Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Emisión de ondas por Resonancia Iónica Ciclotrónica en Plasmoides Interplanetarios expulsados por el sol

Dasso, Sergio

2000

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

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

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

Cita tipo APA:
Dasso, Sergio. (2000). Emisión de ondas por Resonancia Iónica Ciclotrónica en Plasmoides Interplanetarios expulsados por el sol. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3268_Dasso.pdf

Cita tipo Chicago:
Dasso, Sergio. "Emisión de ondas por Resonancia Iónica Ciclotrónica en Plasmoides Interplanetarios expulsados por el sol". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2000.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3268_Dasso.pdf

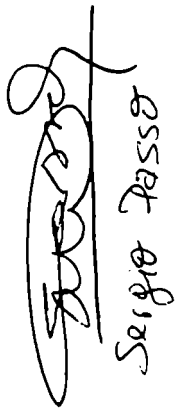
EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física



Emisión de Ondas por Resonancia Iónica Ciclotrónica en Plasmoides Interplanetarios Expulsados por el sol

por Sergio Dasso

Director de Tesis: Dr. Fausto T. Gratton

Lugar de Trabajo: Instituto de Física del Plasma, CONICET y departamento de Física, FCEyN, UBA.

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

Abril, 2000

Dr. FAUSTO T. GRATTON
PROFESOR TITULAR D.E.

Resumen

En esta tesis se realiza un estudio teórico de las condiciones de excitación de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICWs) en los plasmoides interplanetarios expulsados por el Sol (o eyecciones de masa coronal, CMEs). Cuando el viento solar es perturbado por estas eyecciones de plasma provenientes del Sol, la actividad de ondas cambia radicalmente. Mientras que en las condiciones típicas correspondientes al viento solar rápido están dadas las condiciones para la actividad de las ondas de polarización izquierda, cuando el viento es reemplazado por plasmoides interplanetarios de origen solar, el cambio de los parámetros físicos relevantes favorece la actividad de la rama de polarización derecha. Hemos caracterizado el espacio de parámetros típico de estos plasmoides y estudiamos, mediante la teoría cinética en plasmas magnetizados, las condiciones para la emisión y absorción de estas ondas. Hemos determinado fronteras del espacio de parámetros entre regiones estables e inestables. Para considerar la presencia de partículas supratérmicas hemos modelado la función de distribución de una fracción de la población de partículas del plasma con funciones Kappa. En un plasma de protones y electrones la inestabilidad resonante de las EICWs requiere ordinariamente grandes valores para el beta del plasma (β~1 o mayor), sin embargo, hemos encontrado que las CMEs a pesar de su bajo valor de β son objetos con otras propiedades cinéticas favorables para el desarrollo de esta inestabilidad. Dada la gran heterogeneidad que caracteriza a estos objetos no todos ellos serán emisores de EICWs, sino que existe un subconjunto de CMEs con propiedades térmicas propicias para la amplificación de estas ondas. Se han encontrado configuraciones de parámetros, consistentes con las observaciones, en las que los tiempos característicos de crecimiento de la inestabilidad son mucho menores que los tiempos típicos de la evolución de la estructura interplanetaria, y en las cuales es posible la amplificación de las ondas en tiempos en los que la configuración de parámetros de la estructura interplanetaria se mantiene esencialmente constante. Estos resultados son de gran importancia para comprender la microturbulencia que ha sido observada en estos objetos por el satélite Wind. Hemos realizado un estudio estadístico de los parámetros de configuración de las CMEs, con el objetivo de seleccionar aquellos eventos con propiedades favorables para el desarrollo de la inestabilidad de las EICWs. Se analizaron datos aún no publicados de la sonda espacial Wind y específicamente se estudiaron: un conjunto de Halo-CMEs y un conjunto de nubes magnéticas interplanetarias. Los eventos que se consideran para este estudio han sido observados en forma continuada por la sonda Wind desde diciembre de 1996 hasta noviembre de 1997 (para Halo-CMEs) y desde febrero de 1995 hasta noviembre de 1998 (para nubes magnéticas). Finalmente, en base a los resultados de nuestro estudio estadístico, se selecciona la nube magnética que observó Wind el 7 y 8 de agosto de 1996 y se examinan las posibilidades de emisión de EICWs en este evento.

Palabras Claves

Física Espacial, Física de Plasmas, Plasmas Espaciales, Eyecciones de Masa Coronal, Eyecciones Solares, Nubes Magnéticas Interplanetarias, Ondas Electromagnéticas Iónicas Ciclotrónicas, Inestabilidades en Plasmas y Ondas en Plasmas.

Emission of Waves by Ion Cyclotron Resonance in Coronal Mass Ejections

Abstract

In this thesis a theoretical study of the excitation of electromagnetic ion cyclotron waves (EICWs) in Coronal Mass Ejections (CMEs) is presented. When the interplanetary space is perturbed by these plasmoids ejected by the Sun, the wave activity changes radically. The typical conditions in the fast solar wind are favorable for the activity of the left-hand polarized waves. However, when the solar wind is replaced by a CME the change in the relevant physical parameters favors instead the activity of the right-hand polarized EICW branch. The typical parameter space of CMEs at one astronomical unit (1 AU) is characterized and, using the kinetic theory of magnetized plasmas, the conditions for the emission and absorption of these waves are studied. Boundaries of the parameter space separating stable from unstable regions are determined. A fraction of the particle populations of the plasma is modeled by Kappa distribution function to account for the presence of suprathermal particles. The EICWs resonant instability requires ordinarily large values of the ion beta (β~1 or larger) however, it is found that although the CMEs have low β values, these objects have other kinetic properties that favor the amplification of the waves. Due to the heterogeneity of CMEs not all of them are emitters of EICWs, but a subset of CMEs with thermal properties favoring the development of the instability can be found. Parameter configurations, consistent with observations, in which the typical times of the growth of the instability are much lower than the typical evolution times of the interplanetary structures are given. The amplification of the waves over periods of time in which the parameters of the structure are essentially constant is found to be possible. These results are important for the understanding of the magnetic turbulence of CMEs observed by the spacecraft Wind. A statistical survey of CMEs physical parameters based on data from Wind is given, which identifies events with good properties for the instability of EICWs. A set of Halo-CMEs and a set of interplanetary magnetic clouds, observed by Wind during complete periods of one and four years, respectively, are analyzed. Finally the possibility of emission of EICWs from the magnetic cloud observed by Wind on August 7th and 8th of 1996, is examined.

Key Words

Space Physics, Plasma Physics, Space Plasmas, Coronal Mass Ejections, Solar Ejecta, Interplanetary Magnetic Clouds, Electromagnetic Ion Cyclotron Waves, Plasmas Instabilities, and Plasma Waves.

Índice

Resumen

Abstract

1 Introducción 1

1-1 Breve historia de la "Física Solar-Terrestre" 2

1-2 Eyecciones de masa coronal y nubes magnéticas 5

1-3 Eyecciones solares y ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas 7

2 Teoría Cinética de Ondas en Plasmas Magnetizados no Colisionales 10

2-1 La ecuación de ondas en k, ω 11

2-2 Tensor dieléctrico con teoría cinética. Propagación paralela a B_0 14

2-3 Relaciones de dispersión para funciones de distribución Bi-Maxwellianas 17

2-3.a Límite asintótico: $m_e/m_p<<1$, $A_e \rightarrow 0$ y $U_e \rightarrow 0$ 22

