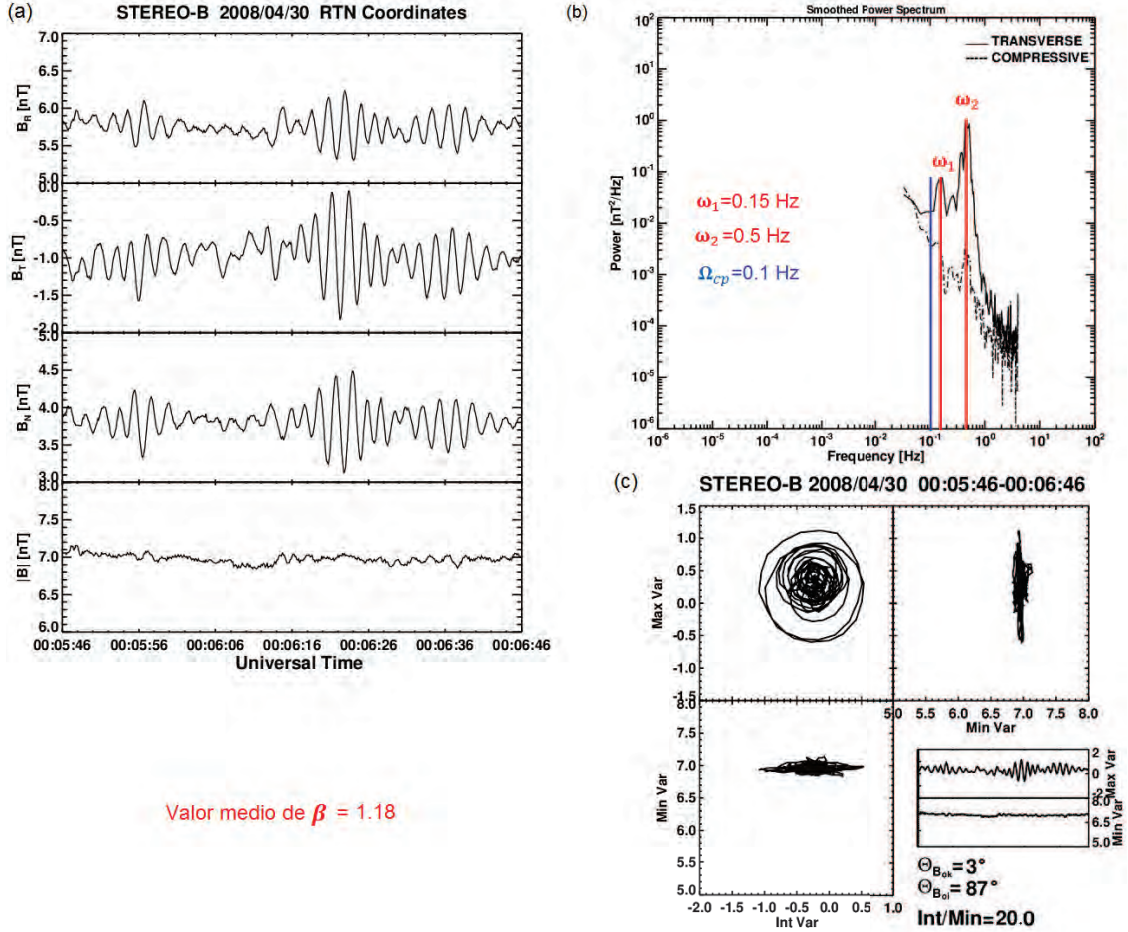


Figura 4.4: Ejemplo de OIC-RH transversales que fueron observadas dentro de una NM aislada (STEREO-B 2008/04/30): (a): Componentes del campo magnético en coordenadas RTN y magnitud del campo magnético (nT) para un intervalo temporal de ~ 1 minuto. (b): Espectro de potencias obtenido del análisis de Fourier para el mismo intervalo temporal; las líneas rojas indican las frecuencias dominantes en el espectro ($\omega_1 = 0.15$ Hz y $\omega_2 = 0.5$ Hz) y la línea azul indica el valor local de la frecuencia ciclotrón de los protones $\Omega_{cp} \approx 0.1$ Hz. (c): Hodogramas obtenidos del MVA donde se muestra la variación del campo magnético a lo largo de los ejes principales de la matriz de covarianza.

Una porción de la región poblada con OIC-RH observadas dentro de la NM, el día 2008/04/30, se muestra en la figura 4.4, con el mismo formato de la figura 4.3. Estas ondas tienen dos frecuencias características, en el marco de referencia de la nave, $\omega_1 = 0.15$ Hz y $\omega_2 = 0.5$ Hz y se propagan con un ángulo $\theta_{B_0k} \sim 3^\circ$, es decir, casi paralelamente al campo magnético de fondo. El valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones, en la región en que estas OIC-RH fueron observadas, es $\Omega_{cp} \sim 0.1$ Hz.

4.3. RESULTADOS

4.3.1. Micro-estructura de las NMs aisladas (OIC-LH y OIC-RH).

En la tabla 3.2 se presentan las principales características de las OIC observadas dentro de las 9 NMs aisladas de nuestra muestra (ver tabla 4.1) y las propiedades locales del plasma, medidas en la región en donde las OIC fueron observadas. Las columnas de la tabla, de izquierda a derecha, proporcionan la siguiente información: (1) el sentido de la polarización de las OIC en el marco de referencia de la nave: RH= polarización de mano derecha, LH= polarización de mano izquierda; (2) el porcentaje de polarización; (3) el valor de la elipticidad; (4) la frecuencia ω (Hz) de la onda, medida en el marco de referencia de la nave (en algunos casos se presenta más de un valor de ω debido a que el espectro de Fourier correspondiente a la onda, mostró más de un pico predominante, por lo que podría haber interferencia entre ondas de tales frecuencias); (5) la potencia de la onda, P (nT²/Hz), obtenida del análisis de Fourier; (6) la amplitud normalizada de las ondas, $\delta B/B_0$; (7) el ángulo θ_{B_0k} (°) entre la dirección de propagación de la onda y la dirección del campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 ; (8) el ángulo θ_{B_0i} (°) entre el máximo eigenvector de la matriz de covarianza de MVA y la dirección del campo magnético de fondo, \mathbf{B}_0 ; (9) la razón entre las magnitudes de los eigenvalores intermedio y mínimo de la matriz de covarianza de MVA, $\lambda_{int}/\lambda_{min}$; (10) el valor medio de la presión total que se midió en la región donde las OIC fueron observadas, en pico-Pascales; (11) la magnitud media del campo magnético dentro del mismo intervalo, en nano-Teslas; (12) el valor medio local de la velocidad de los protones, en km s⁻¹; (13) la temperatura media local de los protones, en Kelvin; (14) la densidad media local de los protones, en cm⁻³; (15) el valor medio local de la β del plasma; (16) el valor local de la frecuencia de ciclotrón de los protones (Hz); y (17) la localización de las ondas dentro de la NM ($a \rightarrow$ si las ondas se observaron dentro del

OIC-	%	elipt.	ω (Hz)	$\frac{P}{(\frac{\delta B}{B_0})^2}$	$\frac{\delta B}{B_0}$	θ_{B_0k}	θ_{B_0i}	$\frac{\lambda_{int}}{\lambda_{min}}$	\bar{P}_T	$ \bar{\mathbf{B}} $	\bar{v}_p	\bar{T}_p	\bar{N}_p	$\bar{\beta}$	Ω_{cp}	Loc.
pol.						($\pm 0.5^\circ$)	($\pm 0.5^\circ$)		(pPa)	(nT)	(km/s)	($\times 10^4 K$)	(cm^{-3})		(Hz)	
LH	87.19	-0.83	0.15, 0.46	3	0.05	23	79	2	109.3	7.9	424.7	13.3	21	3.10	0.12	a
LH	98.19	-0.95	0.1, 0.4, 0.8	2	0.02	9	97	3	76.5	7.5	435.0	10.1	15	2.39	0.11	b
LH	97.86	-0.88	0.21	1	0.02	1	89	24	73.4	6.9	438.4	11.7	14	2.90	0.11	b
LH	97.10	-0.91	0.15	0.9	0.05	12	79	3	67.2	6.0	437.3	11.1	14	3.54	0.10	b
RH	97.10	0.91	0.15, 0.5	0.1	0.03	4	93	16	42.8	7.1	443.5	14.7	5	1.61	0.11	c
RH	96.50	0.97	0.15, 0.5	1	0.02	3	87	20	49.5	7.0	451.0	16.2	6	1.18	0.11	c
RH	96.97	0.97	0.15, 0.6	0.3	0.02	4	88	11	50.0	7.3	448.3	14.0	6	1.26	0.11	c
RH	86.38	0.80	0.2	0.1	0.02	5	91	8	54.4	7.6	456.5	17.5	6	1.11	0.12	c
RH	82.65	0.85	0.2	0.5	0.05	1	83	24	50.2	7.5	446.7	16.3	6	1.29	0.11	c
RH	82.50	0.85	0.2	0.3	0.04	24	83	1	53.7	8.3	463.1	15.5	6	1.20	0.13	c
RH	86.38	0.80	0.15	0.2	0.01	3	88	15	54.2	7.3	455.8	18.0	6	1.21	0.11	d
RH	77.74	0.96	0.15	2	0.09	5	91	18	31.4	5.7	376.1	12.9	4	1.43	0.09	d
RH	96.70	0.97	0.15	0.8	0.07	24	87	11	32.4	5.6	384.0	14.6	4	1.42	0.09	d
RH	70.00	0.70	0.15	1	0.08	13	99	3	28.9	4.4	381.2	11.9	4	1.26	0.07	d
RH	90.02	0.77	0.15	1	0.04	3	89	14	17.9	4.5	392.9	8.3	3	1.23	0.07	d
LH	98.90	-0.96	0.2	0.1	0.01	2	89	16	101.2	13.1	383.2	5.8	11	0.45	0.20	a
LH	85.23	-0.86	0.2	0.8	0.01	2	89	23	96	13.2	387.8	4.3	10	0.46	0.20	a
LH	89.90	-0.90	0.2	0.5	0.02	1	91	15	78.9	11.5	375.4	5.8	9	0.49	0.18	b
LH	78.90	-0.80	0.2	0.2	0.01	2	88	26	73.5	11.3	407.3	2.1	10	0.43	0.17	b
LH	84.32	-0.85	0.2	0.1	0.01	3	93	11	46.4	7.9	417.1	10.0	6	0.89	0.12	d
LH	95.40	-0.84	0.06	2	0.04	11	80	5	19.4	5.6	302.6	2.2	3	0.60	0.09	b
LH	87.68	-0.87	0.09	4	0.05	8	98	16	18.6	5.4	301.7	2.2	3	0.69	0.08	b
LH	81.10	-0.83	0.1	0.2	0.04	5	87	16	19.2	5.1	305.7	2.8	4	0.87	0.08	b
LH	81.09	-0.83	0.1	0.5	0.02	5	91	15	19.9	5.2	306.0	2.7	4	0.88	0.08	b
LH	90.86	-0.85	0.15	0.2	0.03	4	90	13	17.4	4.9	306.6	2.5	3	0.77	0.07	b
LH	80.99	-0.96	0.1	0.3	0.02	16	75	3	16.9	5.3	303.5	2.2	2	0.49	0.08	b
LH	90.86	-0.85	0.18	0.3	0.03	3	91	36	20.4	6.1	299.2	1.7	2	0.38	0.09	b
LH	95.40	-0.84	0.2	0.3	0.02	3	93	24	20.8	6.1	298.9	1.9	3	0.40	0.09	b
LH	81.10	-0.83	0.1	0.1	0.02	5	94	9	15.2	5.0	293.0	2.7	2	0.54	0.08	c
LH	87.68	-0.86	0.07	0.8	0.02	3	90	5	10.6	4.0	286.0	2.0	2	0.73	0.06	d

Tabla 4.2: Características de las OIC observadas dentro de las 9 NMs aisladas de nuestra muestra y propiedades locales del plasma, medidas en la región en donde las OIC fueron observadas.

primer cuarto del intervalo de duración de la NM; $b \rightarrow$ segundo cuarto; $c \rightarrow$ tercer cuarto; $d \rightarrow$ último cuarto).

Como se indica en la tabla 4.2, se observaron OIC polarizadas casi circularmente tanto LH como RH en el marco de referencia de la nave. Estas OIC se propagan dentro de las NMs en direcciones cercanamente paralelas al campo magnético de fondo, $\theta_{B_0k} = 1^\circ - 24^\circ$ ($\pm 0.5^\circ$), con frecuencias que van desde $\omega = 0.06$ Hz $-$ 0.8 Hz en el marco de referencia de la nave. La mayoría de las OIC observadas dentro de las 9 NMs aisladas, son muy planas y tienen amplitudes normalizadas en el rango de $\delta B/B_0 = 0.01 - 0.09$.

No se observaron MTE dentro de las NMs aisladas de nuestra muestra.

Las propiedades locales del plasma dentro de las NMs aisladas, medidas en la región en donde las OIC fueron observadas, se muestran con distribuciones separadas para las OIC-LH [azul] y las OIC-RH [rojo] en la figura 4.5.

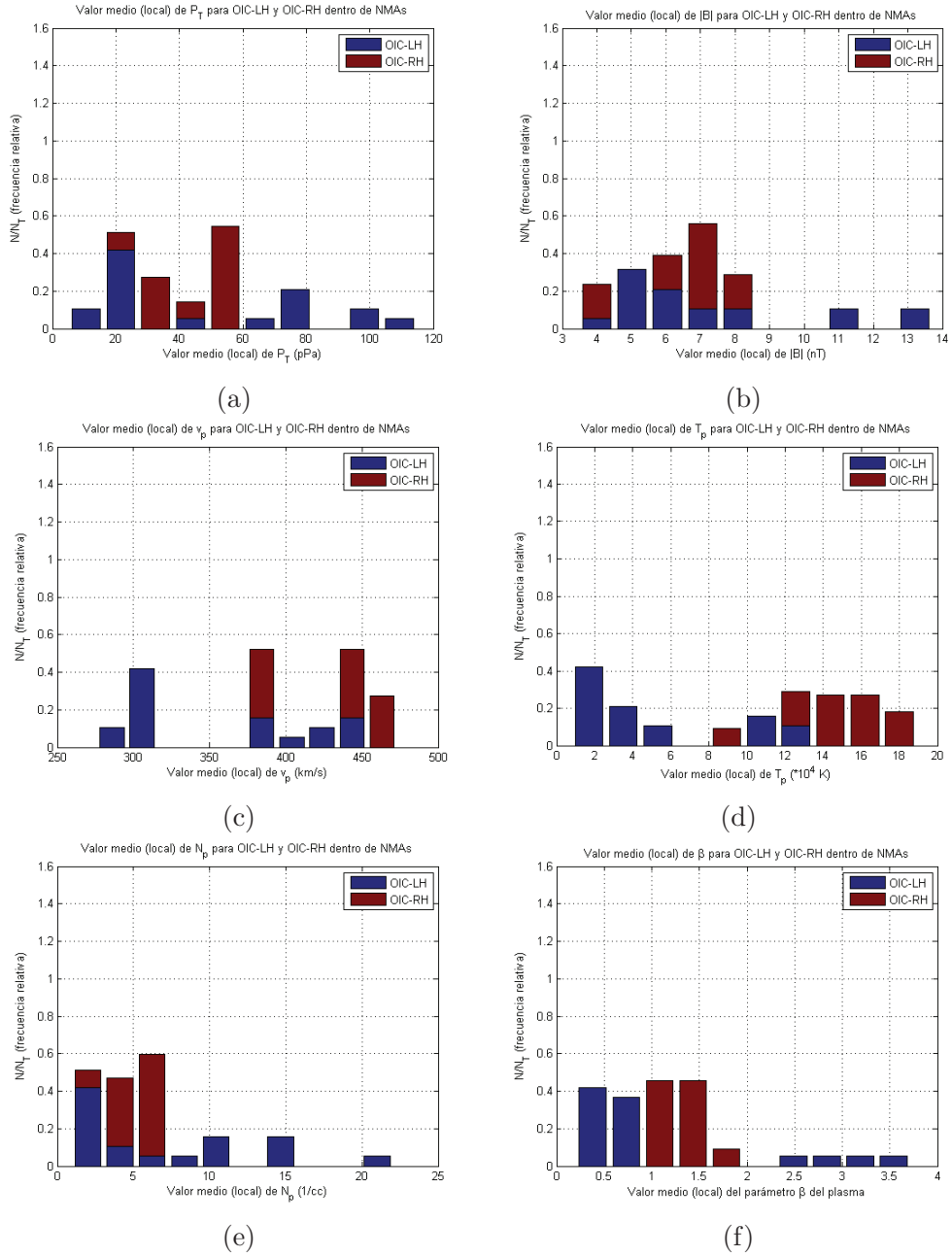


Figura 4.5: Distribuciones de los valores medios de (a) presión total P_T ; (b) intensidad del campo magnético $|B|$; (c) velocidad de los protones v_p ; (d) temperatura de los protones T_p ; (e) densidad de los protones N_p , y (f) parámetro β del plasma, medidos en la región en donde las OIC-LH [azul] y OIC-RH [rojo] fueron observadas, dentro de las NMAs aisladas.

En la figura 4.5a, se muestra la distribución normalizada de los valores medios (locales) de la presión total, P_T (pPa), para las OIC-LH y las OIC-RH observadas

dentro de las NMs aisladas. De estas distribuciones se encontró que, en regiones donde las OIC-RH fueron observadas, $17.9 \text{ pPa} \leq \bar{P}_T \leq 54.4 \text{ pPa}$; mientras que, en $\sim 42\%$ de las regiones con OIC-LH se midieron valores de $\bar{P}_T > 60 \text{ pPa}$, es decir, mayores a las \bar{P}_T medidas en regiones con OIC-RH .