2-3.b Límite asintótico: $m_e/m_p<<1$, $A_e \neq 0$ y $U_e \rightarrow 0$ 23

2.3.c Plasma compuesto por electrones, protones y partículas α 24

2-4 Relaciones de dispersión para *halos* no Maxwellianos

con funciones Kappa$_{//}$-Maxwellianas$_{\perp}$ 25

2-4.a *Halo* electrónico con función Kappa$_{//}$-Maxwelliana$_{\perp}$ 29

2-4.b *Halo* de iones con función Kappa$_{//}$-Maxwelliana$_{\perp}$ 30

2-5 Inestabilidad 'fire-hose' con multiespecies anisótropas 31

3 La Inestabilidad Resonante de las Ondas Dextrógiras: Discusión

de las Condiciones para su Desarrollo 35

3-1 Cálculo aproximado de las tasas de crecimiento

o amortiguamiento (caso $\gamma<<\omega_r$) 35

3-2 Análisis del resultado 36

4 La Excitación de las Ondas Electromagnéticas Iónicas Ciclotrónicas

Descripta con Lenguaje Cuántico 40

4-1 Interacción giromagnética iónica ciclotrónica 40

4-2 Efectos térmicos en la interacción onda-partícula 42

4-3 Intercambio de energía y momento entre ondas

y partículas. Descripción cuántica 44

4-3.a Intercambio de energía y momento durante el proceso

de interacción onda-partícula en el caso de resonancia anómala 45

4-3.b Probabilidad de un proceso de emisión elemental 47

5 Fenomenología de las Eyecciones de Masa Coronal 50
5-1 Nubes magnéticas interplanetarias 56
5-2 Propiedades cinéticas de las eyecciones de masa coronal
que afectan la excitación de ondas electromagnéticas
iónicas ciclotrónicas. Parámetros de referencia 59

6 Actividad de Ondas Electromagnéticas Iónicas Ciclotrónicas Dextrógiras
en Eyecciones de Masa Coronal: Resultados Teóricos 66
6-1 Eyecciones de masa coronal con electrones isótropos 66
6-2 Influencia de los electrones calientes y anisótropos 72
6-2.a En las nubes magnéticas interplanetarias 72
6-2.b En eyecciones solares con condiciones
de extrema anisotropía electrónica 77
6-3 Efectos de las partículas alfa en configuraciones con $A_e<0$ 80
6-4 Los electrones supratérmicos en las eyecciones de masa coronal 82
6-4.a Influencia del *halo* de electrones con funciones κappa 83
6-4.b Excitación de ondas por *halos* bi-Maxwellianos 87
6-5 Protones supratérmicos en las eyecciones de masa coronal 91

7 Análisis Estadístico de Eyecciones de Masa Coronal y Selección de los Eventos
más Favorables para la Actividad de EICW 95
7-1 Estadística obtenida por la sonda ISEE 3. Flujo bidireccional
de electrones supratérmicos 95
7-2 Estudios estadísticos de Halo-CMEs y de nubes magnéticas 96
7-2.a Halo-CMEs (eventos del período Dic.1996-Nov.1997) 98
7-2.b Nubes magnéticas (eventos del período Feb.1995-Nov.1998) 107
7-2.c Propiedades Electrónicas 114
7-3 Actividad de EICWs en la nube magnética de Agosto 7, 1996 117

8 Conclusiones 121

Apéndice: Teoría Cinética. Solución de las Ecuaciones de Vlasov-Maxwell 125

Referencias 128

Agradecimientos

1 Introducción

En esta tesis se investiga la actividad de ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas en eyecciones solares. Estos objetos perturban el viento solar y pueden producir las más violentas perturbaciones en el campo magnético terrestre. En esta tesis nos ocupamos de un aspecto particular de la física de las eyecciones solares. Uno de los principales motivos prácticos para investigar la física de las eyecciones solares radica en los daños que las perturbaciones geomagnéticas desencadenadas pueden producir sobre los satélites de comunicaciones.

La existencia de un vínculo entre la actividad solar y la actividad geomagnética está bien determinada en el momento actual, sin embargo para el establecimiento firme de este nexo fue necesaria una larga secuencia de hallazgos científicos que duró varios siglos, aunque se aceleró en el presente.

A manera de preludio al tema específico de esta tesis en la sección **1-1** se presenta una breve reseña histórica en la que se describen los principales acontecimientos que ayudaron al establecimiento de los modelos con los cuales hoy pueden describirse la gran mayoría de los procesos intermedios ocurridos durante la interacción entre el Sol y la Tierra.

Una descripción de las eyecciones de masa coronal y de las nubes magnéticas interplanetarias en la escala macroscópica es presentada en las sección **1-2**. Por último en la sección **1-3** se presenta una breve síntesis de las propiedades cinéticas del plasma de las eyecciones solares que influyen sobre las ondas.

Los capítulos **2** a **4** contienen la teoría necesaria para el estudio realizado. En el capítulo **2** se desarrolla en forma sucinta la base de la teoría de ondas que se utiliza en la tesis. Se examinan las relaciones de dispersión cuyas soluciones se calcularán en el cuerpo del trabajo, así como también algunos límites asintóticos importantes.

En el capítulo **3** se presenta un calculo aproximado para estimar las tasas de crecimiento y amortiguación de las ondas, y se discuten algunos resultados cualitativos. Una descripción de los procesos físicos mediante un lenguaje cuántico es realizado en el capítulo **4**, a fin de facilitar la mejor comprensión de los resultados numéricos.

En el capítulo **5** damos una discusión detallada de la naturaleza física de las eyecciones solares y de las nubes magnéticas interplanetarias. Se presentan las propiedades que influyen sobre la inestabilidad de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICW) y se discuten los criterios que se utilizan para definir el escenario de parámetros de la eyecciones de masa coronal (CMEs). Se determina el rango de valores típicos que recorre cada uno de los parámetros de los que depende la inestabilidad de las ondas, preparando las condiciones para el estudio teórico-numérico que se desarrolla luego en el capítulo **6**.

En el capítulo **6** se da una discusión y una presentación detallada de los resultados de nuestro estudio sobre ondas EICW, incluyendo la sensibilidad que tiene cada uno de los parámetros cruciales en la actividad de las ondas.

Un estudio estadístico de Halo-CMEs y de nubes magnéticas es realizado en el capítulo **7** utilizando datos no publicados de la sonda Wind. Aquí también se estudia la posibilidad de emisión de EICW de polarización derecha en la nube magnética que observó Wind el 7 y 8 de agosto de 1996.

Finalmente en el capítulo **8** se presenta una discusión y se dan las conclusiones de la tesis.

1-1 Breve historia de la "Física Solar-Terrestre"

Inmerso en el espacio interplanetario del sistema solar fluye desde el Sol y hacia el espacio interestelar un gas de partículas cargadas en estado de plasma, el viento solar (VS). Este gas está compuesto por iones positivos y electrones negativos y se expande en toda la heliosfera. La heliosfera es la región que se extiende desde el contorno solar ($r_\odot = 7x10^5$ km) hasta los bordes del sistema solar donde comienza el gas interestelar. Contiene a los nueve planetas y sus satélites, cometas, asteroides, gas y polvo interplanetario. Aunque aún no se ha observado directamente la frontera externa de la heliosfera, se estima que está ubicada más allá de unas 120 veces la distancia Tierra-Sol (1Unidad Astronómica, UA).

Uno de los principales objetivos de la física de la interacción Sol-Tierra ("Física Solar-Terrestre") es comprender los procesos físicos involucrados durante la interacción entre el campo electromagnético y el plasma en la heliosfera interior, es decir la cavidad comprendida entre el Sol y la Tierra (1 UA = 1.5×10^8 Km $\approx 200\ r_\odot$).

Los primeros hechos históricos vinculados con la "Física Solar Terrestre" pueden ser atribuidos a las primeras observaciones de auroras, observadas en el cielo cerca de ambos polos terrestres. Los primeros registros de estos fenómenos pueden asociarse con visiones de auroras registradas en la literatura griega del siglo VI antes de Cristo, en pasajes del Viejo Testamento y en la literatura China de hace unos cuatro mil años.

Otro evento que merece ser destacado es la invención la brújula. Se cree que este descubrimiento radica en la cultura China alrededor del siglo XI de nuestra era. A partir del uso de la brújula se estableció la existencia del campo magnético terrestre (o campo geomagnético). La principal utilidad de este instrumento fue medir la dirección del campo geomagnético para encontrar direcciones geográficas durante la navegación.

A pesar de que la dirección del campo magnético terrestre se pudo medir desde hace 9 siglos, fue recién hacia principios del siglo XVII cuando William Gilbert señaló la similitud que existe entre la configuración magnética en la superficie terrestre con la de un gran imán. Incluso medio siglo después (~1650) fue descubierto que la dirección del eje asociada al imán

geomagnético no está fija y cambia con el tiempo; hoy se conoce que la dirección de este eje cambia significativamente durante un tiempo típico de diez mil años.