El valor medio de la intensidad del campo magnético (nT), en las regiones con OIC-LH, estuvo en el rango de $4 \text{ nT} - 13.2 \text{ nT}$; y en las regiones con OIC-RH, en el rango de $4.4 \text{ nT} - 8.3 \text{ nT}$. En el 21% de los casos con OIC-LH, $|\bar{\mathbf{B}}| > 8.3 \text{ nT}$, es decir mayores a la $|\bar{\mathbf{B}}|$ máxima medida en regiones con OIC-RH (ver figura 4.5b).

En cuanto a los rangos correspondientes a los valores medios de la velocidad de los protones (km s^{-1}), se midió $286 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 438 \text{ km s}^{-1}$ en las regiones con OIC-LH, y $381 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 463 \text{ km s}^{-1}$ en regiones con OIC-RH. El 58% de las OIC-LH se observaron en regiones donde $\bar{v}_p < 381 \text{ km s}^{-1}$, es decir, menores a la \bar{v}_p mínima medida en las regiones con OIC-RH (ver figura 4.5c).

El rango de valores medios de la temperatura de protones (K) fue $1.7 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 13.3 \times 10^4 \text{ K}$ en las regiones con OIC-LH, y $8.3 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 18 \times 10^4 \text{ K}$ en las regiones con OIC-RH. Del total de eventos se encontró que, $\sim 91\%$ de las OIC-RH y sólo $\sim 26\%$ de las OIC-LH se midieron en regiones donde $\bar{T}_p \geq 10 \times 10^4 \text{ K}$ (ver figura 4.5d).

Para el valor medio de la densidad de protones (cm^{-3}), se observó que, en las regiones con OIC-LH: $2 \text{ cm}^{-3} \leq \bar{N}_p \leq 21 \text{ cm}^{-3}$; y, en las regiones con OIC-RH: $3 \text{ cm}^{-3} \leq \bar{N}_p \leq 6 \text{ cm}^{-3}$. El 42% de las OIC-LH fueron observadas en regiones donde $\bar{N}_p > 6 \text{ cm}^{-3}$, es decir, con valores de \bar{N}_p mayores a los medidos en regiones con OIC-RH (ver figura 4.5e).

Finalmente, $\bar{\beta} > 0.5$ en las regiones donde las OIC-RH fueron observadas, en el 100% de los casos. Por otro lado, el 79% de las OIC-LH fueron observadas en regiones donde $\bar{\beta} < 1$ (ver figura 4.5f).

4.3.2. Macro-estructura de NMs asociadas a eventos complejos (NMEC) y NMs aisladas (NMA): Comparación.

En la figura 4.6 se muestran las distribuciones normalizadas de los valores medios (promedio de los valores medidos durante el paso de la NM) de los parámetros del plasma dentro de las NMs en eventos complejos (NMEC) [azul] y las NMs aisladas (NMA) [rojo] de nuestra muestra (ver tabla 3.1 y tabla 4.1), en el siguiente orden: (a) la presión total, \bar{P}_T (pPa); (b) la intensidad del campo magnético, $|\bar{\mathbf{B}}|$ (nT); (c) la velocidad de los protones, \bar{v}_p (km s⁻¹); (d) la temperatura de los protones, \bar{T}_p ($\times 10^4$ K); (e) la densidad de los protones, \bar{N}_p (cm⁻³), y (f) el parámetro $\bar{\beta}$ del plasma. m y std indican la media aritmética y la desviación estándar, respectivamente, para cada distribución.

De estas distribuciones se encontró que el rango de valores medios de la presión total, medido dentro de las NMA, fue de 24 pPa-68 pPa, con $m = 54$ pPa y $std = 13$ pPa; mientras que, en $\sim 72\%$ de las NMEC, se midieron valores de $\bar{P}_T > 68$ pPa, es decir mayores a la \bar{P}_T máxima medida dentro de las NMA. Para las NMEC, $m = 106$ pPa y $std = 69$ pPa (ver figura 4.6a).

El valor medio de la intensidad del campo magnético dentro de las NMA estuvo en el rango de 6 nT-10 nT, con $m = 8.6$ nT y $std = 1.5$ nT. En $\sim 72\%$ de las NMEC se midieron valores de $|\bar{\mathbf{B}}| \geq 10$ nT, es decir, mayores a los medidos dentro de las NMA. Para las NMEC, $m = 11.8$ nT y $std = 3.4$ nT (ver figura 4.6b).

En cuanto a los rangos correspondientes a los valores medios de la velocidad de los protones, se midió $306 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 443 \text{ km s}^{-1}$ en las NMA, con $m = 367 \text{ km s}^{-1}$ y $std = 43 \text{ km s}^{-1}$. En las NMEC se midió $340 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 762 \text{ km s}^{-1}$, con $m = 433 \text{ km s}^{-1}$ y $std = 108 \text{ km s}^{-1}$; de la distribución de eventos se encontró que $\sim 50\%$ de NMEC y sólo $\sim 22\%$ de NMA presentaron $\bar{v}_p > 400 \text{ km/s}$ (ver figura 4.6c).

El rango de valores medios de la temperatura de protones fue $2.18 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 12.95 \times 10^4 \text{ K}$ en las NMA, con $m = 4.67 \times 10^4 \text{ K}$ y $std = 3.48 \times 10^4 \text{ K}$. En

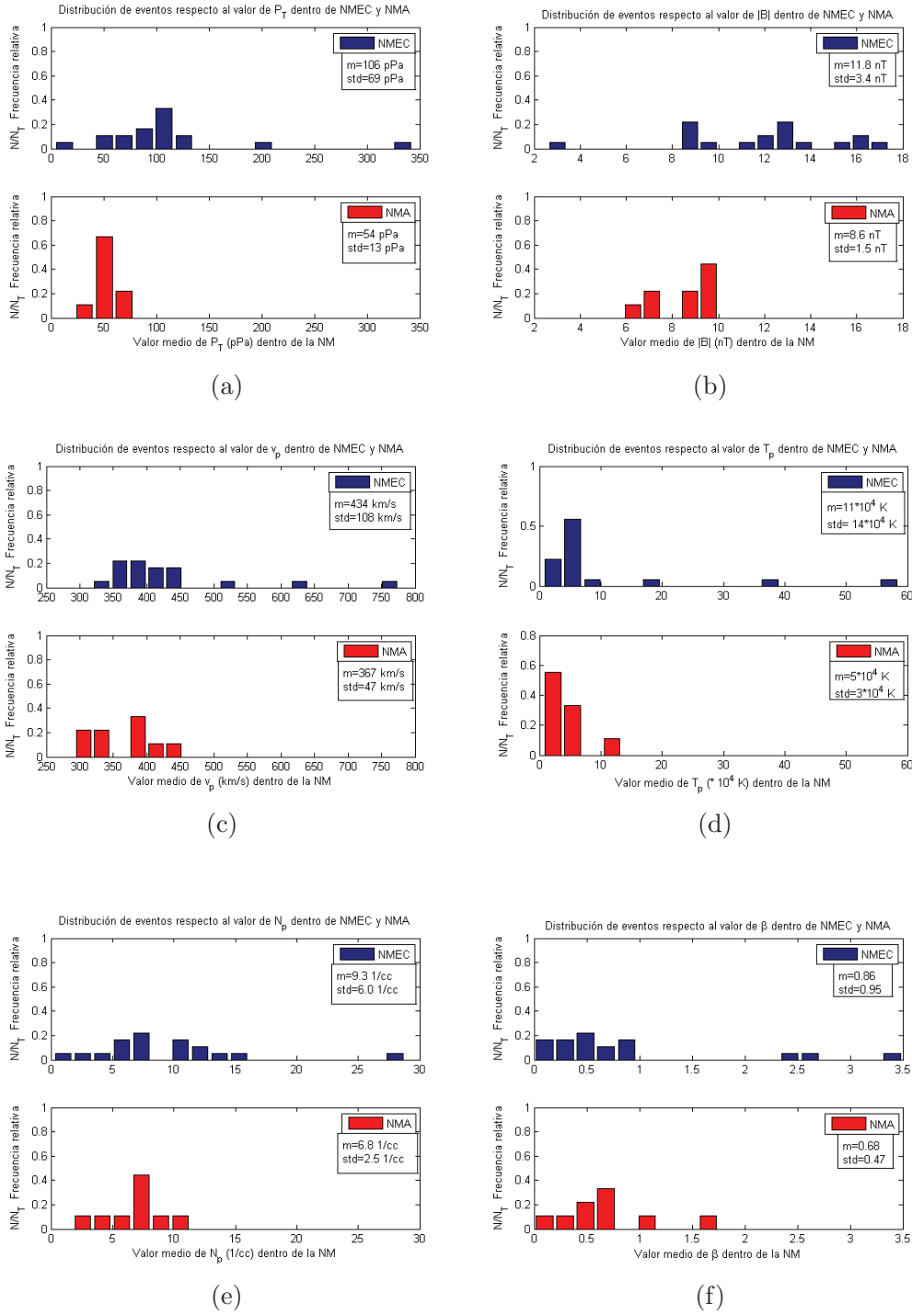


Figura 4.6: Distribuciones normalizadas de los valores medios de (a) presión total P_T ; (b) intensidad del campo magnético $|B|$; (c) velocidad de los protones v_p ; (d) temperatura de los protones T_p ; (e) densidad de los protones N_p , y (f) parámetro β del plasma, dentro de NMs en eventos complejos (NMEC) [azul] y NMs aisladas (NMA) [rojo]. Todos los parámetros están promediados sobre el intervalo de duración de la NM. En las gráficas, *m* y *std* representan la media aritmética y la desviación estándar, respectivamente, para cada distribución.

las NMEC se midió $2.58 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 56.92 \times 10^4 \text{ K}$, con $m = 10.59 \times 10^4 \text{ K}$ y $std = 14.18 \times 10^4 \text{ K}$. Del total de eventos se encontró que, en $\sim 72\%$ de las NMEC y en solamente $\sim 33\%$ de las NMA, se midieron $\bar{T}_p > 5 \times 10^4 \text{ K}$ (ver figura 4.6d).

Para el valor medio de la densidad de protones, se observó que, dentro de las NMA: $2 \text{ cm}^{-3} \leq \bar{N}_p \leq 10 \text{ cm}^{-3}$, con $m = 6.9 \text{ cm}^{-3}$ y $std = 2.5 \text{ cm}^{-3}$; mientras que en $\sim 44\%$ de las NMEC, $\bar{N}_p \geq 10 \text{ cm}^{-3}$, es decir mayores a los valores de \bar{N}_p medidos en las NMA. Para las NMEC, $m = 9.3 \text{ cm}^{-3}$ y $std = 6.0 \text{ cm}^{-3}$ (ver figura 4.6e).

Finalmente, los valores medios del parámetro β del plasma dentro de las NMA, fueron medidos en el rango $0.14 \leq \bar{\beta} \leq 1.72$, con $m = 0.68$ y $std = 0.47$. En el caso de las NMEC, $0.1 \leq \bar{\beta} \leq 3.4$, con $m = 0.86$ y $std = 0.95$; en este caso, el $\sim 33\%$ de NMA y $\sim 44\%$ de NMEC, presentaron $\bar{\beta} > 0.6$ (ver figura 4.6f).

Aunque los rangos de $\bar{\beta}$ no difieren significativamente para las distribuciones de NMA y NMEC, es importante mencionar que el parámetro β presentó grandes variaciones temporales dentro de varias NMEC. Adicionalmente, en varias NMEC se observó que el valor de la β del plasma aumentaba sostenidamente hacia la parte final de la nube. Este comportamiento temporal de β no fue observado dentro de las NMA de nuestra muestra.

4.3.3. Inestabilidades OIC-LH, OIC-RH y MTE: Propiedades locales del plasma en regiones con ondas/modos dentro de las NMs de nuestra muestra (NMEC y NMA).

Si bien, los parámetros del plasma promediados a lo largo del paso de las NMs (macro-estructura) pueden darnos cierta información acerca de los fenómenos macroscópicos o de gran escala que ocurren dentro de las NMs; no nos brindan la información suficiente sobre los fenómenos de micro-escala asociados, tal como las ondas y micro-inestabilidades de interés en este estudio, ya que las condiciones del plasma pueden variar considerablemente de una región a otra, dentro de la misma NM.

Por tal razón, para obtener información acerca de las condiciones del medio en el que las inestabilidades ión ciclotrón LH, ión ciclotrón RH y tipo espejo pueden crecer, se estudiaron las propiedades locales del plasma (micro-estructura) en las regiones en donde las OIC-LH, OIC-RH y los MTE fueron observados, de manera conjunta para las NMs asociadas a eventos complejos y NMs aisladas.

En la figura 4.7, se muestran histogramas normalizados con las distribuciones de las OIC-LH [azul], OIC-RH [rojo] y los MTE [verde] que fueron observados dentro de todas las NMs de nuestra muestra (NMEC y NMA), en relación con: (a) la \bar{P}_T (pPa); (b) $|\bar{\mathbf{B}}|$ (nT); (c) \bar{v}_p (km s⁻¹); (d) \bar{T}_p ($\times 10^4$ K); (e) \bar{N}_p (cm⁻³); y (f) el valor medio local del parámetro β del plasma. En las gráficas, m y std representan la media aritmética y la desviación estándar, respectivamente, para cada distribución. Estas distribuciones muestran lo siguiente:

- El 38 % de los MTE y el 4 % de las OIC-RH se observaron en regiones donde $\bar{P}_T > 150$ pPa; mientras que el 100 % de las OIC-LH se observó en regiones donde $\bar{P}_T < 150$ pPa (ver histograma de la figura 4.7a).

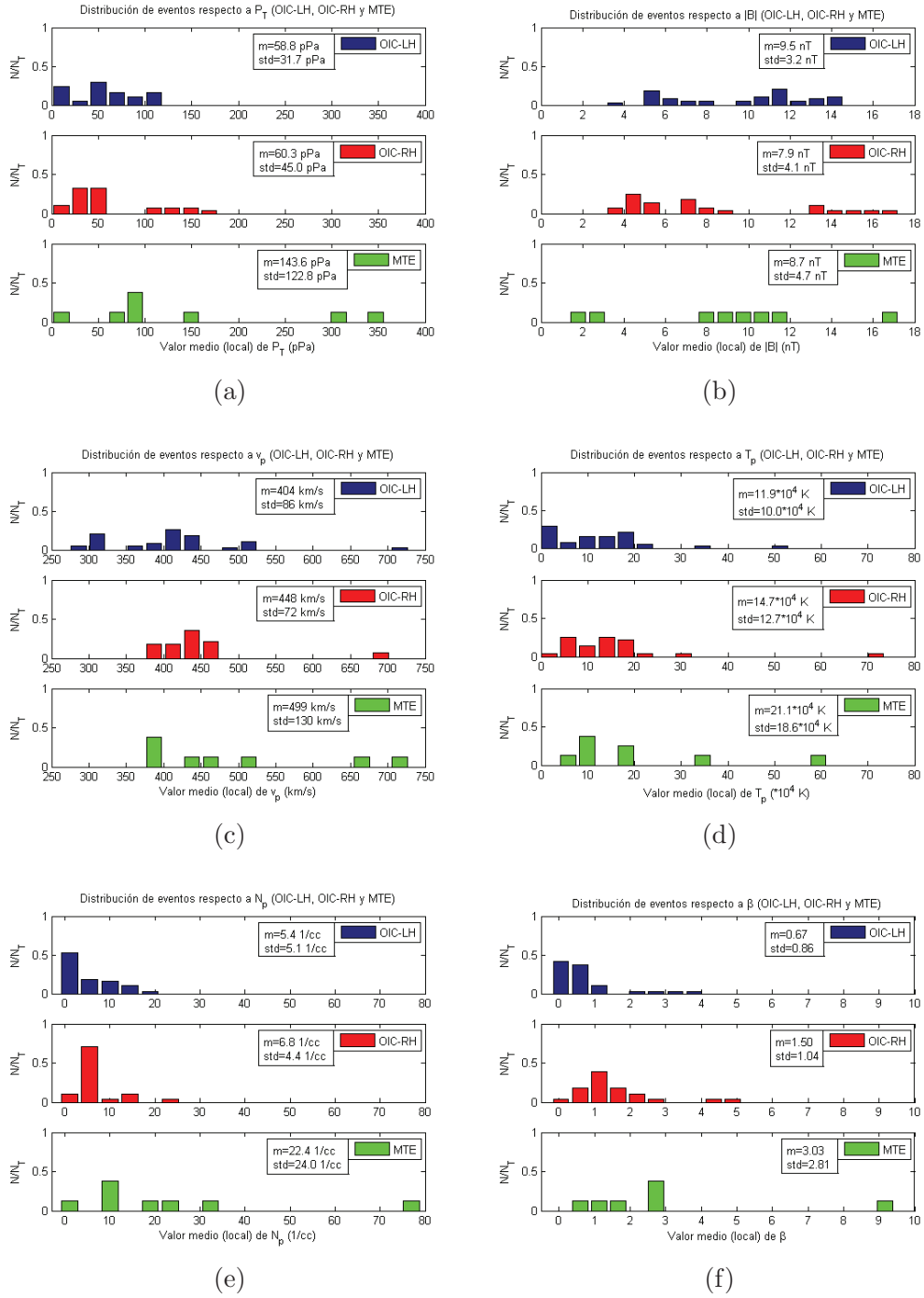


Figura 4.7: Distribuciones normalizadas de los valores medios de (a) presión total P_T ; (b) intensidad del campo magnético $|B|$; (c) velocidad de los protones v_p ; (d) temperatura de los protones T_p ; (e) densidad de los protones N_p , y (f) parámetro β del plasma, medidos en la región en donde las OIC-LH [azul], OIC-RH [rojo] y MTE [verde] fueron observados, dentro de todas las NMs de nuestra muestra (NMEC y NMA). En las gráficas, m y std representan la media aritmética y la desviación estándar, respectivamente, para cada distribución.