La existencia de una asociación entre ciertas propiedades de las auroras (por ejemplo frecuencia de aparición e intensidad luminosa) y el geomagnetismo fue mostrada recién en el año 1741.

Mientras que hasta principios del siglo XIX no se conocía con certeza el origen del campo magnético terrestre, Gauss (1777-1855) realizó una de las principales contribuciones al análisis y a la interpretación de los resultados de una red de mediciones simultáneas que se montó para observar la actividad geomagnética en diversos puntos del globo terrestre. Gauss mostró que la fuente principal del campo magnético terrestre es de origen interno, debido a corrientes eléctricas que fluyen en el núcleo terrestre, mientras que algunas fluctuaciones ocurren debido a un flujo de partículas cargadas (corriente eléctrica) que ocurre a cierta altura por encima de la superficie terrestre. Estos resultados permitieron discriminar la localización espacial de las corrientes eléctricas que originan el geomagnetismo: el interior terrestre y parte de la atmósfera.

Las tormentas magnéticas se conocieron hace más de doscientos años debido a A. von Humboldt (1769-1859), quien logró interesar al zar de Rusia y logró que se creara una red mundial de observatorios magnéticos. El término 'tormenta magnética' fue inventado por Humboldt y se empleó para denominar a las grandes perturbaciones en el campo geomagnético que ocurrían a través de todo el globo terráqueo.

Quizá la primer observación indirecta del nexo Sol-Geomagnetismo haya sido la asociación que observó Sabine en 1851 entre el ciclo solar y ciertas variaciones en el campo magnético terrestre. Sabine pudo mostrar que la intensidad y la frecuencia con que ocurrían ciertas fluctuaciones del campo geomagnético variaban acorde al período solar.

Un evento peculiar que mostró una directa asociación entre la actividad del Sol y sus secuelas en el campo geomagnético ocurrió el primer día del mes de septiembre del año 1859. Ese día una gran erupción de luz blanca brotó desde el Sol y dieciocho horas después, en la Tierra, se desató una de las más violentas perturbaciones geomagnéticas.

Con el objeto de explicar posibles mecanismos por los cuales el Sol podría tener influencias sobre el entorno terrestre, Becquerel en el año 1878 y poco después Goldstein propusieron que el Sol disparaba partículas monocargadas hacia la Tierra y que éstas se desviaban hacia aquellas zonas en las que se observan auroras, influenciadas por el campo magnético terrestre. El físico noruego Kristian Birkeland, en principios de 1886 consideró la posibilidad de que el Sol dispare chorros de electrones y que éstos pudieran alcanzar la Tierra con suficiente abundancia para perturbar las condiciones geomagnéticas. Él efectuó varias expediciones al norte de Noruega desde 1897 y obtuvo mediciones que vinculaban las perturbaciones geomagnéticas con las auroras. Complementó su estudio realizando un

experimento propio al que llamó 'terrela'. Éste consistía en una simulación del campo magnético dipolar terrestre, sobre el que se efectuaban descargas electrónicas. Durante estos experimentos se observó que los electrones que incidían sobre 'terrela' provocaban intensas luminosidades en aquellas zonas asociadas con las auroras. Birkeland sugirió que las auroras eran desencadenadas por partículas que provenían del Sol. Complementando este descubrimiento experimental, un matemático noruego llamado Carl Stφrmer realizó cálculos acerca de las trayectorias que describen las partículas cargadas en un campo dipolar magnético. La conjunción de los resultados experimentales y teóricos sustentaban la hipótesis de Birkeland. Las ideas de Goldstein fueron reavivadas en Inglaterra en el año 1930 por Sydney Chapman y Vincent Ferraro; Lindemann sugirió más tarde que la repulsión electrostática haría inestable a este flujo monocargado, destruyéndolo. Sugirió la existencia de un flujo formado por dos tipos de partículas cargadas; cada grupo con carga de signo opuesto al otro, un flujo de plasma.

La posible existencia de un flujo proveniente del Sol había sido motivada desde las primeras observaciones de los cometas; argumentos cualitativos sugerían que sus largas colas eran provocadas por dicho flujo. En el año 1951 se dio la primer prueba a favor de la existencia del VS, cuando Biermann interpretó correctamente su forma tan alargada y su dirección (la que se aparta de la dirección radial solar) en términos de la interacción entre el hipotético VS y la cola del cometa.

Las propiedades físicas de gran escala del VS fueron revisadas críticamente por Parker en 1958. Parker propuso un modelo con simetría esférica para describir el balance existente entre la gravedad solar y el gas de partículas ionizadas presente en la heliosfera, permitiendo la expulsión de gas ionizado a ritmo constante desde el Sol. Antes del modelo de Parker se pensaba en un plasma en equilibrio estático, sin flujo neto de partículas. Según las propiedades del gas interplanetario pre-Parker, su densidad de partículas (cantidad de partículas presentes por unidad de volumen) y su presión disminuyen con la distancia al Sol.

Con las modificaciones que produjo su modelo, Parker cambió esta visión estática y concluyó que la velocidad del VS crece suavemente a medida que el gas avanza, la velocidad es proporcional al logaritmo de la distancia al Sol.

Parker también revisó la geometría del VS, tuvo en cuenta que el Sol rota sobre sí mismo aproximadamente una vez cada 27 días y anticipó que las líneas del campo magnético interplanetario deben tener una configuración geométrica en forma de espiral, como lo hace la traza que dejan las diferentes partículas al abandonar el Sol. A una unidad astronómica del Sol, la recta tangente a esta espiral debe formar un ángulo aproximado de 45° respecto de la línea Sol-Tierra.

En 1959 los sensores montados en las sondas soviéticas Luniks 2 y 3 por primera vez midieron 'in situ' las principales propiedades del VS en las inmediaciones terrestres y confirmaron en forma contundente la existencia del VS. Los datos obtenidos se correspondían son las propiedades del flujo de partículas predichas por Parker.

Las primeras observaciones continuas del VS fueron realizadas durante la misión a Venus llevada a cabo por la sonda 'Mariner 2' en 1962; estas mediciones han mostrado la existencia de corrientes de mayor velocidad, separadas del resto del plasma. Éstas permitieron concluir que el VS no es un flujo completamente uniforme. Durante las misiones espaciales realizadas posteriormente se han observado fluctuaciones en el resto de las propiedades del VS. A pesar de la presencia de algunas perturbaciones, el campo magnético medio que subyace cumple con la configuración de Parker.

Recientemente se han realizado estudiados con observaciones de la sonda Voyager 1 [Burlaga et al., 1998b] en las que se concluye que la configuración magnética de gran escala en el espacio interplanetario es consistente con la espiral de Parker al menos hasta ~66 UA. El satélite Voyager 1 es uno de los que actualmente se encuentra más alejado de la Tierra.

El mecanismo principal que explica la influencia solar sobre las condiciones magnéticas terrestres recién fue establecido por Dungey [1961]. Cuando la componente Norte-Sur (componente paralela al eje magnético terrestre) del campo magnético interplanetario apunta al Sur, es decir en sentido contrario al campo geomagnético, se produce un proceso de reconexión magnética estacionaria que permite el ingreso de partículas energéticas a la cavidad magnetosférica. En consecuencia se producen fuerte incrementos en la intensidad de los sistemas de corriente de la magnetosfera y se modifica fuertemente la configuración del campo geomagnético.

1-2 Eyecciones de masa coronal y nubes magnéticas

El VS es a menudo fuertemente perturbado por repentinas eyecciones de plasma, que se expanden alejándose del Sol y forman plasmoides de gran escala en el espacio interplanetario. Debido al desarrollo relativamente reciente del tema de las eyecciones de masa coronal (conocidas como Coronal Mass Ejections, CMEs) o eyecciones solares (Solar Ejecta, SE), existen muchas observaciones sobre la actividad de microturbulencia magnética pero los estudios sobre la teoría y la fenomenología de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas en estos plasmas interplanetarios están apenas comenzando.

Cuando el material de las CMEs se aleja del Sol a través de la heliosfera, perturba el VS de fondo y modifica sus propiedades. Dependiendo de la dirección en la cual las CMEs son expulsadas, una fracción de éstas atraviesa el entorno espacial de la Tierra. La interacción de estos plasmoides con la magnetosfera es intensa, puede desencadenar tormentas

geomagnéticas, e incluso puede interrumpir las comunicaciones terrestres que son administradas por sondas espaciales.