- El 55 % de las OIC-LH, el 35 % de las OIC-RH y el 37 % de los MTE observados dentro de las NMs de nuestra muestra, ocurrieron en regiones donde $|\bar{\mathbf{B}}| > 10$ nT (ver histograma de la figura 4.7b).
- En cuanto al valor medio local de la velocidad de protones, el 16 % de las OIC-LH, el 25 % de las OIC-RH y el 50 % de los MTE, fueron observados en regiones donde $\bar{v}_p > 450$ km s⁻¹ (ver histograma de la figura 4.7c).
- El 11 % de las OIC-LH, el 11 % de las OIC-RH y el 25 % de los MTE fueron observados en regiones con $\bar{T}_p > 20 \times 10^4$ K (ver histograma de la figura 4.7d).
- El 3 % de las OIC-LH, el 4 % de las OIC-RH y el 38 % de los MTE observados dentro de las NMs de nuestra muestra, ocurrieron en regiones donde $\bar{N}_p > 20$ cm⁻³ (ver histograma de la figura 4.7e).
- El 89 % de las OIC-LH ocurrieron en regiones donde $\bar{\beta} < 1$, el 86 % de las OIC-RH ocurrieron en regiones donde $\bar{\beta} > 0.5$; y, finalmente, el 88 % de los MTE ¹ se observaron en regiones donde $\bar{\beta} > 1$ (ver histograma de la figura 4.7f).

¹Hemos removido un evento MTE con $\bar{\beta} \sim 56$ de la distribución mostrada en la figura 4.7f debido a que este valor es muy distante al resto de los eventos

Capítulo 5

RESUMEN Y CONCLUSIONES

En este trabajo se han estudiado, por primera vez, algunas propiedades de las OIC-LH, OIC-RH y MTE observadas dentro de 18 NMs asociadas a eventos complejos, es decir, NMs que interactúan con otra EMCI/NM, con una RIC o con una corriente rápida de viento solar durante su propagación por el medio interplanetario; y dentro de 9 NMs aisladas, es decir, que en los datos del plasma y campo magnético sus características presentaron las firmas típicas de una NM y éstas no se vieron modificadas por la presencia de otra estructura transitoria en sus vecindades.

Todas las NMs, en este trabajo, fueron observadas por los instrumentos a bordo de las naves de STEREO durante el período 2007-2011 con al menos una onda de choque asociada. El origen de las ondas de choque, para el caso de los eventos complejos, puede atribuirse a la fuerza combinada de las dos estructuras transitorias interactuantes. La física de las micro-inestabilidades del plasma adyacente a estas ondas de choque, no es el principal interés en este trabajo y se abordará en un trabajo futuro; mientras que las micro-inestabilidades asociadas a las regiones adyacentes a las ondas de choque impulsadas por las NMs aisladas de nuestra muestra, fueron estudiadas en detalle en el trabajo de [Kajdic et al. \[2012\]](#).

El análisis de las ondas y los modos presentes dentro de las NMs se enfocó en el estudio de su propagación, de los valores locales de los parámetros del plasma y del campo magnético en las regiones donde éstos fueron observados, y en el análisis de la polarización de estas ondas/modos; a partir de los datos proporcionados por los instrumentos de la misión STEREO. Estudiar en detalle las características de estas ondas/modos puede permitir obtener información acerca de los procesos de transferencia de energía entre ondas y partículas en el plasma, y puede aplicarse como diagnóstico de los procesos que ocurren en las regiones del plasma donde son observados, tal como la micro-estructura y la composición del plasma en donde éstas se propagan y crecen.

A continuación se presentan las conclusiones generales de este trabajo.

5.1. Nubes Magnéticas

De las 18 NMs asociadas a eventos complejos (NMEC) y 9 NMs aisladas (NMA) en nuestra muestra, se puede resumir lo siguiente:

- En general, dentro de las NMEC se midieron valores de \bar{P}_T mayores a las que fueron medidas dentro de las NMA. Las NMA presentaron valores de \bar{P}_T en el rango de 24 pPa - 68 pPa; mientras que en $\sim 72\%$ de las NMEC se midieron valores de $\bar{P}_T > 68$ pPa. En cuanto al valor medio de la densidad de protones dentro de NMA, se midió $2 \text{ cm}^{-3} \leq \bar{N}_p \leq 10 \text{ cm}^{-3}$; mientras que $\sim 44\%$ de las NMEC presentaron $\bar{N}_p \geq 10 \text{ cm}^{-3}$. Este resultado podría ser consecuencia de compresiones que toman lugar dentro de las NMEC, debido a la interacción entre las estructuras transitorias involucradas, en este caso NM-NM, NM-RIC o NM-corriente rápida de viento solar.
- El valor medio de la temperatura de los protones, medido dentro de las NMA, estuvo en el rango $2.18 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 12.95 \times 10^4 \text{ K}$; y dentro de las NMEC, en el rango $2.58 \times 10^4 \text{ K} \leq \bar{T}_p \leq 56.92 \times 10^4 \text{ K}$. Del total de eventos se encontró que, en $\sim 72\%$ de las NMEC y en solamente $\sim 33\%$ de las NMA, se midieron $\bar{T}_p > 5 \times 10^4 \text{ K}$. Asimismo, el valor medio de la magnitud del campo magnético, $|\bar{\mathbf{B}}|$, fue predominantemente más bajo en las NMA que en las NMEC. Las NMA presentaron valores de $|\bar{\mathbf{B}}|$ en el rango de 6 nT a 10 nT; mientras que en $\sim 72\%$ de las NMEC se midieron valores de $|\bar{\mathbf{B}}| \geq 10$ nT; por lo que, podemos decir que tanto la presión magnética como la presión cinética del plasma se ven afectadas por las compresiones resultantes de la interacción entre las estructuras transitorias que forman eventos complejos; calentando al plasma e incrementando la intensidad del campo magnético dentro de la NM.
- El valor medio de la velocidad de los protones dentro de las NMA, se midió en el rango $306 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 443 \text{ km s}^{-1}$; y dentro de las NMEC, en el rango

$340 \text{ km s}^{-1} \leq \bar{v}_p \leq 762 \text{ km s}^{-1}$. Del total de eventos, el 50 % de las NMEC y sólo el ~ 22 % de NMA presentaron $\bar{v}_p > 400 \text{ km s}^{-1}$. Este resultado podría ser evidencia de que el plasma constituyente de las NMEC, tiende a ser acelerado al interactuar con una EMCI/NM más rápida, una RIC o una corriente rápida de viento solar.

- Los valores medios del parámetro β del plasma dentro de las NMA, fueron medidos en el rango $0.14 \leq \bar{\beta} \leq 1.72$, y en el caso de las NMEC, presentaron valores medios en el rango $0.10 \leq \bar{\beta} \leq 3.40$. Si bien, la diferencia entre estos rangos no es significativamente grande; se observó que, dentro de la mayoría de las NMA el valor de β tenía un comportamiento regular (i. e. con valores relativamente constantes y generalmente manteniéndose por debajo de los valores de la β medidos en el viento solar ambiente) a diferencia de las NMEC, en donde el comportamiento de β fue más complejo (con fuertes incrementos y decrementos a lo largo de la NM; en ciertas regiones de las nubes asociadas a eventos complejos, el valor de β llegó a superar a la β medida en el viento solar ambiente). Es posible que tales incrementos observados en los valores de la β del plasma, sean debidos a compresiones que toman lugar dentro de las NMEC. Adicionalmente, en varias NMEC se observó que el valor de la β del plasma aumentaba sostenidamente hacia la parte final de la nube, lo cual puede ser resultado de la interacción de la NM con la estructura subsiguiente (una EMCI/NM más rápida, una RIC o una corriente rápida de viento solar).
- Dentro de ~ 33 % de las NMA de nuestra muestra (3 de 9 NMA) se observaron OIC-LH y en el ~ 22 % de ellas (2 de 9 NMA) se observó la propagación de OIC-RH. Para el caso de las NMEC, en el ~ 33 % de las nubes (6 de 18 NMEC) se observaron OIC-LH y en el ~ 22 % de ellas (4 de 18 NMEC) se observaron OIC-RH. Además, en el ~ 33 % de las NMEC de nuestra muestra (6 de 18

NMEC), se observó la presencia de MTE en regiones donde los valores de la β del plasma fueron de moderados a altos (predominantemente en la parte final de las nubes). Dentro de las NMA no se observaron MTE.

A continuación se discute sobre las propiedades de las ondas/modos observados y sobre las características locales del plasma en donde éstos fueron observados.

5.2. Ondas Ión Ciclotrón con polarización izquierda (OIC-LH)

Las ondas ión ciclotrón con polarización izquierda (OIC-LH) son ondas polarizadas circularmente, con frecuencias en la vecindad de la frecuencia de ciclotrón de los iones más abundantes y térmicamente anisotrópicos del plasma. La teoría cinética lineal predice que las OIC-LH pueden crecer debido a anisotropías térmicas positivas, es decir, que son inestables cuando en un plasma magnetizado las temperaturas de los iones, paralela y perpendicular a la dirección del campo magnético (T_{\parallel} y T_{\perp} , respectivamente), satisfacen que $T_{\perp} > T_{\parallel}$; con una tasa máxima de crecimiento cuando la dirección de propagación es paralela a la dirección del campo magnético de fondo, $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = 0$ [Kennel y Petscheck, 1966; Gary, 1993]. Se ha encontrado que la máxima tasa de crecimiento para las OIC-LH, se alcanza cuando el valor del parámetro beta de los protones es $\beta \lesssim 6$ y $T_e \sim T_p$ en un plasma formado por electrones (e) y protones (p) [Gary, 1993]. Las OIC-LH, en un plasma formado por varias especies de iones, pueden tener múltiples modos; cada uno con una tasa de crecimiento dependiente de la anisotropía térmica $T_{\perp} > T_{\parallel}$ y de la energía libre debida a los iones giro-resonantes de cada especie (lo cual depende de la fracción de iones resonantes, η_i , que se encuentran en un rango $\Delta v_{\parallel} = (\omega - \Omega_i)/k = V_R$ alrededor de la resonancia ciclotrón). La tasa de crecimiento o amortiguamiento de las OIC-LH, depende también de la contribución de otras especies de iones, tal como partículas alfa e incluso iones más pesados. Para esta inestabilidad, los electrones son no resonantes y por lo tanto, la tasa de crecimiento de la inestabilidad no depende de su temperatura, T_e .

Las OIC, en el rango de frecuencias inestables, son usualmente seguidas por una banda de amortiguamiento con tasas similares a las de crecimiento; por lo que, las ondas que crecen en alguna región de una EMCI/NM pueden ser amortiguadas en otra región de la EMCI/NM, si los parámetros en cada una de las regiones son los

apropiados [Dasso et al., 2003]. Esto significa que, las OIC pueden ser usadas para diagnosticar localmente al plasma en el que se propagan. Si bien, no existen hasta la fecha datos de T_{\perp} y T_{\parallel} para los eventos de nuestra muestra, la existencia de OIC-LH en ellos indica que el plasma constituyente de las NMEC y NMA, en la región en donde las OIC-LH fueron observadas, es un plasma térmicamente anisotrópico, con $T_{\perp} > T_{\parallel}$.

Las OIC-LH observadas en este estudio, son ondas que se propagan en direcciones cercanamente paralelas a la dirección del campo magnético de fondo, $\theta_{B_0k} < 23^{\circ}$, tanto dentro de las NMA como dentro de las NMEC; lo cual es consistente con lo predicho por la teoría cinética lineal. En general, los hodogramas obtenidos del MVA, muestran que estas OIC-LH son muy planas y por lo tanto su ángulo de propagación queda bien determinado. Además, fueron ondas con polarización circular, pues el valor absoluto de la elipticidad fue mayor al 0.7 en todos los casos, y el porcentaje de polarización fue mayor al 70 %; indicando que la razón señal a ruido fue alta.

La componente transversal del espectro de potencias, obtenido del análisis de Fourier, fue siempre dominante (al menos un orden de magnitud más grande) sobre la componente compresiva del espectro de potencias; indicando que las OIC-LH observadas fueron ondas transversales respecto al campo magnético de fondo. Las amplitudes normalizadas de las OIC-LH observadas se midieron en el rango de $\delta B/B_0 = 0.01 - 0.05$.

Las frecuencias de las OIC-LH, dentro de las NMA y las NMEC, se midieron con valores muy cercanos a los valores locales de la frecuencia de ciclotrón de los protones ($\omega \approx \Omega_p$), en todos los casos. Este resultado indica que la inestabilidad ión ciclotrón, en las regiones en las que las OIC-LH fueron observadas, fue generada por la resonancia de las ondas con los protones del plasma, debido al movimiento de ciclotrón de los protones; es decir, por el intercambio de energía entre la onda y los protones del plasma que tenían giro-frecuencias en la vecindad de la frecuencia de la

onda. Este resultado indica también, de acuerdo con la teoría cinética lineal, que en dichas regiones los protones son térmicamente anisotrópicos, con $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

El análisis de los valores locales de los parámetros del plasma, en las regiones en las que se observaron OIC-LH, muestra que estas ondas fueron observadas, en su mayoría, en regiones en donde la $\bar{P}_T < 150$ pPa (100 %), la $|\bar{\mathbf{B}}| > 10$ nT (55 %), la $\bar{v}_p < 450$ km s⁻¹ (84 %), la $\bar{T}_p < 20 \times 10^4$ K (89 %), la $\bar{N}_p < 20$ cm⁻³ (97 %) y la $\bar{\beta} < 1$ (89 %). De hecho, el máximo valor del parámetro β medido en la región en que las OIC-LH fueron observadas, fue de $\bar{\beta} = 3.1$. Este último resultado es consistente con lo que predice la teoría cinética lineal de plasmas, la cual establece que la inestabilidad ión ciclotrón LH se ve favorecida con valores bajos de la β del plasma.

5.3. Ondas Ión Ciclotrón con polarización derecha (OIC-RH)

Las ondas ión ciclotrón con polarización derecha (OIC-RH), crecen debido a anisotropías térmicas negativas en el plasma; es decir, que son inestables cuando en un plasma magnetizado las temperaturas de los iones satisfacen que $T_{\perp} < T_{\parallel}$; con una tasa máxima de crecimiento en la dirección paralela a la dirección del campo magnético de fondo, $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = 0$ [Kennel y Scarf, 1968; Farrugia et al., 1998; Dasso et al., 1999]; al igual que las OIC-LH. La teoría cinética lineal de plasmas, predice que tanto el valor de la β del plasma, como el valor de la anisotropía térmica T_{\parallel}/T_{\perp} de los protones, así como la concentración de partículas alfa en el plasma, son parámetros clave en la excitación de las OIC-RH [Farrugia et al., 1998; Graton et al., 1998; Dasso et al., 1999, 2000, 2001, 2002, 2003]. Para esta inestabilidad, al igual que la inestabilidad ión ciclotrón LH, los electrones son no-resonantes y por lo tanto, los cambios en T_e no afectan a la inestabilidad ión ciclotrón RH [Graton et al., 1998].

Las OIC-RH, al igual que las OIC-LH, pueden ser usadas para diagnosticar localmente al plasma en el que se propagan [Dasso et al., 2003]. La existencia de OIC-RH dentro de las NMEC y NMA de nuestra muestra, indica que el plasma constituyente de las regiones en donde las OIC-RH fueron observadas, es un plasma térmicamente anisotrópico, con $T_{\perp} < T_{\parallel}$.

Las OIC-RH observadas en este estudio fueron ondas predominantemente transversales que se propagaban en direcciones casi paralelas a la dirección del campo magnético de fondo, $\theta_{B_0 k} < 24^\circ$, tanto dentro de las NMA como dentro de las NMEC; lo cual es consistente con lo predicho por la teoría cinética lineal. Los hodogramas obtenidos del MVA, muestran que estas OIC-RH fueron también muy planas y por lo tanto su ángulo de propagación queda bien determinado a partir de éste método de análisis (ver apéndice A.2). Además, fueron ondas con polarización circular, pues

el valor absoluto de la elipticidad fue mayor al 0.7 en todos los casos, y el porcentaje de polarización fue mayor al 70 %; indicando que la razón señal a ruido fue alta. Las amplitudes normalizadas de las OIC-RH observadas se midieron en el rango de $\delta B/B_0 = 0.01 - 0.10$, es decir, fueron generalmente más grandes que las amplitudes de las OIC-LH.

Las frecuencias de las OIC-RH tuvieron valores muy cercanos a los valores locales de la frecuencia de ciclotrón de los protones ($\omega \approx \Omega_p$), en todos los casos. Por lo que se puede decir que la inestabilidad ión ciclotrón RH, fue también alimentada por la energía libre debida a los protones giro-resonantes con las ondas. Este resultado indica también, de acuerdo con la teoría cinética lineal, que en dichas regiones los protones fueron térmicamente anisotrópicos, con $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

El análisis de los valores locales de los parámetros del plasma, en las regiones en las que se observaron OIC-RH, muestra que estas ondas fueron observadas, en su mayoría, en regiones en donde la $\bar{P}_T < 150$ pPa (62 %), la $|\bar{\mathbf{B}}| < 10$ nT (65 %), la $\bar{v}_p < 450$ km s⁻¹ (75 %), la $\bar{T}_p < 20 \times 10^4$ K (89 %), la $\bar{N}_p < 20$ cm⁻³ (96 %) y la $\bar{\beta} > 0.5$ (86 %).