Durante los períodos de máximo solar la emisión de CMEs es más frecuente, en promedio alcanza una tasa de emisión mayor a 3 eventos diarios si se considera toda la superficie solar. Las CMEs que viajan con mayor velocidad que el VS de fondo producen una onda de choque en su frente y constituyen las perturbaciones interplanetarias que producen las tormentas geomagnéticas más intensas en los períodos de gran actividad del ciclo solar. La frecuencia de emisión de CMEs durante los mínimos solares es menor, aproximadamente 6 eventos al mes, considerando las emisiones ocurridas en todo el Sol. Sin embargo es justamente en este lapso de calma del ciclo cuando alguna inesperada CME puede alcanzar el entorno terrestre con "geo-efectividad", y provocar una violenta tormenta magnética que contrastará con la relativa calma reinante en la actividad geomagnética.

El plasma que forma las CMEs está constituido principalmente por protones, electrones y partículas alfa. Sus propiedades cinético-térmicas son muy diferentes de las del VS rápido y para este régimen de parámetros físicos no hay ningún estudio teórico o fenomenológico de ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (Electromagnetic Ion Cyclotron Waves, EICWs) como el que se realiza en esta tesis.

Mientras que muchas propiedades térmicas de protones han sido estudiadas desde los primeros registros de las CMEs mediante observaciones 'in situ' (e.g., [Gosling et al., 1981]), las propiedades electrónicas han sido menos estudiadas (e.g., [Gosling et al., 1987]), sin embargo ciertos aspectos de su función de distribución ha sido caracterizada con detalle suficiente para comenzar a realizar un estudio de las inestabilidades cinéticas. Las partículas alfa, la especie iónica minoritaria más importante cuya influencia sobre la relación de dispersión de las EICW es significativa, han sido en cambio muy poco estudiadas. Para una revisión actual y más detallada de las propiedades del plasma y del campo magnético en las CMEs ver [Neugebauer and Goldstein, 1997] y referencias allí citadas.

Existe un subconjunto de las CMEs cuyos elementos son llamados nubes magnéticas interplanetarias (Interplanetary Magnetic clouds, IMCs) (e.g., [Burlaga, 1991]). El conjunto de las IMCs es más homogéneo que el de las CMEs y se distingue principalmente por poseer un campo magnético intenso y muy regular. La temperatura de electrones en las IMC desempeña un papel importante ya que generalmente es varias veces la de los protones, en consecuencia la presión cinética de los electrones desempeña el papel dominante en la dinámica global de estos plasmoides.

Considerable potencia ha sido observada recientemente en el espectro de fluctuaciones de baja frecuencia del campo magnético de eyecciones solares [Janoo et al., 1998]. Esperamos que los resultados de nuestra investigación, es decir las condiciones físicas necesarias para la emisión de EICW, sean de gran ayuda para interpretar estas observaciones.

En esta tesis se realizarán estudios teóricos del mecanismo de interacción onda-partícula en la emisión de EICW por resonancia iónica ciclotrónica, y se harán análisis numéricos de la relación de dispersión de estas ondas en regímenes de parámetros físicos típicos de los plasmoides interplanetarios de origen solar. Se determinarán las condiciones para la existencia de la inestabilidad resonante de las EICW, y se realizará una investigación detallada de las propiedades de propagación, excitación, y absorción de estas ondas en el rango de bajas frecuencias hasta algunos múltiplos de la frecuencia de ciclotrón de protones mediante la teoría cinética lineal de ondas en plasmas (ver, e.g., [Stix 1992; Gary 1993]). En este estudio se hará énfasis en las notables diferencias existentes entre el escenario físico correspondiente a las CMEs, y el que corresponde al VS rápido. Las consecuencias de esta configuración de plasma interplanetario sobre el espectro de ondas EICW son aún muy poco conocidas. En un trabajo preliminar [Farrugia et al., 1998a] se ha explorado la posibilidad de excitación de ondas en este medio.

Una vez caracterizados los escenarios de estudio, se determinarán los tiempos típicos necesarios para el desarrollo de la inestabilidad resonante y los tiempos de absorción de las ondas, se encontrarán algunas fronteras del espacio de parámetros que separan regiones estables de regiones inestables, y se estudiará la sensibilidad de las tasas de crecimiento de la inestabilidad con cada uno de los principales parámetros de las CMEs.

Es de notar que para resolver la relación de dispersión cinética de las CMEs se requieren técnicas de cálculo numérico, dado que se trata de una ecuación trascendente (en los complejos) que incluye a la función Z de plasma, y a funciones κappa [Summers and Thorne, 1991]. Se desarrollaron códigos numéricos rápidos para resolver estas ecuaciones.

Para poder llevar a cabo el cálculo de la relación de dispersión es necesario determinar el valor de un conjunto de parámetros, los cuales representan las propiedades de las CMEs. Con el fin de fundamentar estas propiedades, en particular las configuraciones de bajo beta de protones y gran temperatura electrónica, y señalar la influencia que tienen sobre las EICW, en la próxima sección se presentarán las características principales de las CMEs y se describirán cualitativamente sus efectos sobre la actividad de estas ondas.

1-3 Eyecciones solares y ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas

Las CMEs son plasmoides despedidos por el Sol hacia el espacio interplanetario y están caracterizadas por un cierto número de propiedades para el plasma y para su configuración magnética. A una distancia aproximada de 1 unidad astronómica respecto del Sol, estos objetos tienen temperatura de protones baja (ver e.g., Richardson and Cane, 1995, y referencias incluidas allí). Existen flujos bidireccionales (a lo largo de las líneas de campo) de electrones supratérmicos con energías mayores que 80 eV (Gosling et al., 1987) y protones supratérmicos de algunos keVs hasta ~ 1 MeV (Marsden et al., 1987; Galvin et al., 1987). La

abundancia de partículas alfa respecto a los protones, n_α/n_p, es muy variable, entre 1% y más del 20% [Galvin et al., 1987]. Esta propiedad es muy diferente al 4% observado habitualmente en el VS [Schwenn, 1990]. En cuanto a la temperatura de estos iones, frecuentemente se observa la típica relación de masas ($T_\alpha \approx 4T_p$), sin embargo significativas desviaciones respecto de este valor han sido medidas [Burlaga et al., 1998]. La temperatura de electrones (T_e) es frecuentemente mayor que la temperatura de protones (T_p) (Osherovich et al., 1993; Richardson et al., 1997).

La intensidad del campo magnético en las IMC es más grande que los valores del ambiente, su vector magnético desarrolla una gran rotación lenta a través de su estructura y su temperatura de protones es baja (Burlaga et al., [1981]). Cumplir con estas tres condiciones ha sido sugerido como una posible definición para las IMC [Burlaga, 1995], lo cual se diferencia radicalmente con la ocasional ambigüedad cuando se identifican CMEs. Dada la gran intensidad magnética y la baja temperatura de protones, el valor del beta de plasma de protones es generalmente mucho menor que la unidad (la presión magnética domina a la presión cinética de protones). Sin embargo la temperatura electrónica es generalmente mucho mayor que la temperatura de protones ($T_e >> T_p$) [Sittler and Burlaga, 1998], y en consecuencia el beta de plasma electrónico no tiene un valor tan bajo como el que corresponde a los protones. Al investigar la actividad de ondas en las IMC se debe tener especial cuidado en el modelado de los electrones, en vista a su gran influencia en la relación de dispersión dado que tienen mayor temperatura que los protones [Gratton et al., 1998; Dasso et al., 1999c].

En la mayoría de las CMEs se observa que la temperatura iónica paralela al campo magnético ($T_{//}$) es mayor que la perpendicular ($T_\perp$). También ha sido observado que los electrones muestran una tendencia similar. Puesto que las CMEs forman un grupo de objetos heterogéneo, una CME dada, usualmente no tendrá todas estas propiedades. Para una reseña sobre las CMEs ver Gosling, [1990], y para una puesta al día sobre nubes magnéticas ver Osherovich and Burlaga, [1997].