Este resultado es consistente con lo predicho por la teoría cinética lineal de plasmas; en particular, es consistente con los resultados obtenidos en el estudio paramétrico realizado por [Dasso et al. \[2003\]](#) sobre la influencia de las propiedades de los iones en la excitación de OIC-RH dentro de EMCIs y NMs. En dicho trabajo, se usó teoría cinética lineal para resolver la relación de dispersión de las OIC-RH en un plasma cuyos parámetros se escogieron de acuerdo a los regímenes observados dentro de eyectas solares: $\beta_p = 0.1 - 0.6$ ¹ [[Richardson y Cane, 1995](#)]; $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} = 2 - 5$ ² [[Gosling et al., 1987](#)];

¹Las NMs a menudo presentan valores de β_p extremadamente bajas. Sin embargo, cuando las NMs se observan interactuando con otra estructura transitoria en el viento solar; tal como las NMs seguidas por una corriente rápida de viento solar, éstas pueden presentar $\beta_p > 0.4$ [[Farrugia, 1998](#); [Dasso et al., 2001](#)].

²Se han observado NMs con anisotropías en la temperatura de los protones de hasta $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} \sim 10$ [[Galvin et al., 1987](#)].

$\eta_\alpha = 1\% - 20\%$ ³ [Gosling et al., 1987; Galvin, 1997]. Variando estos parámetros, Dasso et al. [2003] encontraron que la β_p y la anisotropía térmica de los protones $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}}$ son los parámetros más relevantes para la determinación del umbral de esta inestabilidad, la cual es excitada cuando $\beta_p \gtrsim 0.5$ en un plasma donde $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} \gtrsim 3$ y $\eta_\alpha \lesssim 4\%$. Adicionalmente, ellos encontraron que la máxima tasa de crecimiento de la inestabilidad ion ciclotrón con polarización derecha, aumenta exponencialmente con el valor de $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}}$.

Dasso et al. [2003] encontraron también que los incrementos en las abundancias de las partículas alfa ($\eta_\alpha > 4\%$) reducen los valores de β_p necesarios para que la inestabilidad ion ciclotrón con polarización derecha pueda ser excitada: con una concentración de partículas alfa de $\eta_\alpha = 15\%$ y una anisotropía térmica en los protones de $\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} = 4$, se encontraron escenarios en donde las OIC-RH eran inestables incluso para valores muy bajos de β_p ($\beta_p \sim 0.1$).

En nuestra muestra de eventos, el 100% de las OIC-RH observadas dentro de las NMA ocurrieron en regiones donde $\bar{\beta} > 0.5$. Dentro de las NMEC, el 76% de las OIC-RH se observaron en regiones donde $\bar{\beta} > 0.5$, y el 24% restante ocurrió en regiones donde $\bar{\beta} = 0.13 - 0.49$. Este resultado, de acuerdo con la teoría cinética de plasmas y en particular, de acuerdo con los resultados de Dasso et al. [2003], podría indicar que en las regiones de las NMEC con $\bar{\beta} < 0.5$ en donde las OIC-RH fueron observadas, la concentración de partículas alfa fue alta: $4\% < \eta_\alpha < 15\%$.

³La abundancia relativa de partículas alfa, η_α , es altamente variable en distintas EMCIs e incluso puede variar considerablemente en distintas regiones dentro de una misma EMCI; se han llegado a reportar valores de $\eta_\alpha \sim 15\%$ y mayores, dentro de algunas EMCIs [Borrini et al., 1982; Zwickl et al., 1983].

5.4. Modos Tipo Espejo (MTE)

La inestabilidad tipo espejo es una inestabilidad fundamental en los plasmas que conduce a fluctuaciones en el campo magnético; estas fluctuaciones tienden a ser muy compresivas y tienen frecuencia real $\omega_r = 0$ en el marco de referencia del plasma [Hasegawa, 1969]. Tales fluctuaciones son modos linealmente polarizados, cuya tasa de crecimiento es máxima en direcciones oblicuas al campo magnético de fondo. El modo tipo espejo (MTE) puede crecer, al igual que las OIC-LH, por anisotropías térmicas positivas, $T_{\perp} > T_{\parallel}$ en los protones [Chandrasekhar et al., 1958; Barnes, 1966]. La morfología de los MTE, se ha observado como grandes fluctuaciones en la intensidad del campo magnético, en forma de *hoyos* y *picos* consecutivos que pueden persistir durante largos períodos de tiempo; y, además, con una anti-correlación entre las variaciones en la intensidad del campo magnético y las variaciones en la densidad del plasma [Erdős y Balogh, 1994; Winterhalter et al., 1994]. La teoría cinética lineal de plasmas, predice que la tasa de crecimiento de los MTE se ve favorecida por anisotropías térmicas positivas grandes o por valores altos del parámetro β del plasma. El hecho de que los MTE han sido observados en los plasmas espaciales de manera separada a las OIC-LH (ver por ejemplo [Enriquez Rivera et al., 2013]), es un tema de investigación actual. Se ha sugerido, por ejemplo, que también la presencia de una componente de partículas alfa en el plasma, podría contribuir a la disminución de la tasa de crecimiento de las ondas OIC-LH [Gary, 1993; Southwood y Kivelson, 1993] y favorecer el crecimiento de los MTE [Price et al., 1986]. En este último caso, el valor crítico de β , a partir del cual la inestabilidad tipo espejo tiene $\gamma > 0$ por encima de la inestabilidad ion ciclotrón LH, se vería reducido⁴ [Price et al., 1986; Gary, 1992].

⁴Price et al. [1986] encontraron que en un plasma con una concentración de partículas alfa de $\eta_{\alpha} = 4\%$, los MTE presentaban una $\gamma > 0$ por encima de la inestabilidad ion ciclotrón LH cuando $\beta = 2.5$ y $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = 1.3$. Es importante tener en cuenta que entre mayor es la β menor es el valor requerido de la anisotropía $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$ y viceversa; en otras palabras, es la combinación de β y la anisotropía en la temperatura lo que juega un papel importante en hacer inestable al plasma ante los MTE [Price et al., 1986; Enriquez Rivera et al., 2013].

En este trabajo se observaron MTE con polarización lineal y elíptica, en el $\sim 33\%$ de las NMEC de nuestra muestra (6 de 18 NMEC), en regiones donde los valores de la β del plasma fueron de moderados a altos, $\bar{\beta} = 0.83 - 55.98$ (predominantemente en la parte final de las nubes, 50%). En cambio, dentro de las NMA de nuestra muestra no se observaron MTE.

Las fluctuaciones en la intensidad del campo magnético, asociadas a estos MTE, fueron cercanamente paralelas a \mathbf{B}_0 ($\theta_{B_{0i}} < 20^\circ$). Este resultado es consistente con lo predicho por la teoría cinética lineal, la cual establece que la inestabilidad tipo espejo resulta en fluctuaciones cercanamente paralelas a \mathbf{B}_0 . Por otro lado, esta teoría predice que dichas fluctuaciones tienen máxima tasa de crecimiento en direcciones oblicuas a \mathbf{B}_0 (es decir, $\theta_{B_{0k}} \approx 45^\circ$); sin embargo, los MTE estudiados en este trabajo, crecieron en direcciones casi-perpendiculares a \mathbf{B}_0 (es decir, $\theta_{B_{0k}} = 82^\circ - 90^\circ (\pm 0.5^\circ)$).

Los MTE observados en las NMEC, se caracterizaron por ser muy compresivos a frecuencias bajas (≤ 0.1 Hz) y por no destacar un pico fundamental en el espectro de potencias del análisis de Fourier, a diferencia de las OIC de este trabajo. Se encontró que estos MTE presentaron caídas/hoyos abruptos en la magnitud del campo magnético, \mathbf{B} , cuyas profundidades oscilaron entre 1 nT - 6 nT; estas amplitudes normalizadas se encontraron en el rango $\delta B/B_0 = 0.10 - 0.68$; es decir, son fluctuaciones con amplitudes mucho más grandes que las amplitudes de las OIC-LH y las OIC-RH que fueron observadas en las NMA y en las NMEC de nuestra muestra. La duración de los MTE fue de ~ 60 segundos hasta ~ 8 minutos.

El análisis de los valores locales de los parámetros del plasma, en las regiones en las que se observaron MTE, muestra que estos modos fueron observados, en su mayoría, en regiones en donde la $\bar{P}_T > 80$ pPa (75%), la $|\bar{\mathbf{B}}| < 10$ nT (63%), la $\bar{v}_p > 450$ km s $^{-1}$ (50%), la $\bar{T}_p > 10 \times 10^4$ K (75%), la $\bar{N}_p > 10$ cm $^{-3}$ (50%) y la $\bar{\beta} > 1$ (88%)⁵. Aunque hasta la fecha STEREO no ha proporcionado mediciones

⁵En 7 de las 8 regiones dentro de NMECs, en donde los MTE fueron observados, se midieron $\bar{\beta} > 1$. Sin embargo, uno de ellos fue observado en regiones donde $\bar{\beta} = 0.83 < 1$, lo cual no es un

de anisotropías térmicas en los protones; este resultado, junto con el hecho de que los MTE fueron observados principalmente en la parte final de las NMEC (cerca de la región de interacción) y ninguno dentro de las NMA, sugiere en acuerdo con la teoría cinética lineal de plasmas, que el plasma constituyente de las NMEC de nuestra muestra en las que los MTE fueron observados, es un plasma térmicamente anisotrópico con $T_{\perp} > T_{\parallel}$, que ha sido comprimido y/o calentado de manera no-uniforme debido a la interacción de las nubes con otra estructura transitoria; en este caso NM-NM, NM-RIC o NM-corriente rápida de viento solar.

Es importante hacer notar, sin embargo, que es necesario estudiar más casos de NMA y NMEC para ver si los resultados de este estudio representan una tendencia general. Además, es necesario resolver la relación de dispersión lineal para un plasma con características similares al plasma en donde los MTE, las OIC-LH y las OIC-RH fueron observados, para ver si en efecto, dichas inestabilidades tienen tasas de crecimiento positivas en las regiones donde fueron observadas. Esto último reafirmaría la posibilidad de que las OIC-LH, las OIC-RH y los MTE, fueron generados localmente y por ende, puedan ser usados para diagnosticar localmente al plasma. Aunque los instrumentos de la misión STEREO no nos brindan los valores de T_{\perp} y T_{\parallel} , un estudio paramétrico en donde se varíen los valores de la anisotropía en la temperatura podría darnos información sobre cuándo pueden crecer los distintos modos dentro de nubes magnéticas.

Parte de nuestro futuro trabajo, es utilizar el programa WHAMP (Waves in Homogeneous, Anisotropic Multicomponent Plasmas) [Ronmark, 1982] para resolver dicha relación de dispersión lineal considerando un plasma magnetizado y no-colisional, cuyas características sean similares al plasma en donde los MTE, las OIC-LH y las OIC-RH fueron observados. Para ello, ampliaremos nuestra muestra de eventos agre-

rango adecuado para el crecimiento de la inestabilidad tipo espejo. Se ha sugerido, por ejemplo, que el hecho de que algunos MTE hayan sido observados tanto en plasmas estables como en plasmas inestables, es una consecuencia de bi-estabilidad en el plasma [Génot et al., 2009].

gando las NMEC y NMA rápidas (impulsando ondas de choque) correspondientes al máximo de actividad del ciclo solar 24 (desde el año 2012 hasta la actualidad) con la finalidad de que nuestro estudio estadístico sea más significativo. Adicionalmente, examinaremos el tipo de ondas e inestabilidades presentes en las regiones adyacentes a las ondas de choque impulsadas por dichos eventos. En particular, se espera que las ondas de choque impulsadas por NMEC y NMA muy rápidas tengan números de Mach con altos valores y, por lo tanto, sus fundas sean muy turbulentas. Lo anterior podría generar inestabilidades en el plasma, tal como la inestabilidad tipo espejo; por lo que, será interesante estudiar y comparar las características de las inestabilidades que surgen en dichas regiones, con aquellas que se generan dentro de las ICMEs/NMs.

Apéndice A

APÉNDICES

A.1. LA MISIÓN STEREO

Las naves de STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory) fueron lanzadas el 25 de Octubre del 2006 en un cohete Delta II 7925-10L, y puestas en órbitas muy excéntricas alrededor de la Tierra. Durante las primeras semanas, las dos naves casi idénticas se fueron separando lentamente (pero manteniéndose bastante cerca una de otra) hasta su primer encuentro con la Luna, pasado un mes desde su lanzamiento. Durante el sobrevuelo de las naves, el campo gravitacional lunar las arrojó hacia afuera (lejos) de la Tierra. En tal momento, la relativamente pequeña diferencia entre las distancias de las naves, causó que la nave A tomara una trayectoria alejándose de la Tierra, convirtiéndose así en un satélite del Sol; mientras que la nave B se desvió de regreso hacia una órbita alrededor de la Tierra y seis semanas después sufrió un segundo sobrevuelo lunar, siendo arrojada por el campo gravitacional lunar hacia afuera de su órbita en la dirección opuesta a la nave A. Las órbitas de las dos naves alrededor del Sol son más excéntricas que la de la Tierra, con la nave A orbitando ligeramente dentro de la órbita de la Tierra, y la nave B orbitando ligeramente afuera. Debido a esta ligera diferencia en la distancia promedio al Sol, las dos naves se separan

lentamente de la Tierra en direcciones opuestas (el sitio Web mostrado en la referencia [Thompson et al., 2013] dispone de películas que simulan las órbitas de las naves A y B, descritas anteriormente).

Los siguientes cuatro paquetes de instrumentos fueron montados en cada una de las naves de la misión:

- *SECCHI (Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation)*. Este experimento se compone de cuatro coronógrafos: **(1)** el EUVI (Extreme Ultraviolet Imager) el cual cubre la parte más interna del rango completo de observación de los telescopios del experimento, desde la cromósfera solar hasta la corona interna, es decir, de $\sim 1 - 1.7R_{\odot}$, tiene detectores de 2048×2048 pixeles que observan en cuatro canales espectrales con un rango de temperaturas 0.1 MK hasta 20 MK, entre 17.1 nm y 30.4 nm (ver por ejemplo [Wülser et al., 2004]). **(2)** el COR1 (Inner Coronagraph), fue diseñado para observar la corona solar interna, tiene un campo de visión que va desde $\sim 1.3 - 4R_{\odot}$; y un polarizador lineal usado para suprimir la luz dispersada, y para extraer la señal del brillo polarizado de la corona solar; cuenta con un ocultador que bloquea toda la luz fotosférica, desde 350 – 1100 nm (ver por ejemplo [Thompson et al., 2003]). **(3)** el COR2 (Outer Coronagraph), fue diseñado para observar la corona externa con un campo de visión de $\sim 2 - 15R_{\odot}$ y; **(4)** el HI (Heliospheric Imager), el cual se compone de dos cámaras, HI-1 y HI-2, con campos de visión muy amplios, de $15 - 80R_{\odot}$ y $80 - 215R_{\odot}$, respectivamente (ver por ejemplo [Harrison et al., 2005]).
- *SWAVES (STEREO WAVES experiment)*. Este experimento fue diseñado para estudiar y rastrear las emisiones de radio interplanetarias. Consta de tres antenas, ortogonales entre sí, de 6 metros de longitud y 1 Kg de masa; con frecuencia de resonancia de 0.22 Hz. Incluye 5 radioreceptores que cubren el rango

de frecuencias desde 10 kHz hasta 50 MHz (ver por ejemplo [Rucker et al., 2005]).

- *PLASTIC (Plasma and Suprathermal Ion Composition)*. Este instrumento es un espectrómetro de masas diseñado para determinar la composición del plasma, sus propiedades de bulto y los estados de ionización de iones desde el Hidrógeno hasta el Hierro (en un rango de energía de 0.3 - 80 keV/e) y de iones supratérmicos.
- *IMPACT (In-Situ Measurements of Particles and CME Transients)*. Este experimento consta de los siguientes instrumentos: un analizador de electrones del viento solar, SWEA; un telescopio para electrones supratérmicos, STE; un magnetómetro tri-axial, MAG; un telescopio para electrones y protones solares, SEPT; un telescopio para iones supratérmicos, SIT; un telescopio para partículas de baja energía, LET; y un telescopio para partículas de altas energías, HET.

En este trabajo, se utilizaron los datos de los parámetros de bulto de los protones, proporcionados por los instrumentos PLASTIC-A y PLASTIC-B; y las mediciones del campo magnético hechas por los magnetómetros tri-axiales, MAG, del experimento IMPACT; dentro del período comprendido por los años 2007-2011. Las naves STEREO-A y STEREO-B se separaron angularmente $\sim 141.8^\circ$ durante este período: de $\sim 0.1^\circ$, al comienzo del año 2007, a $\sim 141.9^\circ$ al término del año 2011.