Dado que en la mayoría de las CMEs se satisface $T_{//,p} > T_{\perp,p}$ (ver [Marsden et al., 1987]; [Galvin et al., 1987]; y el trabajo estadístico de Gosling et al., [1987]), cuando se desarrolla la inestabilidad cinética de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICWs) esta corresponderá a la rama de polarización derecha, también denominada rama magnetosónica o rama de "whistler". La posibilidad de excitación de las EICWs con polarización derecha en CMEs, como consecuencia de la anisotropía térmica negativa de protones ($A_p = T_{//,p}/T_{\perp,p} - 1 < 0$) ha sido considerada por Farrugia et al., [1998a]. Esta característica de las CMEs es muy diferente de la que corresponde al VS rápido en la heliosfera interna, donde son amplificadas las ondas de polarización izquierda, debido a la anisotropía positiva de los protones.

La influencia de las propiedades térmicas de los protones y de las partículas alfa sobre la inestabilidad de las EICWs para las condiciones de las CMEs han sido examinadas detalladamente en Dasso et al., [1999a] y en Dasso et al., [1999b], respectivamente. Las propiedades térmicas de los electrones influyen indirectamente en la emisión de la onda, un efecto previamente estudiado en [Gratton et al., 1998] y en [Dasso et al., 1999c]. La presencia de electrones con $T_{//e}>T_{\perp e}$ puede disminuir la velocidad de la onda considerablemente y así aumenta el número de iones que pueden resonar con la onda. Cuando otros parámetros están en el rango apropiado, la influencia de los electrones sobre el aumento de la emisión de las EICWs con polarización derecha puede ser muy grande. Este efecto es particularmente importante para CMEs con muy bajo beta de protones, dado que sin esta ayuda la tasa de crecimiento de las EICWs sería despreciable.

Para CMEs con β_p~0.1 y en configuraciones favorables para el resto de los parámetros significativos, hemos hallado casos con tiempos característicos de crecimiento de la inestabilidad mucho menores que los tiempos de típicos de la evolución de la CME, permitiendo que estas ondas se amplifiquen antes que los parámetros de la CME cambien sensiblemente.

2 Teoría Cinética de Ondas en Plasmas Magnetizados no Colisionales.

En esta sección se presenta una breve reseña de la teoría cinética de ondas en plasmas. Se obtienen las relaciones de dispersión para ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICW) propagándose en dirección paralela al campo magnético de fondo en plasmas no colisionales. Se calculan diferentes relaciones de dispersión según sean las hipótesis utilizadas para modelar el estado de equilibrio del plasma en el cual se propagan las ondas estudiadas. La rama que nos interesa es la de polarización dextrógira (para frecuencias del orden de la de ciclotrón de protones); esta rama es la misma que la de las ondas magnetosónicas en propagación paralela, modo magnetohidrodinámico rápido, (onda de baja frecuencia, menor que la de ciclotrón de protones), whistlers (frecuencias intermedias entre la de ciclotrón de protones y electrones) y ondas de electrón ciclotrón (ondas de alta frecuencia, del orden de la de ciclotrón del electrón). La relación entre la frecuencia y la longitud de onda que corresponde a un plasma frío puede observarse en la Figura 1.

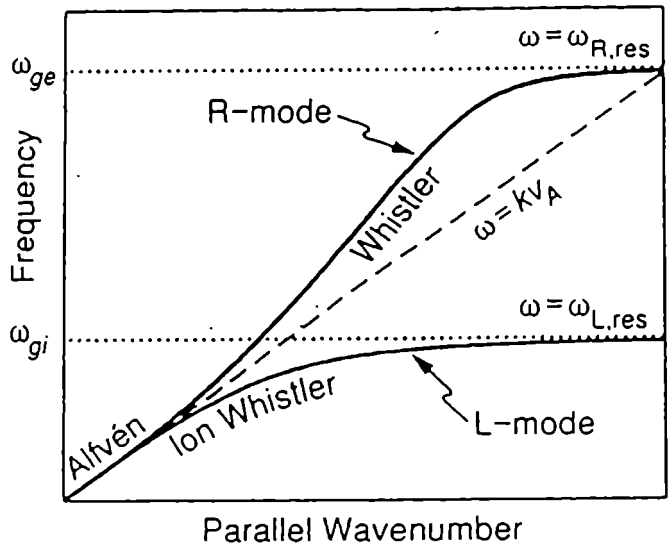


Figura 1: Ramas derecha e izquierda correspondientes a ondas electromagnéticas con propagación paralela a $\mathbf{B_0}$ para un plasma frío, resultado de un modelo magneto-hidrodinámico de dos fluidos. Figura tomada de [Baumjohann and Treumann, 1997].

La presentación de los tópicos se realizará por etapas sucesivas, de tal forma que primero se tratarán relaciones de gran generalidad, las que gradualmente serán especificadas mediante diversos modelos.

En primer lugar, en la sección **2-1**, se lleva a cabo un cálculo de la relación de dispersión para las EICW en función de un tensor dieléctrico genérico, no especificado, que podría ser definido tanto por una teoría fluidística como por una teoría cinética, siendo este último caso el que se adopta en esta tesis. El cálculo del tensor dieléctrico con teoría cinética se desarrolla en la sección **2-1**, sin especificar aún a la función de distribución (fdd) de equilibrio.

En las secciones **2-3** y **2-4** se presentan las ecuaciones de dispersión para dos tipos de fdd de equilibrio. El análisis de las soluciones de estas relaciones, obtenidas mediante algoritmos numéricos para diferentes regímenes del plasma, será dado en el cuerpo de esta tesis. Las dos fdd de equilibrio que se investigan son: 1) Bi-Maxwelliana con derivas: ésta se construye multiplicando una función Maxwelliana para la componente de velocidad paralela al campo magnético ($\mathbf{B_0}$), centrada sobre una velocidad media particular de cada especie (drift), por otra función Maxwelliana para la componente perpendicular. Las funciones Maxwellianas para las componentes paralela y perpendicular de la velocidad pueden tener diferentes temperaturas. 2) $\kappa appa_{//}$-$Maxwelliana_{\perp}$: esta fdd se construye multiplicando una función κappa, en la componente paralela de la velocidad, por una función Maxwelliana en la componente perpendicular. El empleo de esta función está motivado en las colas de alta energía observadas en las CMEs, las que generalmente se desarrollan a lo largo de las líneas de campo. Vamos a estudiar su influencia sobre la excitación de las EICW.

En las secciones (**2-3.a**, **2-3.b**, **2-3.c** y **2-5**) se estudian límites asintóticos de las relaciones de dispersión teóricas exactas de la rama de polarización derecha que son particularmente interesantes desde el punto de vista de la física que representan. Algunos de estos límites asintóticos han sido utilizados también como control para nuestros códigos numéricos que resuelven las relaciones de dispersión exactamente.

2-1 La ecuación de ondas en k, ω

La relación de dispersión para ondas en plasmas puede ser obtenida mediante la condición de existencia de soluciones perturbativas no triviales a las ecuaciones del electromagnetismo, en forma consistente con la corriente que el plasma genera en respuesta al campo eléctrico **E**. Para tener en cuenta esta respuesta es necesario vincular la densidad de corriente (**J**) con **E**. Es posible expresar este vínculo considerando a **J** como una corriente de desplazamiento en un medio dieléctrico, introduciendo un tensor dieléctrico ϵ. Nos proponemos estudiar el comportamiento de pequeñas perturbaciones (ondas de pequeña amplitud) a una situación de equilibrio estática en el tiempo y uniforme en el espacio. Supondremos que las cantidades de orden cero en el parámetro perturbativo δ son el campo magnético de fondo $\mathbf{B_0}$, que consideramos en la dirección del eje **z** ($\mathbf{B_0}=B_0\,\mathbf{z}$), y la densidad de las partículas que componen el plasma. Las cantidades de primer orden en δ se proponen de forma que los

campos eléctrico (**E**) y magnético (**B**), la densidad de carga (ρ) y la densidad de corriente (**J**) totales cumplen (i.e., las magnitudes asociadas con la perturbación llevan subíndice 1),

$$\mathbf{E}(\mathbf{x},t)= \delta \mathbf{E}_1(\mathbf{x},t), \qquad \mathbf{B}(\mathbf{x},t)=\mathbf{B}_0+\delta \mathbf{B}_1(\mathbf{x},t) = B_0\,\mathbf{z}+\delta \mathbf{B}_1(\mathbf{x},t),$$
$$\rho(\mathbf{x},t)= \delta \rho_1(\mathbf{x},t), \qquad \mathbf{J}(\mathbf{x},t)=\delta \mathbf{J}_1(\mathbf{x},t).$$

El desplazamiento eléctrico $\mathbf{D}_1$ incluye al desplazamiento de Maxwell en vacío y la corriente del plasma acorde a la ley de Ampere, es decir

$$\nabla\times\mathbf{B}_1 = \tfrac{1}{c}\partial_t\mathbf{E}_1 + \tfrac{4\pi}{c}\mathbf{J}_1 = \tfrac{1}{c}\partial_t\mathbf{D}_1 . \qquad (1)$$

Después de realizar un análisis de Fourier (número de onda **k**) para las coordenadas espaciales y un análisis de Laplace en el tiempo (frecuencia temporal ω), la ecuación (1) se transforma en,

$$\mathbf{D}_1(\omega,\mathbf{k}) = \boldsymbol{\varepsilon}(\omega,\mathbf{k})\bullet\mathbf{E}_1(\omega,\mathbf{k}) = \mathbf{E}_1(\omega,\mathbf{k}) + \tfrac{4\pi i}{\omega}\mathbf{J}_1(\omega,\mathbf{k}) , \qquad (2)$$

donde $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ es el tensor dieléctrico.

Las cantidades físicas de primer orden varían como $\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)]$, es decir que por ejemplo el campo eléctrico de la onda monocromática asociada con $\mathbf{E}_1(\omega,\mathbf{k})$, será

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{x},t)= \mathrm{Re}\{\mathbf{E}_1(\omega,\mathbf{k})\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)]\}.$$

En nuestro tratamiento supondremos que el número de onda **k** es real, permitiendo que la frecuencia ω sea compleja ($\omega=\omega_r+i\gamma$). Esta convención de signos implica que para ω_r positivo la propagación de la onda se desarrollará en la dirección y sentido de **k**; también implica que si $\gamma>0$ la onda se amplificará en cuyo caso la situación de equilibrio propuesta es inestable, si $\gamma<0$ la onda decaerá exponencialmente.

La corriente eléctrica se compone con el aporte que realizan todas las especies s que componen el plasma, $\mathbf{J}_s=n_s q_s \mathbf{v}_s$; siendo n_s la densidad, q_s la carga y $\mathbf{v}_s$ la velocidad media.

$$\mathbf{J}_1(\omega,\mathbf{k}) = \sum_s \mathbf{J}_s(\omega,\mathbf{k}) = \sum_s \boldsymbol{\sigma}_s(\omega,\mathbf{k})\bullet\mathbf{E}_1 = \sum_s n_s q_s \mathbf{v}_s(\omega,\mathbf{k}) , \qquad (3)$$

donde la suma es sobre cada especie s (tanto especies iónicas como electrónicas[1]), $\sigma_s(\omega, \mathbf{k})$ es el tensor de conductividad eléctrica parcial que corresponde a la especie s, la carga q_s para iones es $q_i=Z_i e$ y para electrones $q_e=-e$.

Para realizar el cálculo del tensor dieléctrico se deberá optar o por una descripción de fluidos o por una descripción cinética del plasma. En la presente tesis se hará un estudio de microinestabilidades, por lo cual se optará por una descripción cinética, considerando los detalles de la función de distribución de cada especie que compone el gas ionizado. Sin embargo pospondremos el tratamiento de $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ en la próxima sección, continuando con el enfoque general.

Con el objetivo de determinar la relación de dispersión, sin especificar aún al tensor dieléctrico $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$, consideremos la ley de Faraday en el espacio $(\mathbf{x},t)$, es decir la ecuación de Maxwell que vincula las variaciones temporales del campo magnético con las variaciones espaciales del campo eléctrico,

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\tfrac{1}{c}\partial_t \mathbf{B}_1 . \qquad (4)$$

Dado que estudiamos ondas electromagnéticas propagándose paralelas al campo magnético de orden cero ($\mathbf{B_0}$), tanto el vector eléctrico como el vector que corresponde a la perturbación magnética serán perpendiculares a la dirección de propagación de la onda (y en consecuencia también a $\mathbf{B_0}$); combinando (1) y (4), después de realizar un análisis de Fourier-Laplace, se obtiene,

$$(k^2 \mathbf{1} - \tfrac{\omega^2}{c^2}\boldsymbol{\varepsilon}) \bullet \mathbf{E}_1 = 0 ,$$

donde $k=|\mathbf{k}|$.

La condición para obtener soluciones no nulas para el campo eléctrico es que el determinante del operador que se aplica sobre $\mathbf{E}_1$ sea cero. Esta condición provee la relación de dispersión, es decir una relación que determinará la (o las) frecuencia(s) de la propagación ondulatoria para la componente Fourier con número de onda $\mathbf{k}$,

$$\det(k^2 \mathbf{1} - \tfrac{\omega^2}{c^2}\boldsymbol{\varepsilon}) = 0 . \qquad (5)$$

---

[1] Aunque generalmente todos los electrones son modelados con una especie electrónica única, en algunas secciones de esta tesis se modelarán con varias especies para representar ciertas propiedades electrónicas presentes en las CMEs.

2-2 Tensor dieléctrico con teoría cinética. Propagación paralela a $\mathbf{B_0}$

Con el fin de determinar la evolución de una EICW en el plasma, determinaremos el tensor dieléctrico ϵ para poder resolver la relación de dispersión (5). De las ecuaciones (2) y (3) se tiene que,

$$\boldsymbol{\varepsilon} \bullet \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1 + \tfrac{4\pi i}{\omega} \sum_s \mathbf{J}_s = \left(1 + \tfrac{4\pi i}{\omega} \sum_s \boldsymbol{\sigma}_s \right) \bullet \mathbf{E}_1 .$$

Es necesario calcular la relación lineal (tensorial) que vincula la corriente generada por cada especie ($\mathbf{J}_s$) como respuesta a un campo eléctrico $\mathbf{E}_1$. En nuestro tratamiento cinético, esta relación está directamente vinculada con el apartamiento de la función de distribución de equilibrio de cada especie.

Estudiamos el régimen lineal no colisional de la evolución de la onda, empleando las ecuaciones de Vlasov-Maxwell. En esta descripción las funciones de distribución y los campos eléctrico y magnético son suaves, ya que describen el comportamiento colectivo promedio del plasma y no consideran las fluctuaciones microscópicas del mismo. La ecuación de Vlasov para cada especie componente del plasma es,

$$\partial_t f_s + \mathbf{v} \bullet \nabla f_s + \tfrac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \tfrac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \bullet \nabla_{\mathbf{v}} f_s = 0 .$$

El sistema de ecuaciones que forman las 4 ecuaciones de Maxwell junto con las de Vlasov para cada especie es cerrado, cuando se consideran los momentos de orden 0 y 1 de la función de distribución, para poder obtener la densidad de carga y la densidad de corriente respectivamente.

Proponemos un plasma en una configuración de equilibrio estática y uniforme con densidad de carga y corrientes nulas. La función de distribución de equilibrio para cada especie s ($f_{s,0}$) sólo depende de las velocidades y satisface la ecuación de Vlasov con el campo magnético de equilibrio ($\mathbf{B_0}$). La condición de neutralidad de carga y la de corriente nula se cumple para el conjunto de todas las especies.

Para estudiar la evolución de una pequeña perturbación se propone que la función de distribución f_s cumpla

$$f_s(\mathbf{x},\mathbf{v},t) = f_{0,s}(\mathbf{v}) + \delta f_{1,s}(\mathbf{x},\mathbf{v},t).$$

De reemplazar en la ecuación de Vlasov y retener solo los términos de primer orden en la perturbación, se obtiene,

$$\partial_t f_{1,s} + \mathbf{v} \bullet \nabla f_{1,s} + \frac{q_s}{c m_s}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \bullet \nabla_v f_{1,s} = -\frac{q_s}{m_s}\left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}_1}{c}\right) \bullet \nabla_v f_{0,s} . \qquad (6)$$

Esta ecuación puede ser integrada utilizando el método de las trayectorias sin perturbar (por ejemplo ver Krall et al., 1973), considerando el giro de ciclotrón que las partículas cargadas desarrollan alrededor del campo magnético de equilibrio ($\mathbf{B_0}$). En el apéndice A1 se aplica esta técnica haciendo un estudio de modos normales. Para el cálculo del tensor dieléctrico se necesitarán los momentos de orden 0 (vinculados a la densidad de carga, ρ_1) y de orden 1 (vinculados a la densidad de corriente eléctrica, $\mathbf{J_1}$) de la perturbación $f_{1,s}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v})$.