En la figura A.1a se muestran las posiciones de las naves A [rojo] y B [azul] respecto al Sol [amarillo], proyectadas sobre el plano de la eclíptica (en coordenadas HEE), el día 01/01/2007 a las 00:00 TU, en unidades astronómicas. La figura A.1b muestra las posiciones de las naves A y B para la misma fecha, proyectadas en el plano de la eclíptica en coordenadas geocéntricas (GSE). Las posiciones de las naves

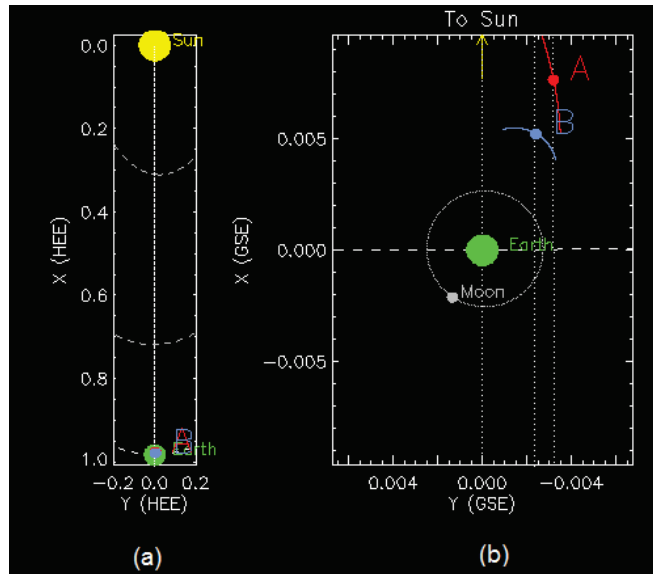


Figura A.1: Posición de las naves STEREO A y STEREO B en sus órbitas, el día 01/01/2007 a las 00:00 TU. (a) Posiciones de las naves A [rojo] y B [azul] respecto al Sol [amarillo], proyectadas sobre el plano de la eclíptica, en coordenadas HEE, las unidades están en unidades astronómicas y el círculo verde representa la posición de la Tierra. (b) Posiciones de las naves A y B para la misma fecha, proyectadas en el plano de la eclíptica con coordenadas geocéntricas (GSE). El punto y círculo blancos representan la posición y trayectoria de la Luna, respectivamente. La flecha amarilla indica la dirección Sol-Tierra Tomada de: [Thompson et al., 2013]

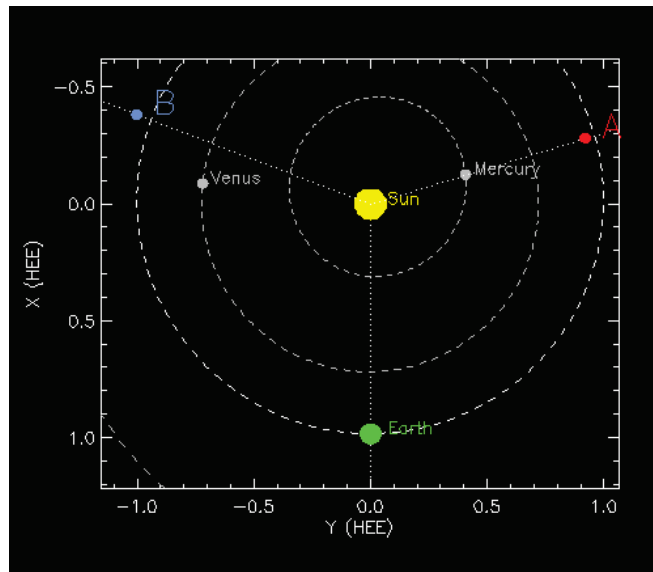


Figura A.2: Posición de las naves STEREO A [rojo] y STEREO B [azul] respecto al Sol [amarillo] y a la Tierra [verde], el día 31/12/2011 a las 23:59 TU. Las líneas punteadas muestran el desplazamiento angular respecto al Sol y los círculos punteados, de menor a mayor, son las órbitas de Mercurio, Venus y la Tierra, respectivamente; las unidades están en UA y las coordenadas son HEE. Tomada de: [Thompson et al., 2013]

el día 31/12/2011 a las 23:59 TU, en el plano de la eclíptica con coordenadas HEE, se muestra en la figura A.2.

A.1.1. Magnetómetro (MAG) de IMPACT

Los magnetómetros de la misión STEREO son magnetómetros triaxiales fluxgate de diseño tradicional, de amplio rango de operación, de baja potencia, con poco ruido y de volumen reducido.

Existe una gran variedad de sensores que miden campos magnéticos. El diseño típico de los magnetómetros fluxgate consiste de una bobina sensora (secundaria) que rodea a una bobina interna (primaria), la cual a su vez envuelve a un núcleo de material magnéticamente permeable (ferromagnético). Cada sensor tiene elementos de núcleo magnético que pueden ser vistos como dos mitades cuidadosamente unidas. Se aplica una corriente alterna a la bobina primaria, lo cual produce que el núcleo se sature positiva y negativamente de manera alterna. La corriente inducida en cada mitad del núcleo produce campos magnéticos de la misma intensidad y de polaridad opuesta en cada mitad del núcleo. Así, en ausencia de un campo magnético externo, el flujo magnético en una mitad del núcleo se cancela con el de la otra mitad, de forma que el flujo total medido por la bobina secundaria es cero. Si, en cambio, se aplica un campo magnético externo, éste se sumará, en cierto instante de tiempo, al flujo magnético de una de las mitades del núcleo y se opondrá al flujo magnético de la otra mitad. Esto produce un imbalance neto entre las dos mitades, de forma que el flujo magnético de una de las mitades no se cancela con el de la otra. El resultado es una señal que depende tanto de la magnitud del campo magnético externo como de su polaridad. Combinando múltiples sensores fluxgate, es posible medir el campo magnético externo en tres direcciones ortogonales, es decir se contruye un magnetómetro fluxgate triaxial (ver figura A.3).

Los sensores del experimento IMPACT fueron montados en un dispositivo desplegable llamado *boom* (ver figura A.4) junto con otros instrumentos de IMPACT, en cada una de las naves; el boom mide aproximadamente 4 metros de largo. Los sensores MAG se localizan ~ 1.5 m de distancia de los sensores SWEA y STE; y a \sim

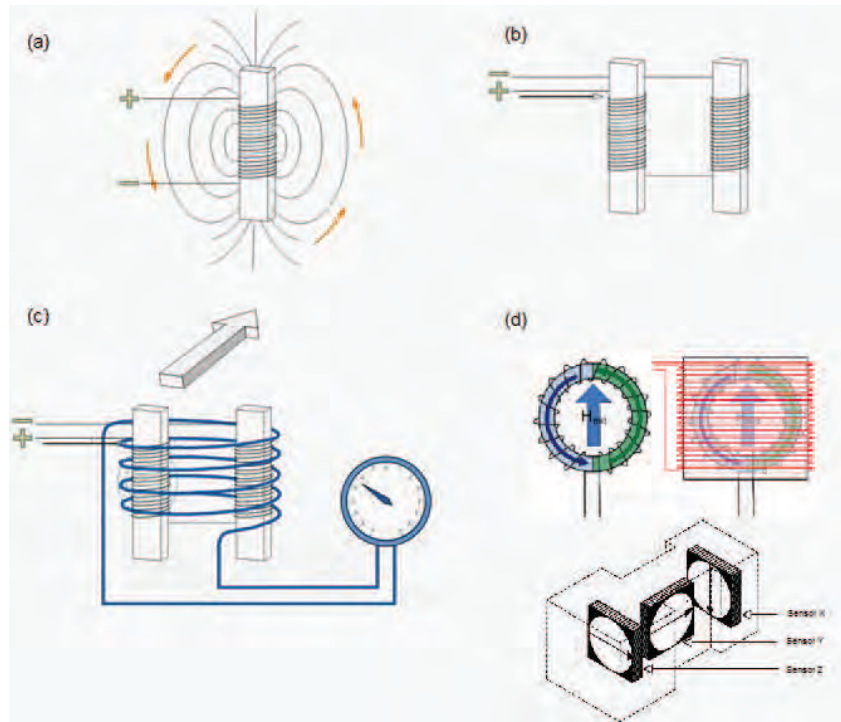


Figura A.3: Principio de operación de un magnetómetro triaxial fluxgate. (a) Si se hace pasar una corriente a través de una bobina que envuelve a un núcleo de material ferromagnético, el núcleo se magnetiza y genera su propio campo magnético. (b) Si ahora se colocan cercánamente dos núcleos y la dirección en la cual las bobinas son enrolladas es inversa en un núcleo respecto al otro, la corriente de entrada inducirá campos magnéticos en cada uno de los núcleos, de la misma intensidad pero en sentidos opuestos, de forma que éstos se cancelarán mutuamente. (c) En presencia de un campo magnético externo, H_{ext} , habrá un desbalance de fuerzas y el campo magnético producido por uno de los núcleos se verá reforzado, induciendo así un voltaje medible en una bobina secundaria [embobinado azul]. (d) Combinando múltiples sensores fluxgate, es posible medir el campo magnético externo en tres direcciones ortogonales. Tomada y modificada del sitio web: <http://www.sp.ph.ic.ac.uk> [Balogh, 1999].

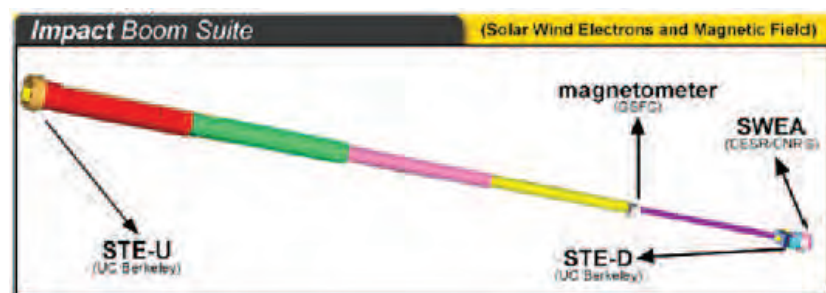


Figura A.4: Localización de los sensores de IMPACT sobre el boom. Los sensores MAG se encuentran ~ 1.5 m de distancia de los sensores SWEA y STE; y a ~ 3 metros de distancia del borde de la nave para evitar cualquier interferencia entre los campos magnéticos que se desean medir y los campos magnéticos creados por señales debidas a los demás instrumentos y por corrientes que fluyen en la nave. Tomada de: [Acuna et al., 2008]

3 metros de distancia del borde de la nave para evitar cualquier interferencia entre los campos magnéticos que se desean medir y los campos magnéticos creados por señales debidas a los demás instrumentos y por corrientes que fluyen en la nave.

El magnetómetro de IMPACT mide continuamente la estructura de gran escala del campo magnético interplanetario desde las dos posiciones de las naves de STEREO y en particular los gradientes entre ellas. Estas mediciones permiten interpretar los parámetros del viento solar, las funciones de distribución de partículas, las trayectorias de las partículas energéticas detectadas y permiten analizar las fuentes y los mecanismos de la aceleración de partículas. MAG/IMPACT tiene la capacidad de hacer mediciones rápidas, y permite la caracterización de las fluctuaciones del campo magnético interplanetario en un amplio rango de frecuencias que va desde las variaciones lentas asociadas al ciclo solar, hasta fluctuaciones rápidas del orden de la girofrecuencia de los protones.

Estos magnetómetros proporcionan mediciones continuas, con una tasa de muestreo intrínseca de 32 muestras por segundo. Las mediciones tienen una precisión del 0.003 % sobre la escala total y una sensibilidad de 0.015 nT con exactitud de ~ 0.1 nT; los instrumentos cubren un rango de $\pm 65,536$ nT en dos intervalos controlados por un IDPU (IMPACT Digital Processing Unit): ± 512 nT y $\pm 65,536$ nT. Este amplio rango de operación permite hacer mediciones durante todas las fases de la misión, incluyendo tanto la medición del campo geomagnético durante los sobrevuelos en la Tierra como las mediciones del campo magnético interplanetario en el viento solar.

El registro de los datos en bruto es producido en la Universidad de California, Berkeley (UCB) y son almacenados en archivos de datos con formato común, CDF (Common Data Format). Estos datos son muestreados de manera continua a 8 Hz, y ocasionalmente a 32 Hz de manera interrumpida. Posteriormente, los datos son transferidos a la Universidad de California, Los Ángeles (UCLA); en donde los datos a 8 Hz (125 ms) se promedian sobre 1 segundo de resolución usando promedios sobre intervalos superpuestos de dos segundos y los datos con resolución de 1 minuto se promedian sobre intervalos superpuestos de dos minutos. En la UCLA se producen tres tipos de datos (125 ms, 1 s y 1 min), los cuales son convertidos a coordenadas

RTN y almacenados en una base de datos dispuesta en un servidor de la red con las coordenadas originales de las naves.

El sistema de coordenadas RTN (radial, tangencial, norte) está definido de forma que el eje R es radialmente hacia afuera, con origen en el centro del Sol. El plano RN contiene al eje de rotación del Sol y el eje T se encuentra en la dirección resultante del producto cruz entre el eje de rotación solar y el vector que une a la nave con el Sol. (para mayor detalle sobre el instrumento MAG/IMPACT ver por ejemplo [[Acuna et al., 2008](#)] y [[Luhmann et al., 2008](#)]).

A.1.2. PLASTIC

El experimento PLASTIC (PLASma and Suprathermal Ion Composition investigation) consiste de un espectrómetro de masas con cámara de tiempo de vuelo, diseñada para determinar la composición elemental e iónica, los estados de ionización y los parámetros de bulto de los iones del viento solar; en el rango de masas que va desde el Hidrógeno hasta el Hierro. PLASTIC tiene una visión angular casi completa en el plano de la eclíptica y cubre un rango energético desde ~ 0.3 a 80 keV/e, también proporciona las funciones de distribución de iones supratérmicos.

El sensor PLASTIC (ver figura [A.5](#)) está constituido por tres elementos estructurales: un sistema de entrada (Entrance System Energy Analyzer), una cámara de tiempo de vuelo (Time of Flight Energy Chamber), y una caja electrónica (Electronic Box). El sistema de entrada selecciona las partículas incidentes para el análisis subsecuente por su dirección y por su cociente energía-por-carga, E/Q . La cámara de tiempo de vuelo contiene detectores electrónicos y ópticos de iones y una tarjeta de procesamiento de señales. La caja electrónica contiene toda la electrónica digital y analógica, los suministros de potencia y un instrumento de procesamiento de datos, IDPU.

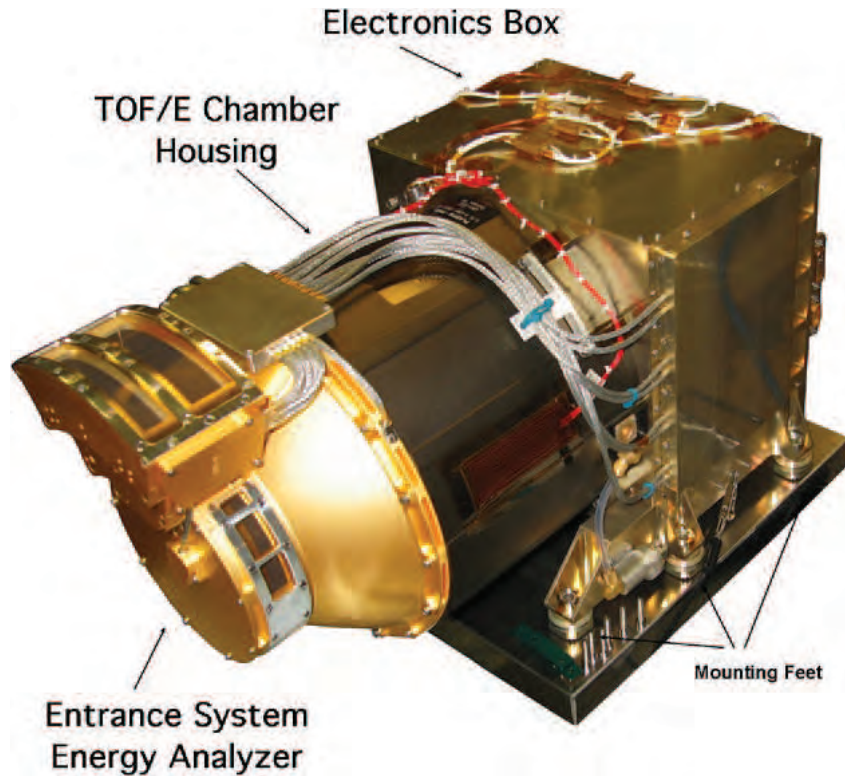


Figura A.5: Fotografía de PLASTIC, mostrando los tres elementos estructurales que componen al instrumento: El sistema de entrada (Entrance System Energy Analyzer) con forma de domo, de color oro y con los sensores deflectores del viento solar mostrados hacia arriba; la cámara de tiempo de vuelo (Time of Flight/Energy Chamber) son su sección cilíndrica acostada y la caja electrónica (Electronic Box). Tomada de: [Galvin et al., 2008]

Para organizar las mediciones tanto del plasma como de las poblaciones de iones supratérmicos dentro de un mismo instrumento, los sensores PLASTIC incorporan tres campos de visión distintos y emplean factores geométricos.

El sector de viento solar de PLASTIC (SWS) proporciona un campo de visión de 45° sobre el plano de la eclíptica, centrado en la línea Sol-nave, y $\pm 20^\circ$ en la dirección polar, a través del uso de deflectores electrostáticos. El SWS tiene dos canales con diferentes factores geométricos, diseñados para el flujo abundante de los protones de viento solar y para el flujo escaso de los iones menos abundantes; respectivamente:

- El canal pequeño (Small Channel) mide las funciones de distribución de los protones, H^+ , y las partículas alfa, He^{+2} ; proporcionando la densidad (n), la velocidad (v_{vs}), la velocidad térmica (v_{th}) y la concentración de partículas alfa respecto a la concentración de protones (He^{+2}/H^+).

- El canal principal (Main Channel) mide la composición elemental y iónica, la distribución de los estados de ionización, y las velocidades de bulto y térmica de iones menos abundantes (por ejemplo C, O, Mg, Si y Fe).