Para ondas electromagnéticas la densidad de carga ρ_1 resulta ser nula; este resultado es consistente con la ley de Poisson ($i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{E_1} = 4\pi\,\rho_1$) ya que si ρ_1 no resultara nulo debería existir campo eléctrico en la dirección de $\mathbf{k}$ (ondas electrostáticas). Para la corriente eléctrica,

$$\mathbf{J}_1 = \sum_s \mathbf{J}_s = \sum_s n_s\, q_s \iiint_{\Re^3} d\mathbf{v}\, \mathbf{v}\, f_{1,s} ,$$

el resultado que se obtiene es,

$$\mathbf{J}_s = n_s\, q_s \iiint_{\Re^3} d\mathbf{v}\, \mathbf{v}\, f_{1,s} = \boldsymbol{\sigma}_s \bullet \mathbf{E}_1 = \frac{n_s \pi\, q_s^2}{i m_s} \begin{pmatrix} J_{s,D} + J_{s,I} & i(-J_{s,D} + J_{s,I}) & 0 \\ -i(-J_{s,D} + J_{s,I}) & J_{s,D} + J_{s,I} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \bullet \mathbf{E}_1$$

donde,

$$J_{s,I}^{D} = \frac{1}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{//} \int_{0}^{+\infty} dv_{\perp}\, v_{\perp}^2 \frac{(\omega - k v_{//}) \frac{\partial f_{0,s}}{\partial v_{\perp}} + k\, v_{\perp} \frac{\partial f_{0,s}}{\partial v_{//}}}{\omega \pm \Omega_s - k\, v_{//}} . \qquad (7)$$

El signo + se corresponde con $J_{s,D}$ y el signo – con $J_{s,I}$. Se ha definido $\Omega_s = q_s\, B_0 / m_s\, c$ (frecuencia de ciclotrón de la especie s), $v_{//}$ y $v_{\perp}$ son las componentes de la velocidad paralela y perpendicular al campo magnético de equilibrio ($\mathbf{B_0}$). La estructura del tensor σ_s, sugiere realizar un cambio de base a ondas circularmente polarizadas, con lo que se obtiene un tensor dieléctrico diagonal. Los dos elementos de esta base representan ondas circulares y cada uno corresponde a los dos sentidos de giro posibles. El tensor dieléctrico expresado en la base circularmente polarizada resulta,

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{1} + \frac{4\pi i}{\omega}\sum_s \boldsymbol{\sigma}_s = \mathbf{1} + \frac{8\pi^2}{\omega}\sum_s \frac{n_s q_s^2}{m_s}\begin{pmatrix} J_{s,I} & 0 & 0 \\ 0 & J_{s,D} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_I & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_D & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\varepsilon_{I,D} = 1 + \frac{8\pi^2}{\omega}\sum_s \frac{n_s q_s^2}{m_s} J_{s,I,D} \,. \qquad (8)$$

Los dos modos (D, I) se pueden desacoplar, resultando dos relaciones de dispersión independientes, una ecuación para las ondas de polarización derecha o dextrógiras (D) y otra para las de polarización izquierda o levógiras (I).'Utilizando (6), (7) y (8), estas relaciones de dispersión pueden escribirse como,

$$\omega^2 = k^2c^2 - \pi\sum_s \omega_{p,s}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{//} \int_0^{+\infty} dv_\perp \, v_\perp^2 \frac{(\omega - kv_{//})\frac{\partial f_{0,s}}{\partial v_\perp} + k\, v_\perp \frac{\partial f_{0,s}}{\partial v_{//}}}{\omega \pm \Omega_s - k\, v_{//}} \qquad (9),$$

donde se ha introducido la frecuencia del plasma de la especia s, $\omega_{p,s}=(4\pi\, q_s^2 n_s/m_s)^{1/2}$. El signo superior (+) corresponde a las ondas de polarización derecha y el signo inferior (-) corresponde a las ondas de polarización izquierda.

Para obtener la relación de dispersión (9) hemos supuesto girotropía en la dependencia con la velocidad de las funciones de distribución de equilibrio $f_{0,s}$ (i.e., simetría de revolución alrededor de la dirección de $\mathbf{B_0}$). De otro modo, la función de distribución de equilibrio no será estacionaria, y presentaría fluctuaciones temporales con la frecuencia de ciclotrón. La posibilidad de que las partículas del plasma no tengan esta propiedad de girotropía y sus consecuencias sobre las EICW han sido estudiada por ejemplo en [Astudillo et al., 1998], sin embargo no han sido informadas observaciones de no-girotropías en las eyecciones solares. La expresión (9) no supone todavía ninguna función de distribución de equilibrio específica, es decir que existe cierta libertad para elegir apartamientos de $f_{0,s}$ respecto de la distribución Maxwelliana, según sea el escenario del plasma que queremos modelar. Por último se debe destacar que debido a que para el estudio temporal de estas ondas se ha realizado un tratamiento que hace uso de la transformada de Laplace, es necesario tener en cuenta el principio de causalidad del problema de valores iniciales, empleando el contorno de Landau (ver por ejemplo, [Nicholson, 1983]) para realizar la integral en (7) y en (9).

2-3 Relaciones de dispersión para funciones de distribución Bi-Maxwellianas

En esta sección, la función de distribución (fdd) correspondiente a cada especie s será representada con una función Bi-Maxwelliana, con la posibilidad de una velocidad diferencial (*drift*) del valor medio de la componente paralela al campo magnético de la velocidad de cada especie V_s respecto del sistema de referencia que en esta tesis suponemos en movimiento con la velocidad media local de los protones que componen el plasma. La fdd será entonces,

$$f_{0,s}(\mathbf{v})\frac{1}{\pi^{3/2}v_{th\perp,s}^2 v_{th//,s}}e^{-((v_{//}-V_s)^2/v_{th//,s}^2+v_\perp^2/v_{th\perp,s}^2)} \quad (10)$$

Las velocidades térmicas se vinculan con las temperaturas paralela y perpendicular al campo magnético y a los momentos de segundo orden de las fdd de la siguiente forma,

$$v_{th\perp,s}^2=\frac{2T_{\perp,s}}{m_s} \quad \text{y} \quad v_{th//,s}^2=\frac{2T_{//,s}}{m_s},$$

$$T_{//}^s=\frac{m_s}{\pi^{3/2}v_{th\perp}^2 v_{th//}}\iiint_{\forall\vec{v}}dv^3(v_{//}-V_s)^2 e^{-((v_{//}-V_s)^2/v_{th//}^2+v_\perp^2/v_{th\perp}^2)}$$

$$T_\perp^s=\frac{m_s}{2\pi^{3/2}v_{th\perp}^2 v_{th//}}\iiint_{\forall\vec{v}}dv^3 v_\perp^2 e^{-((v_{//}-V_s)^2/v_{th//}^2+v_\perp^2/v_{th\perp}^2)}$$

Si se reemplaza la fdd (10) en la relación de dispersión general (9), se obtiene:

$$\omega^2=k^2c^2-\sum_s\omega_{p,s}^2\left[A_s+\left\{\frac{T_{\perp,s}}{T_{//,s}}\frac{\omega-kV_s\pm\Omega_s}{kv_{th_{//},s}}\mp\frac{\Omega_s}{kv_{th_{//},s}}\right\}Z_0\left(\frac{\omega-kV_s\pm\Omega_s}{kv_{th_{//},s}},\mathrm{sgn}(k)\right)\right]. \quad (11)$$