El sector de iones supratérmicos, WAP (Wide Angle Partition Sector) tiene campos de visión de 210° (B) y 225° (A) sobre el plano de la eclíptica, y $< 10^\circ$ en la dirección polar.

El sensor PLASTIC selecciona a las partículas incidentes por su dirección y por su valor E/Q ; una vez seleccionadas, las partículas son aceleradas con la ayuda de un voltaje PAC (Post-acceleration voltage), después pasan por una cámara de tiempo de vuelo, y finalmente por un medidor de energía formado por detectores de estado sólido SSD (Solid State Detectors).

Combinando las mediciones del cociente energía-por-carga (E/Q), el voltaje de post-aceleración (PAC), y el tiempo de vuelo a través de la cámara (τ); se puede determinar el valor del cociente masa-por-carga (M/Q) de las partículas seleccionadas:

$$M/Q = 2 \cdot (E/Q + |PAC|) \cdot \alpha \cdot (\tau/d)^2 \quad (\text{A.1})$$

en donde d es la distancia que viaja la partícula a través de la cámara de tiempo de vuelo, y $\alpha(E, M)$ denota la pérdida de energía (dependiente de la especie del ión) de la partícula al pasar por una hoja de carbón. La masa M de los iones puede determinarse a partir de la medición de la energía residual (medida en los detectores de estado sólido) E_{res} , y de la medición del tiempo de vuelo τ :

$$M = 2 \cdot E_{res} / \beta \cdot (\tau/d)^2 \quad (\text{A.2})$$

en donde $\beta(E, M)$ es una función que depende de las propiedades de los detectores de estado sólido y fue determinada con calibraciones y simulaciones previas al lanzamien-

to de la misión. Una vez determinada la masa de la partícula, se puede determinar el valor de Q y consecuentemente se conoce la identidad del ión analizado.

Los deflectores del sistema de entrada, pueden ser manipulados desde Tierra y consta de 127 pasos con escalas logarítmicas. De forma que los rangos de energía-por-carga que se pueden seleccionar son:

$$\left(\frac{E}{Q_k}\right)_j = D_1 \cdot D_2^{127j} \quad (\text{A.3})$$

con $j = 0, \dots, 127$; y donde $D_1 = 0.2 \text{ keV/e}$ representa el valor mínimo del selector, y $D_2 = 1.0489\dots$ es el incremento relativo de cada paso, obteniendo el valor máximo del selector cuando $j = 127$.

A cierto paso j , un ión de especie k con masa M_k y carga Q_k tiene una velocidad:

$$v_{jk} = \sqrt{\frac{2Q_{jk}}{M_{jk}} \cdot \left(\frac{E}{Q_k}\right)_j} \quad (\text{A.4})$$

La tasa de conteo C_{jk} de partículas de especie k que pasan por el sistema de entrada a cierto paso j , está definida como la integral del flujo que atraviesa el área A activa del instrumento (en este caso A es el área de las aperturas de los canales principal y pequeño, por donde entran las partículas):

$$C_{jk} = \int A \cdot v f(v) d^3v \quad (\text{A.5})$$

en donde $f(v)$ es la función de distribución de velocidades de los iones analizados por el instrumento. La función de distribución contiene toda la información del sistema de partículas, y a partir de ella pueden determinarse los parámetros de bulbo del plasma, tal como la velocidad de bulbo de los iones, los momentos de la función de distribución, la densidad de los iones, etc. Para mayor información acerca de este instrumento, ver por ejemplo [Galvin et al., 2008].

A.2. MÉTODOS DE ANÁLISIS

En este apéndice se presentan los métodos que fueron utilizados para el análisis de las OIC y los MTE: Análisis de Fourier y Análisis de Varianza Mínima. Estos métodos permiten realizar una amplia caracterización de las ondas, permitiendo obtener información sobre el tipo de iones que están en resonancia con las ondas observadas, así como la polarización, la frecuencia y la propagación de las ondas.

Los métodos de análisis descritos a continuación, han sido introducidos en Interactive Data Language (IDL) con diferentes rutinas.

A.2.1. Análisis de Fourier

El estudio de las propiedades de las ondas e inestabilidades en los plasmas espaciales, suele hacerse transformando los datos (series de tiempo proporcionadas por los instrumentos a bordo de las naves espaciales, en este caso el campo magnético) al dominio de las frecuencias. La transformación del dominio temporal al dominio de las frecuencias, y la aplicación de estadísticas a los resultados se conoce como *análisis espectral*.

El análisis de Fourier es una herramienta que permite la manipulación de una serie de tiempo, tal como las proporcionadas por los magnetómetros de IMPACT a bordo de las naves de la misión STEREO (componentes B_R , B_T , B_N y $|\mathbf{B}|$), para transformarla al espacio de las frecuencias.

Dada cualquier función del tiempo, representada como $u(t)$ para $t_0 < t < t_0 + T$, el *Teorema de Fourier* establece que, si la señal es continua por pedazos, entonces ésta puede ser escrita como:

$$u(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{u}[n] \exp(-2\pi i f_n t) \quad (\text{A.6})$$

donde

$$f_n = n/T \quad (\text{A.7})$$

y los coeficientes complejos de Fourier, $\tilde{u}[n]$, están dados por:

$$\tilde{u}[n] = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(t) \exp(2\pi i f_n t) dt \quad (\text{A.8})$$

La transformación [A.8](#) reemplaza una infinidad continua de valores $u(t)$ en un intervalo finito $0 \leq t < T$, por una serie infinita de valores $\tilde{u}[n]$ para todos los enteros n . Cada término en la suma de Fourier [A.6](#) corresponde a una oscilación de frecuencia $f_n = n/T$.

Los coeficientes $\tilde{u}[n]$ y $\tilde{u}[-n]$ corresponden a oscilaciones con el mismo valor de $|f_n|$, la cual es la cantidad que determina la escala temporal de la oscilación. Por lo tanto, la suma de los dos términos para n y $-n$ en la ecuación [A.6](#) describirá a la parte de la señal que corresponde a cierta escala temporal $1/|f_n|$. Consecuentemente, para una señal real, dicha suma debe ser real. Así:

$$\tilde{u}[-n] = \tilde{u}^*[n] \quad (\text{A.9})$$

en donde el asterisco denota al *complejo conjugado*. Para una señal real, puede considerarse que los dos términos dados por $\pm n$ representan la misma frecuencia $|f_n|$. Aunque los coeficientes $\tilde{u}[n]$ son llamados *amplitudes de Fourier*, la suma de los términos n y $-n$ en la ecuación [A.6](#) (usando la ecuación [A.9](#)) muestra que la amplitud de la onda sinusoidal de frecuencia $|f_n| > 0$, es $2|\tilde{u}[n]|$.

La relación de *Parseval* se centra en la interpretación física de las series de Fourier y se define como:

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u^2(t) dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |\tilde{u}[n]|^2 \quad (\text{A.10})$$

la cual, en el caso de una señal real, se escribe como:

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u^2(t) dt = \tilde{u}^2[0] + 2 \sum_{n=1}^{\infty} |\tilde{u}[n]|^2 \quad (\text{A.11})$$

El lado izquierdo de esta ecuación es el promedio de lo que podría llamársele *la energía promedio de la señal* o *la potencia de la señal*. Si $u(t)$ es, por ejemplo, una componente del campo magnético; esta energía de la señal está relacionada con la contribución de la *densidad de energía* (en unidades SI J/m^3) en el plasma debido a esta componente de campo magnético, por un factor $1/2\mu_0$.

Para describir la distribución de la densidad de energía de la señal en el espacio de las frecuencias, se introduce una función S_u conocida como *la densidad del espectro de potencias* (DEP):

$$S_u[n] = 2T|\tilde{u}[n]|^2 \quad (\text{A.12})$$

para todos los enteros no-negativos. La relación de Parseval ahora toma la forma:

$$\frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt = S_u[0] \frac{\Delta f}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} S_u[n] \Delta f \quad (\text{A.13})$$

Habiendo definido a S_u de esta manera, su valor para una frecuencia particular no cambiará si se cambia el tamaño de T . Así, es posible escribir la serie discreta de la DEP como muestras $S_u[n] = S_u(f_n)$ de una función continua $S_u(f_n)$; y la relación de Parseval [A.13](#) se puede aproximar a:

$$\frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt = \int_0^{\infty} S_u(f) df \quad (\text{A.14})$$

$S_u(f_n)\Delta f$ es la contribución del intervalo de frecuencias Δf , alrededor de f_n , a la energía de la señal.

Como nuestro interés principal es en el *muestreo* que proporcionan los instrumentos a bordo de las naves espaciales, más que en salidas de datos continuos; se reemplaza a la función continua $u(t)$ de la ecuación A.6 por series discretas de N mediciones:

$$u[j] = u(t_j) = u(t_0 + \Delta t) \quad (\text{A.15})$$

en donde Δt es el espaciado del muestreo, cuyo inverso es la frecuencia de muestreo f_s , y $j = 0, 1, 2, \dots, N - 1$. De la ecuación A.7, se obtiene:

$$f_n = \frac{n}{T} = \frac{n}{N\Delta t} = \frac{n}{N}f_s \quad (\text{A.16})$$

Reemplazando las integrales de arriba (ver ecs. A.6 y A.8) por sumatorias, donde dt se reemplaza por Δt , se define ahora la Transformada Discreta de Fourier (TDF):

$$\tilde{u}[n] = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u[j] \exp(2\pi i n j / N) \quad (\text{A.17})$$

y su inversa:

$$u(t_j) = u[j] = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \tilde{u}[n] \exp(-2\pi i n j / N) \quad (\text{A.18})$$

en donde se ha asumido N par (la generalización a N impar es directa). El índice n corre desde $-N/2$ hasta $N/2 - 1$, pero se acostumbra a dejarlo correr desde 0 hasta $N - 1$, definiendo $\tilde{u}[n + N] = \tilde{u}[n]$. Esto es posible ya que el único efecto del reemplazo de n por $n + N$ en la exponencial de la ecuación A.18 es una multiplicación por $\exp(2\pi i N j / N) = 1$. De esta manera, se puede escribir la TDF inversa como:

$$u(t_j) = u[j] = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{u}[n] \exp(-2\pi i n j / N) \quad (\text{A.19})$$

Para una señal real, la ecuación A.9 establece que las componentes negativas de la frecuencia no proporcionan información extra, y este es el caso para $n \geq N/2$ y también para:

$$\tilde{u}[N - n] = \tilde{u}^*[n] \quad (\text{A.20})$$

Para la TDF de una señal real, la relación de Parseval toma la forma:

$$\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u^2[j] = \sum_{n=0}^{N-1} |\tilde{u}[n]|^2 = \frac{1}{2} S_u[0] \frac{f_s}{N} + \sum_{n=1}^{\frac{N}{2}-1} S_u[n] \frac{f_s}{N} + \frac{1}{2} S_u[N/2] \frac{f_s}{N} \quad (\text{A.21})$$

en donde la DEP estimada es $S_u[n] = \frac{2N}{f_s} |\tilde{u}[n]|^2$, con $n = 0, 1, 2, \dots, N/2$. Si la señal es medida en unidades X y la frecuencia en *Hertz* (Hz), las unidades de la TDF será también X ; mientras que las unidades de la DEP serán X^2/Hz (ver [Paschmann y Daly, 2000, p. 6-15]).

La transformada rápida de Fourier (TRF o FFT por sus siglas en inglés) es un algoritmo para la implementación eficiente de la TDF A.17 y su transformada inversa A.18. Este algoritmo está incluido en prácticamente todos los paquetes de software destinados al análisis de datos, como Matlab o IDL ¹.

En este trabajo se aplicó el algoritmo de FFT, implementado por IDL, a las series de tiempo del campo magnético proporcionadas por el instrumento IMPACT: $B_R(t)$, $B_T(t)$, $B_N(t)$ y $|\mathbf{B}(t)|$. Posteriormente se construyó un arreglo el cual almacena las frecuencias hasta el valor de la frecuencia de Nyquist, f_N :

$$f_N = \frac{1}{2\Delta} \quad (\text{A.22})$$

¹Se debe tomar en cuenta que la eficiencia computacional de los algoritmos de la FFT es altamente explotable sólo cuando el número de datos es una potencia entera, M , de dos ($N = 2^M$).

en donde Δ es el número de vectores que se tiene por intervalo de tiempo. La frecuencia de Nyquist representa el límite de resolución de frecuencias. A partir de dicho arreglo, se construyen las potencias espectrales, éstas utilizan las partes real e imaginaria de las transformadas de Fourier de las componentes del campo magnético:

$$POW_i = \frac{2\Delta}{N} (\mathbf{Re}(FFT(\mathbf{B}_i)))^2 + (\mathbf{Im}(FFT(\mathbf{B}_i)))^2 \quad (\text{A.23})$$

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 las componentes del campo magnético, con el índice $i = R, T, N, tot$. Después de graficar la potencia espectral en función de las frecuencias (hasta la frecuencia de Nyquist), el espectro se divide en una parte llamada *espectro compresivo* y en otra llamada *espectro transversal*. La parte compresiva se construye de POW_{tot} ; mientras que la parte transversal a la dirección del campo magnético, se construye como $|POW_R + POW_T + POW_N - POW_{tot}|$.

A.2.2. Análisis de Varianza Mínima (MVA)

El propósito de los análisis de varianza mínima y máxima es encontrar, a partir de los datos de una sólo nave, una estimación de la dirección normal a una hoja de corriente o frente de onda, aproximadamente unidimensionales (**1-D**: $\partial/\partial x = 0$, $\partial/\partial y = 0$). En este modelo unidimensional idealizado, si se aplica a las mediciones del vector de campo magnético hechas por una nave, la divergencia del campo magnético \mathbf{B} está dado sólo por uno de los tres términos de su expresión cartesiana:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \partial B_z / \partial z = 0 \quad (\text{A.24})$$

En otras palabras, B_z es independiente de z . Aquí (x, y, z) es el sistema local de coordenadas cartesianas - conocido *a priori* - con el eje z apuntando a lo largo del

vector buscado \hat{n} , normal a la superficie del frente de onda. Se puede ver, de la ley de Faraday, $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$, que la componente B_z del campo magnético debe ser también independiente del tiempo, $\partial B_z/\partial t = 0$, en esta estructura idealizada de forma que el paso de la nave a través de ésta observará un valor estrictamente constante de B_z . En este caso, para determinar \hat{n} se necesitan sólo tres mediciones de distintos vectores, $\mathbf{B}^{(1)}$, $\mathbf{B}^{(2)}$ y $\mathbf{B}^{(3)}$. Con:

$$\mathbf{B}^{(1)} \cdot \hat{n} = \mathbf{B}^{(2)} \cdot \hat{n} = \mathbf{B}^{(3)} \cdot \hat{n} \quad (\text{A.25})$$

los vectores $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ y $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$ son tangentes a la superficie del frente de onda; y el vector resultante del producto vectorial entre estos dos vectores (asumiendo que no es cero) se encuentra a lo largo de \hat{n} :

$$\hat{n} = \pm \frac{(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) \times (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})}{|(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) \times (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})|} \quad (\text{A.26})$$

De la expresión A.26 se puede ver que:

- Ésta permite determinar el valor real de la componente normal del campo magnético:

$$B_n = \mathbf{B} \cdot \hat{n} = \pm \frac{\mathbf{B}^{(1)} \cdot (\mathbf{B}^{(2)} \times \mathbf{B}^{(3)})}{|(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) \times (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})|} \quad (\text{A.27})$$

- Se necesitan exactamente tres vectores para determinar de manera precisa y única a \hat{n} y B_n , con la condición de que los vectores diferencia o *vectores resta*, $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ y $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$, en la ecuación A.26 no estén alineados. Esto quiere decir que las tres componentes tangenciales del vector no deben estar como en la figura A.6a, sino como en la figura A.6b. En el primer caso, la línea ABC se encuentra sobre el plano tangente de la superficie del frente; cualquier vector perpendicular a ABC satisface la ecuación A.25. En esa situación se necesita

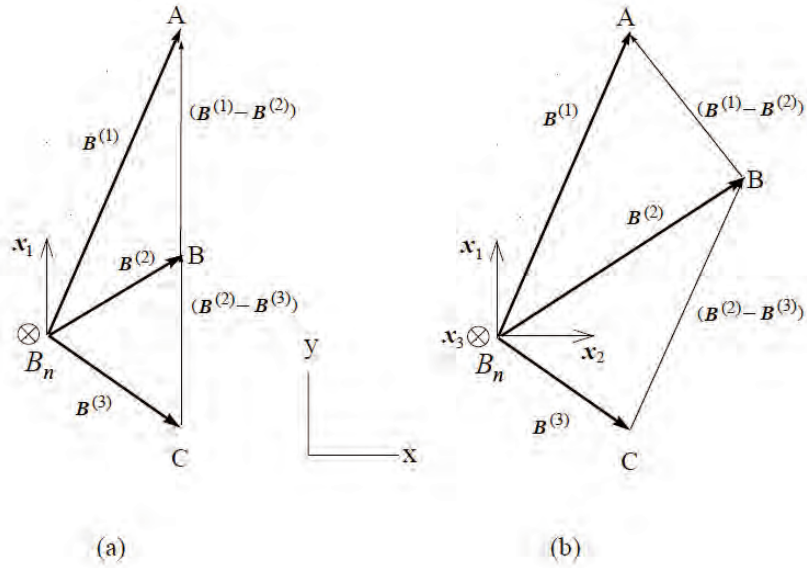


Figura A.6: *Proyección en el plano $x - y$ de 3 vectores de \mathbf{B} medidos durante el paso de una nave espacial a través de un frente de onda unidimensional. El campo $\mathbf{B}^{(1)}$ es medido en un lado de la superficie, $\mathbf{B}^{(3)}$ del otro lado y $\mathbf{B}^{(2)}$ en algún lugar a la mitad del frente. Cada vector de campo tiene la misma componente B_n apuntando a lo largo del vector normal, es decir, hacia adentro del papel, es decir, hacia adentro del papel. Los vectores resta $(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})$ y $(\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(3)})$ son tangenciales. (a) Caso en el que los vectores resta son colineales y no se puede determinar el vector \hat{n} en la ecuación A.26. (b) Caso en el que los vectores resta son no-colineales y la ecuación A.26 lleva a la determinación de un único vector \hat{n} . La triada de eigenvectores (x_1, x_2, x_3) , donde $x_3 = \hat{n}$, es mostrada. Tomada de: [Paschmann y Daly, 2000, p. 187]*

una condición adicional, por ejemplo $\mathbf{B} \cdot \hat{n} = 0$, para que el vector \hat{n} sea único.

En el caso de la figura A.6b, de la ecuación A.26, se obtiene un vector \hat{n} único (excepto por el signo).

- Si la diferencia entre los vectores es pequeña, es decir, si dos o los tres vectores medidos son casi el mismo, entonces la ecuación A.26 se aproxima a la forma cero entre cero, y por lo tanto el vector normal no puede ser obtenido.
- Si sólo se miden dos vectores (no alineados), dígame $\mathbf{B}^{(1)}$ y $\mathbf{B}^{(3)}$; entonces, para obtener el vector normal se necesitará de una condición adicional, tal como $\mathbf{B} \cdot \hat{n} = 0$ para discontinuidades tangenciales o coplanaridad para las ondas de choque.

- Si se miden más de tres vectores, entonces se pueden determinar más de un vector normal (distintos entre sí).
- Una desviación constante en los vectores medidos $\mathbf{B}^{(1)}$, $\mathbf{B}^{(2)}$ y $\mathbf{B}^{(3)}$ no influye en el cálculo de la dirección del vector normal. Sin embargo, sí influye en el valor de B_n , excepto para el caso en el que la desviación se encuentra sobre el plano tangente.

Para un frente de onda real observado en el espacio, el modelo 1-Dimensional no se satisface ya que frecuentemente los frentes tienen estructuras internas 2-D ó 3-D, las cuales evolucionan en el tiempo e involucran fluctuaciones temporales en la orientación de su vector normal. Para estos efectos deben incluirse mediciones de errores aleatorios y sistemáticos. Otra característica de la situación real es la alta resolución temporal disponible en varios experimentos con magnetómetros; lo cual permite la medición de muchos vectores, $\mathbf{B}^{(m)}$ (con $m = 1, 2, 3, \dots, M$) durante un recorrido.

La técnica de varianza mínima fue diseñada para tratar con situaciones donde están presentes los efectos no-ideales mencionados arriba, exepcto el cambio temporal sistemático en la dirección normal \hat{n} . Para la estimación de \hat{n} , el método identifica la dirección espacial a lo largo de la cual el conjunto de componentes del campo $\{\mathbf{B}^{(m)} \cdot \hat{n}\}$ varía menos. En otras palabras, \hat{n} es determinada por la minimización de:

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M |(\mathbf{B}^{(m)} - \langle \mathbf{B} \rangle) \cdot \hat{n}|^2 \quad (\text{A.28})$$

en donde el promedio $\langle \mathbf{B} \rangle$ está definido por:

$$\langle \mathbf{B} \rangle \equiv \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \mathbf{B}^{(m)} \quad (\text{A.29})$$

y en donde la minimización está sujeta a $|\hat{n}|^2 = 1$. Usando un multiplicador de Lagrange, λ , para implementar esta restricción, se busca la solución del siguiente conjunto de ecuaciones lineales y homogéneas:

$$\frac{\partial}{\partial n_X}(\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial n_Y}(\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial n_Z}(\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0 \quad (\text{A.30})$$

en donde σ^2 está dada por la ecuación A.28 y \hat{n} se representa en términos de sus tres componentes (n_X, n_Y, n_Z) a lo largo del sistema de coordenadas cartesiano X, Y, Z (por ejemplo GSE, GSM o RTN) en el cual los datos del campo magnético $\{\mathbf{B}^{(m)}\}$ están dados. Al hacer la diferenciación del conjunto de ecuaciones A.30, el resultado puede escribirse en forma matricial como sigue:

$$\sum_{\nu=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_\nu = \lambda n_\mu \quad (\text{A.31})$$

donde los subíndices $\mu, \nu = 1, 2, 3$ denotan las componentes cartesianas a lo largo del sistema X, Y, Z ; y:

$$M_{\mu\nu}^B \equiv \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle \quad (\text{A.32})$$

es la matriz de covarianza magnética. Se puede ver de la ecuación A.31 que los valores permitidos de λ son los eigenvalores $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ (cuyas magnitudes son en orden decreciente) de $M_{\mu\nu}^B$. Como $M_{\mu\nu}^B$ es simétrica, todos los eigenvalores son reales y los eigenvectores correspondientes, x_1, x_2, x_3 son ortogonales. Los tres eigenvectores representan las direcciones de máxima, intermedia, y mínima varianza de la componente

del campo a lo largo de cada vector. Los valores correspondientes de λ representan las variaciones reales en las componentes del campo y por ende son no-negativos. Este punto puede verse claramente escribiendo la matriz $M_{\mu\nu}^B$ con la base de eigenvectores (x_1, x_2, x_3) de forma que la matriz es diagonal, con los términos en la diagonal dados por:

$$M_{ii}^B = \langle B_i B_i \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_i \rangle \quad (\text{A.33})$$

En resumen, el análisis de varianza mínima consiste en la construcción de la matriz $M_{\mu\nu}^B$, definida por la ecuación A.32 en términos de los datos medidos y del sistema de coordenadas cartesiano en el cual están representadas las mediciones del campo; y después, se encuentran los tres eigenvalores λ_i , y los eigenvectores x_i correspondientes a la matriz. El eigenvector x_3 correspondiente al eigenvalor más pequeño λ_3 , es usado en la determinación del vector normal al frente de la onda, y λ_3 representa la variación de la componente del campo magnético a lo largo de la normal estimada.

Los hodogramas magnéticos son curvas en el espacio, construidas a partir de dibujar vectores desde el origen, las longitudes y direcciones de los cuales representan a los miembros del conjunto de mediciones $\{\mathbf{B}^{(m)}\}$, y después se conectan las puntas de los vectores con segmentos que siguen la secuencia temporal en la que fueron medidos. Es común proyectar lo anterior en dos dimensiones. La proyección sobre un plano tangencial al frente de onda es una gráfica de la componente $B_1 = \mathbf{B}^{(m)} \cdot x_1$ contra $B_2 = \mathbf{B}^{(m)} \cdot x_2$ y la proyección de la vista lateral es una gráfica de B_1 contra $B_3 = \mathbf{B}^{(m)} \cdot x_3$, es decir, contra la componente normal del campo.

La varianza, σ^2 , de la componente de campo magnético a lo largo de una dirección elegida arbitrariamente, definida por el vector unitario \hat{k} , puede ser escrita en términos de la matriz de covarianza como:

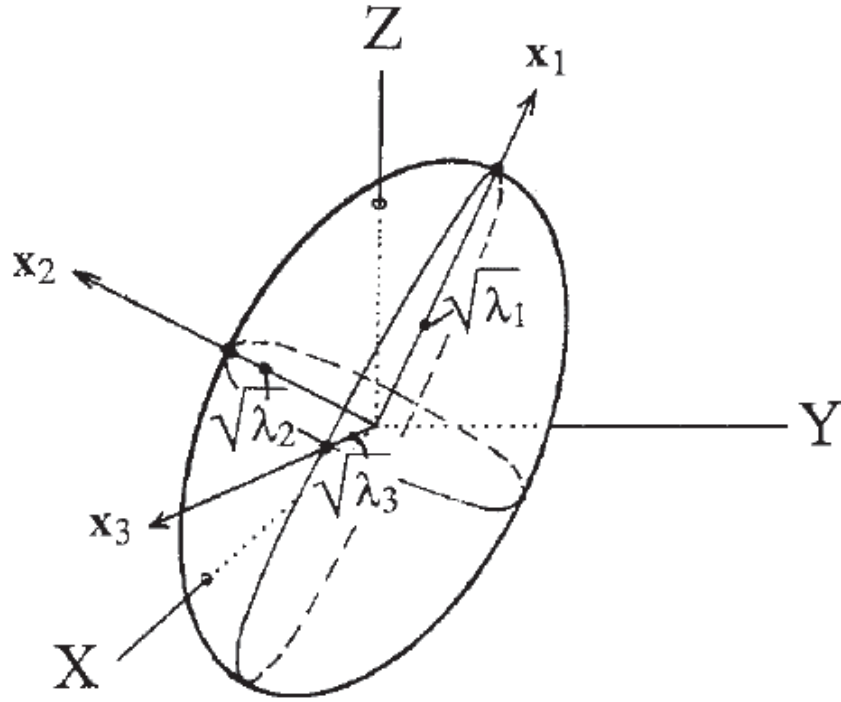


Figura A.7: *Elipsioides de varianza*. Los eigenvectores x_1 , x_2 y x_3 , son mostrados en relación al sistema (X, Y, Z) en el cual están dados los datos del campo magnético (por ejemplo en coordenadas RTN). La dirección normal es estimada a lo largo de la dirección x_3 . Tomada de: [Paschmann y Daly, 2000, p. 191]

$$\sigma^2 = \sum_{\mu\nu} k_\mu M_{\mu\nu}^B k_\nu \quad (\text{A.34})$$

Este resultado proviene de la ecuación A.28, reemplazando \hat{n} por \hat{k} . Si la expresión A.34 se transforma a la base de eigenvectores, se convierte en:

$$\sigma^2 = \lambda_1 k_1^2 + \lambda_2 k_2^2 + \lambda_3 k_3^2 \quad (\text{A.35})$$

en donde $k_i = \hat{k} \cdot x_i$, con $i = 1, 2, 3$. La ecuación A.35 define un *espacio de varianza* en el cual las coordenadas a lo largo de los eigenvectores x_1 , x_2 y x_3 son $\sigma_i = \sqrt{\lambda_i} k_i$, con $i = 1, 2, 3$ y en el cual la varianza, $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2$, es la distancia al origen. En

términos de estas coordenadas la condición de normalización, $|\hat{k}|^2 = \hat{k}_1^2 + \hat{k}_2^2 + \hat{k}_3^2 = 1$, se puede escribir como:

$$\frac{\sigma_1^2}{\lambda_1} + \frac{\sigma_2^2}{\lambda_2} + \frac{\sigma_3^2}{\lambda_3} \quad (\text{A.36})$$

Esta expresión define un *elipsoide de varianza*, como se muestra en la figura [A.7](#), en donde la mitad de la longitud de los ejes principales son $\sqrt{\lambda_1}$, $\sqrt{\lambda_2}$ y $\sqrt{\lambda_3}$. La distancia a lo largo de una dirección elegida arbitrariamente en el *espacio de varianza*, desde el origen hasta la intersección de una línea radial a lo largo de dicha dirección con la superficie del elipsoide de varianza, representa la desviación estándar de la componente del campo magnético a lo largo de la dirección escogida [[Paschmann y Daly, 2000](#), 185-192].

Bibliografía

- Acuna, M. H., Curtis, D., Scheifele, J. L., Russell, C. T., Schroeder, P., Szabo, A., y Luhmann, J. G. (2008). The STEREO/IMPACT magnetic field experiment. *Space Science Review*, 136, pages 203–226.
- Arge, C. N. y Pizzo, V. J. (2000). Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates. *Journal of Geophysical Research*, 105, pages 10, 465– 10, 479.
- Badruddin y Singh, Y. P. (2009). Geoeffectiveness of magnetic cloud, shock/sheath, interaction region, high-speed stream and their combined occurrence. *Planetary and Space Science*, 57, pages 318–331.
- Balogh, A. (1999). Space and Atmospheric Physics. <http://www.sp.ph.ic.ac.uk/balogh/spinstr.htm>.
- Balogh, A., Lanzerotti, L. J., y Suess, S. T. (2008). *The heliosphere through the solar activity cycle*. Springer.
- Barnes, A. (1966). Collisionless damping of hydromagnetic waves. *Physics of Fluids*, 9, pages 1483–1495.
- Bellan, P. M. (2006). *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press.
- Blanco-Cano, X. (2004). Wave generation in moon satellite interactions. *Advances in Space Research*, 33, pages 2078–2091.
- Blanco-Cano, X. (2010). Bow shocks in the solar wind: Lessons towards understanding interplanetary shocks. *AIP Conference Proceedings*, 1216, pages 459–465.
- Blanco-Cano, X., Russell, C. T., y Strangeway, R. J. (2001a). Growth of ion cyclotron waves in the Io torus. *2001AGUSM..SM32D05B*.
- Blanco-Cano, X., Russell, C. T., y Strangeway, R. J. (2001b). The Io mass-loading disk: Wave dispersion analysis. *Journal of Geophysical Research*, 106, pages 26261–26276.
- Borriani, G., Gosling, J. T., Bame, S. J., y Feldman, W. C. (1982). Helium abundance enhancements in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 87, pages 7370–7378.

- Boyd, T. J. M. y Sanderson, J. J. (2003). *The physics of plasmas*. Cambridge University Press.
- Burlaga, L., Berdichevsky, D., Gopalswamy, N., Lepping, R., y Zurbuchen, T. (2003). Merged interaction regions at 1 AU. *Journal of Geophysical Research*, *108*, page 1425.
- Burlaga, L., McDonald, F., Goldstein, M., y Lazarus, A. (1985). Cosmic ray modulation and turbulent interaction regions. *Journal of Geophysical Research*, *90*, pages 12027–12039.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., y Schwenn, R. (1981). Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *Journal of Geophysical Research*, *86*.
- Burlaga, L. F. (1995). *Interplanetary magnetohydrodynamics*. Oxford University Press.
- Burlaga, L. F., Behannon, K. W., y Klein, L. W. (1987). Compound streams magnetic clouds, and major geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, *92*, pages 5725–5734.
- Burlaga, L. F., Plunkett, S. P., y St. Cyr, O. C. (2002). Successive CMEs and complex ejecta. *Journal of Geophysical Research*, *107*, page 1266.
- Burlaga, L. F. y Szabo, A. (1999). Fast and slow flows in the solar wind near the ecliptic at 1 AU? *Space Science Review*, *87*, pages 137–140.
- Chandrasekhar, S., Kaufman, A. N., y Watson, K. M. (1958). The stability of the pinch. *Proceedings of the Royal Society A*, *245*, page 435.
- Chen, F. F. (1984). *Introduction to plasma physics and controlled fusion. Volume 1: Plasma physics*. Plenum Press.
- Dasso, S., Farrugia, C. J., Gratton, F. T., Lepping, R. P., Ogilvie, K. W., y Fitzenreiter, R. (2001). Waves in the proton cyclotron frequency range in the coronal mass ejection observed by Wind on August 7 - 8, 1996: Theory and data. *Advance in Space Research*, *28*, pages 747–752.
- Dasso, S., Gratton, F. T., y Farrugia, C. J. (1999). The influence of proton thermal properties on electromagnetic ion cyclotron wave activity in solar ejecta. *AIP Conference Proceedings*, *471*, pages 669–672.
- Dasso, S., Gratton, F. T., y Farrugia, C. J. (2002). The role of alpha particles in the emission of plasma waves inside solar ejecta. *Brazilian Journal of Physics*, *32*, pages 632–635.
- Dasso, S., Gratton, F. T., y Farrugia, C. J. (2003). A parametric study of the influence of ion and electron properties on the excitation of electromagnetic ion cyclotron waves in coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, *108*, page 1149.

- Dasso, S., Gratton, F. T., Farrugia, C. J., y Gnavi, G. (2000). The influence of electron thermal properties on the instabilities of right hand polarized cyclotron waves in coronal mass ejections. *The Solar Wind - Magnetosphere System*, 3, pages 71–80.
- Davidson, R. C. y Ogden, J. M. (1975). Electromagnetic ion cyclotron instability driven by ion energy anisotropy in high beta plasmas. *Physics of Fluids*, 18, pages 1045–1050.
- Dungey, J. W. (1961). Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Physical Review Letters*, 6, page 47.
- Enriquez Rivera, O., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Jian, L., Luhmann, J. G., Simunac, K. D., y Galvin, A. B. (2013). Mirror mode storms inside SIRs and in the ambient solar wind: A Kinetic Study. *Journal of Geophysical Research*, 118, pages 17–28.
- Erdős, G. y Balogh, A. (1994). Mirror mode waves in the magnetosheath of Jupiter. *Abstract Volume, 30th Cospar Scientific Assembly, Hamburg Germany, COSPAR*.
- Farrugia, C. (1998). Geoeffectiveness of three WIND magnetic clouds: A comparative study. *Journal of Geophysical Research*.
- Farrugia, C. y Berdichevsky, D. (2004). Evolutionary signatures in complex ejecta and their driven shocks. *Annales Geophysicae*, 22, page 3679.
- Farrugia, C., Gratton, F. T., Gnavi, G., y Ogilvie, K. W. (1998). On the possible excitation of electromagnetic ion cyclotron waves in solar ejecta. *Journal of Geophysical Research*, 103, pages 6543–6550.
- Farrugia, C. J., Jordanova, V. K., Thomsen, M. F., Lu, G., Cowley, S. W. H., y Ogilvie, K. W. (2006). A two-ejecta event associated with a two-step geomagnetic storm. *Journal of Geophysical Research*, 111.
- Galvin, A. B. (1997). Minor ion composition in CME-related solar wind. *Geophys. Monogr. Ser.*, 99, pages 253–260.
- Galvin, A. B., Ipavich, F. M., Gloeckler, G., Hovestadt, D., Bame, S. J., Klecker, B., Scholer, M., y Tsurutani, B. T. (1987). Solar wind charge states preceding a driver plasma. *Journal of Geophysical Research*, 92.
- Galvin, A. B., Kistler, L., Popecki, M., Farrugia, C., Simunac, K., Ellis, L., Möbius, E., Lee, M., Boehm, M., Carroll, J., Crawshaw, A., Conti, M., Demai ne, P., Ellis, S., Gaidos, J., Googins, J., Granoff, M., Gustafson, A., Heirtzler, D., King, B., Knauss, U., Levasseur, J., Longworth, S., Singer, K., Turco, S., Vachon, P., Vosbury, M., Widholm, M., Blush, L., Karrer, R., Bochsler, P., Daoudi, H., Etter, A., Fischer, J., Jost, J., Opitz, A., Sigrist, M., Wurz, P., Klecker, B., Ertl, M., Seidenschwang, E., Wimmer-Schweingruber, R., Koeten, M., Thompson, B., y Steinfeld, D. (2008). The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO observatories. *Space Science Reviews*, 136, pages 437–486.

- Gary, P. S. (1992). The mirror and ion cyclotron anisotropy instabilities. *Journal of Geophysical Research*, *97*, pages 8519–8529.
- Gary, P. S., Fuselier, S. A., y Anderson, B. J. (1993). Ion anisotropy instabilities in the magnetosheath. *Journal of Geophysical Research*, *98*, page 1481.
- Gary, P. S., Montgomery, M. D., Feldman, W. C., y Forslund, D. W. (1976). Proton temperature anisotropy instabilities in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, *81*, page 7.
- Gary, P. S., Vazquez, V. M., y Winske, D. (1996). Electromagnetic proton cyclotron instability: Proton velocity distributions. *Journal of Geophysical Research*, *101*, page 327.
- Gary, S. P. (1993). *Theory of space plasma microinstabilities*. Cambridge University Press.
- Génot, V., Budnik, E., Hellinger, P., Passot, T., Trávníček, P. M., Sulem, P. L., Lucek, E., y Dandouras, I. (2009). Mirror structures above and below the linear instability threshold: Cluster observations, fluid model and hybrid simulations. *Annales Geophysicae*, *27*, pages 601–615.
- Génot, V. S., Schwartz, J., Mazelle, C., Balikhin, M., Dunlop, M., y Bauer, T. M. (2001). Kinetic study of the mirror mode. *Journal of Geophysical Research*, *106*, pages 21611–21622.
- Gomberoff, L.; Neira, R. (1983). Convective growth rate of ion cyclotron waves in a H⁺/He⁺ and H⁺/He⁺/O⁺ plasma. *Journal of Geophysical Research*, *88*.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M. L., Howard, R. A., y Bougeret, J. (2001). Radio signatures of coronal mass ejection interaction: Coronal mass ejection cannibalism? *The Astrophysical Journal Letters*, *L91*, page 548.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michałek, G., Kaiser, M. L., Howard, R. A., Reames, D. V., Leske, R., y von Rosenvinge, T. (2002). Interacting coronal mass ejections and solar energetic particles. *The Astrophysical Journal Letters*, *L103*, page 572.
- Gosling, J. T. (1990). Coronal mass ejections and large geomagnetic storms. *Geophysical Research Letters*, *17*, pages 901–904.
- Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C., y Zwickl, R. D. (1987). Bidirectional solar wind electron heat events. *Journal of Geophysical Research*, *92*, page 8519.
- Gosling, J. T., McComas, D. J., Philips, J. L., y Bame, S. J. (1991). Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, *96*, page 7831.

- Graton, F. T., Dasso, S., y Farrugia, C. J. (1998). Electron and alpha particle influence on the excitation of right hand polarizd electromagnetic ion cyclotron waves in solar ejecta. *Proceedings of 1998 International Congress on Plasma Physics and 25th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, 22C*, pages 1122–1125.
- Green, L. M., López Fuentes, M. C., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., y Démoulin, P. (2003). Active region helicity evolution and related coronal mass ejection activity. *Advances in Space Research*, *32*, pages 1959–1964.
- Harrison, R. A., Davis, C. J., y Eyles, C. J. (2005). The STEREO heliospheric imager: how to detect CMEs in the heliosphere. *Advances in Space Research*, *36*, pages 1512–1523.
- Hasegawa, A. (1969). Drift mirror instability in the magnetosphere. *Physics of Fluids*, *12*, page 2642.
- Hasegawa, A. (1975). *Plasma instabilities and nonlinear effects*. Springer-Verlag.
- Huddleston, D. E., Strangeway, R. J., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Kivelson, M. G., y Khurana, K. K. (1999). Mirror-mode structures at the Galileo-Io flyby: Instability criterion and dispersion analysis. *Journal of Geophysical Research*, *104*, pages 17479–17489.
- Hudson, H. S., Bourgeret, J. L., y Burkepile, J. (2006). Coronal mass ejections: Overview of observations. *Space Science Reviews*, *123*, pages 13–30.
- Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., Skoug, R. M., Shinde, A. A., Siscoe, G., Intriligator, D., Crooker, N. U., Burton, M. E., Kahler, S. W., Gosling, J. T., y Smith, E. J. (2013). Level 3 Results of STEREO IMPACT/PLASTIC . http://www-ssc.igpp.ucla.edu/forms/stereo/stereo_level_3.html.
- Jian, L. K., Russell, C. T., y Luhmann, J. G. (2011). Comparing solar minimum 23/24 with historical solar wind records at 1 AU. *Solar Physics*, *274*, pages 321–344.
- Jian, L. K., Russell, C. T., Luhmann, J. G., Anderson, B. J., y Boardsen, S. A. (2010). Observations of ion cyclotron waves in the solar wind near 0.3 AU. *Journal of Geophysical Research*, *115*.
- Jian, L. K., Russell, C. T., Luhmann, J. G., Skoug, R. M., y Steinberg, J. T. (2009). Long-term observations of stream interaction regions and interplanetary coronal mass ejections: Venus, Earth, and Jupiter orbits. *Geophysical Research Abstracts*, *11*.
- Kajdic, P., Blanco-Cano, X., Aguilar-Rodriguez, E., Russell, C. T., Jian, L. K., y Luhmann, J. G. (2012). Waves upstream and downstream of interplanetary shocks driven by coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, *117*, page A06103.

- Kennel, C. F. y Petscheck, H. E. (1966). Limit on stably trapped particle fluxes. *Journal of Geophysical Research*, *71*, page 1.
- Kennel, C. F. y Scarf, F. L. (1968). Thermal anisotropies and electromagnetic instabilities in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, *73*, page 19.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Walker, R. J., Warnecke, J., Russell, C. T., Linker, J. A., Southwood, D. J., y Polanskey, C. (1996). Io's interaction with the plasma torus: Galileo magnetometer report. *Science*, *274*, pages 396–398.
- Kivelson, M. G. y Russell, C. T. (1996). *Introduction to space physics*. Cambridge University Press.
- Krauss-Varban, D. N. y Omid, K. B. (1994). Mode properties of low-frequency waves: Kinetic theory versus Hall-MHD. *Journal of Geophysical Research*, *99*, pages 5987–6009.
- Krieger, A. S., Timothy, A. F., y Roelof, E. C. (1973). A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream. *Solar Physics*, *29*, pages 505–525.
- Kulsrud, R. M. (2005). *Plasma physics for astrophysics*. Princeton University Press.
- Lacombe, C. y Belmont, G. (1995). Waves in the Earth's magnetosheaths: Observations and interpretations. *Advances of Space Research*, *15*, page 329.
- Leisner, J. S., Russell, C. T., Dougherty, M. K., Blanco-Cano, X., Strangeway, R. J., y Bertucci, C. (2006). Ion cyclotron waves in Saturn's E ring: Initial Cassini observations. *Geophysical Research Letters*, *33*, page 11101.
- Lepping, R. P. (1990). Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *Journal of Geophysical Research*, *95*, pages 11957–11965.
- Liu, Y., Richardson, J. D., Belcher, J. W., Kasper, J. C., y Skoug, R. M. (2006). Plasma depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, *111-A9*, pages 1978–2012.
- Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Möstl, C., Martinez-Oliveros, J. C., Bale, S. D., Lin, R. P., Harrison, R. A., Temmer, M., Webb, D. F., y Odstrcil, D. (2012). Interactions between coronal mass ejections viewed in coordinated imaging and in situ observations. *The Astrophysical Journal Letters*, *746*, page 7.
- Lugaz, N., Manchester, W. B., y Gombosi, T. I. (2005). Numerical simulation of the interaction of two coronal mass ejections from Sun to Earth. *The Astrophysical Journal*, *634*, page 651.
- Lugaz, N., Manchester, W. B., Roussev, I. I., y Gombosi, T. I. (2008). Observational evidence of CMEs interacting in the inner heliosphere as inferred from MHD simulations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *70*, page 598.

- Luhmann, J., Lee, C. O., Jian, L. K., Russell, C. T., y Petrie, G. (2012). Interplanetary conditions: lessons from this minimum. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 7, pages 168–178.
- Luhmann, J. G., Curtis, D., Schroeder, P., McCauley, J., Lin, R., Larson, D., Bale, S., Sauvaud, J., Aoustin, C., Mewaldt, R., Cummings, A., Stone, E., Davis, A., Cook, W., Kecman, B., Wiedenbeck, M. E., von Rosenvinge, T., Acuna, M., Reichenthal, L., Shuman, S., Wortman, K., Reames, D., Mueller-Mellin, R., Kunow, H., Mason, G., Walpole, P., A., K., Sanderson, T., Russell, C., y Gosling, J. (2008). STEREO IMPACT investigation goals, measurements, and data products overview. *Space Science Review*, 136, pages 117–184.
- Manoharan, P. K., Gopalswamy, N., Yashiro, S., Lara, A., Michalek, G., y Howard, R. A. (2004). Influence of coronal mass ejection interaction on propagation of interplanetary shocks. *Journal of Geophysical Research*, 109.
- Marsch, E. (2006). Kinetic physics of the solar corona and solar wind. *Living Reviews in Solar Physics*, 3.
- Means, J. D. (1972). Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves. *Journal of Geophysical Research*, 77.
- Meyer-Vernet, N. (2007). *Basics of the solar wind*. Cambridge University Press.
- Montgomery, D. C. y Tidman, D. A. (1964). *Plasma kinetic theory*. McGraw-Hill.
- Möstl, C., Farrugia, C. J., Kilpua, E. K. J., Jian, L. K., Liu, Y., Eastwood, J. P., Harrison, R. A., Webb, D. F., Temmer, M., Odstrcil, D., Davies, J. A., Rollett, T., Luhmann, J. G., Nitta, N., Mulligan, T., Jensen, E. A., Forsyth, R., Lavraud, B., de Koning, C. A., Veronig, A. M., Galvin, A. B., Zhang, T. L., y Anderson, B. J. (2012). Multi-point shock and flux rope analysis of multiple interplanetary coronal mass ejections around 2010 August 1 in the inner heliosphere. *The Astrophysical Journal*, 758.
- Mulligan, T., Russell, C. T., y Gosling, J. T. (1998). On interplanetary coronal mass ejection identification at 1 AU. *AIP Conference Proceedings*, 471, pages 693–696.
- Parker, E. N. (1958). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field. *Astrophysical Journal*, 12, pages 664–676.
- Parker, E. N. (1963). *Interplanetary dynamical processes. Volume 8: Interscience monographs and texts in physics and astronomy*. Interscience Publishers.
- Parks, K. G. (1991). *Physics of space plasmas: An introduction*. Addison-Wesley Publishing Company.
- Paschmann, G. y Daly, P. W. (2000). *Analysis methods for multi-spacecraft data*. International Space Science Institute.

- Piel, A. (2010). *Plasma physics. An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas*. Springer.
- Price, C. P., Swift, D. W., y Lee, L. C. (1986). Numerical simulation of nonoscillatory mirror waves at the Earth's magnetosheath. *Journal of Geophysical Research*, *91*, page 101.
- Richardson, I. D. (2011). Shocks and sheaths in the heliosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *73*, page 1385–1389.
- Richardson, I. D. y Cane, H. V. (1995). Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta. *Journal of Geophysical Research*, *100*, pages 397–412.
- Rodriguez-Martinez, M., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Leisner, J. S., Wilson, R. J., y Dougherty, M. K. (2010). Harmonic growth of ion-cyclotron waves in Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, *115*, page A09207.
- Ronmark, K. (1982). *WHAMP*. Kiruna Geophys.
- Rouillard, A., Lavraud, B., Sheeley, N., Davies, J., Burlaga, L., Savani, N., y Jacquy, C. and Forsyth, R. (2010). White-light and in-situ comparison of a forming merged interaction region. *Astrophysical Journal*, *719*, page 1385.
- Rucker, H. O., Macher, W., Fischer, G., Oswald, T., Bougeret, J. L., Kaiser, M. L., y Goetz, K. (2005). Analysis of spacecraft antenna systems: Implications for STEREO/WAVES. *Advances in Space Research*, *36*, pages 1530–1533.
- Russell, C. y Blanco-Cano, X. (2007). Ion-cyclotron wave generation by planetary ion pickup. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *69*, pages 1723–1738.
- Russell, C., Blanco-Cano, X., Jian, L. K., y Luhmann, J. G. (2009). Mirror-mode storms: STEREO observations of protracted generation of small amplitude waves. *Geophysical Research Letters*, *36*.
- Russell, C., Leisner, J. S., Arridge, C. S., Dougherty, M. K., y Blanco-Cano, X. (2006). Nature of magnetic fluctuations in Saturn's middle magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, *111*, page 12205.
- Rust, D. M. y Georgoulis, M. K. (2007). The fundamental role of magnetic helicity in major solar eruptions. *Bulletin of the American Astronomical Society*, *39*, page 139.
- Smith, E. J. y Wolfe, J. H. (1976). Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11. *Journal of Geophysical Research*, *3*, page 137.
- Southwood, D. J. y Kivelson, M. G. (1993). Mirror instability: 1. Physical mechanism of linear instability. *Journal of Geophysical Research*, *98*, page 9181.

- Tajiri, M. (1967). Propagation of hydromagnetic waves in collisionless plasma., II., Kinetic approach. *Journal of the Physical Society of Japan*, 22, page 1482.
- Thompson, W., Addison, K., y Gurman, J. (2013). STEREO SCIENCE CENTER. <http://stereo.gsfc.nasa.gov>.
- Thompson, W. T., Davila, J. M., Fisher, R. R., Orwig, L. E., Mentzell, J. E., Hetherington, S. E., Derro, R. J., Federline, R. E., Clark, D. C., Chen, P. T., Tveekrem, J. L., Martino, A. J., Novello, J., Wesenberg, R. P., StCyr, O. C., Reginald, N. L., Howard, R. A., Mehalick, K. I., Hersh, M. J., Newman, M. D., Thomas, D. L., Card, G., y Elmore, D. (2003). The COR1 Inner Coronagraph for STEREO-SECCHI. *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics, SPIE*, 4853, pages 1–11.
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K. P., y Howard, R. A. (2000). Large-angle spectrometric coronagraph measurements of the energetics of coronal mass ejections. *Astrophysical Journal*, 534, pages 456–467.
- Wang, Y. M., Wang, S., y Ye, P. Z. (2002). Multiple magnetic clouds in interplanetary space . *Solar Physics*, 211, page 333.
- Wang, Y. M., Ye, P. Z., y Wang, S. (2003). Multiple magnetic clouds: Several examples during March-April 2001 . *Journal of Geophysical Research*, 108, page 1370.
- Winterhalter, D., Neugebauer, M., Goldstein, B. E., Smith, E. J., Bam, S. J., y 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-A12, pages 23,371–23,381.
- Wülser, J. P., Lemen, J. R., Tarbell, T. D., Wolfson, C. J., Cannon, J. C., Carpenter, B. A., Duncan, D. W., Gradwohl, G. S., Meyer, S. B., Moore, A. S., Navarro, R. L., Pearson, J. D., Rossi, G. R., Springer, L. A., Howard, R. A., Moses, J. D., Newmark, J. S., Delaboudinière, J. P., Artzner, G., Auchere, F., Bougnet, M., Bouyries, P., Bridou, F., Clotaire, J. Y., Colas, G., Delmotte, F., Jerome, A., Lamare, M., Mercier, R., Mullet, M., Ravet, M. F., Song, X., Bothmer, V., y Deutsh, W. (2004). EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager. *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics, SPIE*, 5171.
- Woods, L. C. (2004). *Physics of plasmas*. WILEY-VCH.
- Xiong, M., Zheng, H., y Wang, S. (2009). Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision. *Journal of Geophysical Research*, 114.
- Yoon, P. H. (1992). Quasilinear evolution of Alfvén-ion-cyclotron and mirror instabilities driven by ion temperature anisotropy. *Physics of Fluids B*, 4, pages 3627–3637.

Yoon, P. H. y Seough, J. (2012). Quasilinear theory of anisotropy-beta relation for combined mirror and proton cyclotron instabilities. *Journal of Geophysical Research*, 117.

Zwickl, R. D., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., Gosling, J. T., y Smith, E. J. (1983). Plasma properties of driver gas following interplanetary shocks observed by ISEE-3. *Solar Wind Five, NASA Conf. Publ., CP-2280*, 711.