Se ha definido a A_s como la anisotropía térmica de la especie s, $A=T_\perp/T_{//}-1$. Aquí el signo superior corresponde a las ondas de polarización derecha y el signo inferior a las de polarización izquierda. En esta tesis estudiaremos principalmente la actividad de las EICWs dextrógiras (signo superior) debido a que las propiedades iónicas y electrónicas en la mayoría de las CMEs, principalmente su anisotropía negativa, favorecen el desarrollo de actividad de

ondas con polarización derecha. La función Z_0 es una modificación introducida por Stix [1992] a la función de dispersión Zeta del plasma, Z, [Fried and Conte, 1961]; la función Zeta es la empleada más frecuentemente en los tratamientos cinéticos de ondas en plasmas con funciones de equilibrio Maxwellianas.

$$Z_0(\xi, \mathrm{sgn}(k)) = \mathrm{sgn}(k)\, Z(\mathrm{sgn}(k).\xi), \quad Z(\xi) = \begin{cases} 2ie^{-\xi^2} \int_{-\infty}^{i\xi} e^{-z^2} dz \\ i\sqrt{\pi} e^{-\xi^2} [1 + \mathbf{Erf}(i\xi)] \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s-\xi} ds, \quad \mathbf{si}\ \mathrm{Im}(\xi) > \mathbf{0} \end{cases} \tag{12}$$

La función Z_0 tiene en cuenta ambos sentidos de propagación de la onda (propagación paralela y antiparalela a $\mathbf{B_0}$), sin que sea necesario modificar la relación de dispersión. Esta función puede ser introducida teniendo en cuenta que para ondas avanzando en dirección y sentido de $\mathbf{B_0}$ (número de onda positivo, $k>0$) Z es igual a Z_0. Puede hacerse la continuación analítica de Z_0 partiendo desde $Z=Z_0$, cuando el número de onda (k) es positivo, y variando k hacia valores negativos. El interés de utilizar Z_0 radica en la velocidad de deriva entre especies. En los casos en que no se existe deriva, la relación de dispersión para ondas que avanzan (propagación paralela) es equivalente a la de las ondas que retroceden (propagación antiparalela).

La función $Z(\xi)$ tiene una serie de propiedades que son de gran utilidad para simplificar el cálculo de la solución exacta de la relación de dispersión de las EICW. La siguiente identidad para $Z(\xi)$ puede demostrarse a través de sus tres definiciones equivalentes (12),

$$Z(-\xi) = \begin{cases} -Z^*(\xi^*) \\ -Z(\xi) + i2\pi e^{-\xi^2} \end{cases}. \tag{13}$$

La identidad (13) permite conocer exactamente $Z(\xi)\ \forall \xi \in C$, con la condición de conocer con exactitud a $Z(\xi)$ sólo para aquellos argumentos ξ del primer cuadrante del plano complejo, $\mathrm{Re}(\xi)>0$ y $\mathrm{Im}(\xi)>0$. Esto significa que todos los esfuerzos de optimización pueden ser empleados para simplificar el cálculo de $Z(\xi)$ con ξ en el primer cuadrante. Para estimar estos valores de $Z(\xi)$ puede evitarse el cálculo de las integrales (12) en ciertas regiones del primer cuadrante del plano complejo mediante una expansión asintótica para $|\xi|$ grande y mediante una serie de potencias para $|\xi|$ pequeño.

Un desarrollo asintótico [Fried and Conte, 1961] para $Z(\xi)$ cuando $|\xi|$ es grande puede escribirse como,

Si $|\xi|>>1$, $Z(\xi)\approx i\,\pi^{1/2}\,\sigma\exp(-\xi^2)-[1+1/2\xi^2+3/4\xi^4+\ldots]/\xi$, $\xi=x+i\,y$,

donde $$\sigma=\begin{cases}0 & y>0\\ 1 & y=0\\ 2 & y<0\end{cases}.$$

Una expansión asintótica muy útil para el cálculo numérico para argumentos ξ del primer cuadrante de los complejos, con $|\mathrm{Re}(\xi)| > 3.9$ y $|\mathrm{Im}(\xi)| > 3$, es dada por Abramowitz and Stegun [1970] con un error en $|Z(\xi)|$ menor que 2×10^{-6}. La expresión que corresponde a esta expansión es,

$$Z(\xi)=-\sqrt{\pi}\xi\left[\frac{0.4613135}{\xi^2-0.1901635}+\frac{0.09999216}{\xi^2-1.7844927}+\frac{0.002883894}{\xi^2-5.5253437}\right]. \quad (14)$$

El desarrollo de $Z(\xi)$ en serie de potencias pares alrededor del origen $\xi=0$ está dado por [Fried and Conte, 1961],

$$Z(\xi)=i\sqrt{\pi}e^{-\xi^2}-2\xi\left[1-\frac{2\xi^2}{31}+\frac{2\,2\xi^4}{5\,3\,1}-\frac{2\,2\,2\xi^6}{7\,5\,3\,1}+\cdots\cdots+\frac{(-2)^n\xi^{2n}}{(2n+1)!!}\right]. \quad (15)$$

Dado que estamos interesados en resolver los valores de frecuencias (complejas) que corresponden a longitudes de onda dadas, resolvemos la relación de dispersión (11) dando un valor para k y obteniendo la solución $\omega=\omega_r+i\omega_i$. Una simplificación que utilizaremos para calcular las soluciones de la relación de dispersión, se basa en una propiedad de simetría que tiene la expresión (11) frente a la transformación $k\rightarrow -k$ y $\omega\rightarrow -\omega^*$. Al efectuar esta transformación, la relación de dispersión de las ondas levógiras (L) se transforma en la relación de dispersión de las ondas dextrógiras (D) y viceversa.

Dado que en origen este formalismo ha considerado frecuencias reales positivas, podría creerse que una solución (ω) obtenida cuya parte real es negativa no tiene significado. Sin embargo dada la propiedad de simetría, podemos unificar ambas ramas EICW (derecha e izquierda) en una única expresión con la condición adicional de interpretar correctamente el significado del signo de ω_r. Por ejemplo si se considera $k>0$, aquellas soluciones a la ecuación (11-D) que cumplan $\omega_r<0$ serán iguales a menos el complejo conjugado de la solución (ω') de la ecuación (11-L) para $k'=-k<0$. De este forma la solución de (11-L) para propagación

antiparalela a $\mathbf{B_0}$ será $\omega'=-\omega^*$, con $\mathrm{Re}(\omega')>0$; las tasas ω_i (de amortiguamiento o de crecimiento) no sufren alteraciones en esta transformación.

En la Figura 2 puede observarse cuál será la interpretación de los cuadrantes (ω_r, k), si se utiliza la expresión (11) que corresponde a las ondas de polarización derecha.

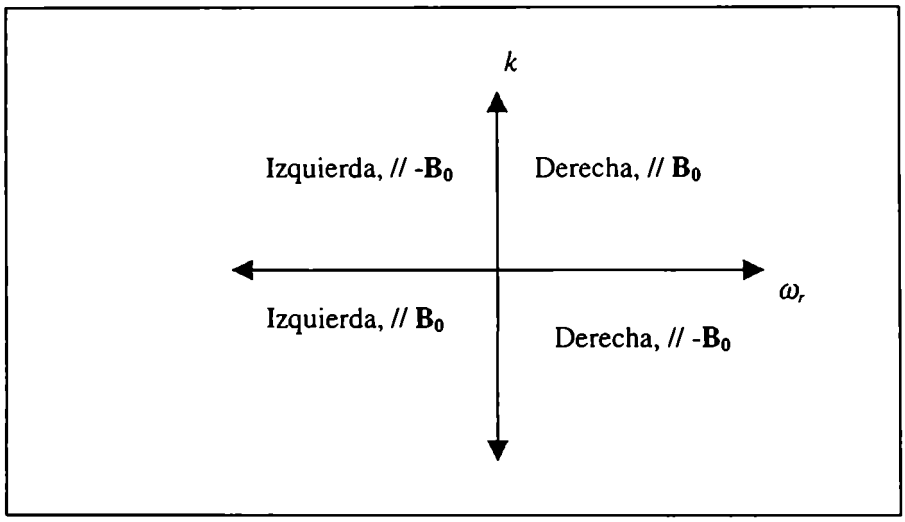


Figura 2: Convención de cuadrantes utilizada en esta tesis, para representar las propagaciones *forward* y *backward* y las polarizaciones derecha e izquierda.

La transformación $k\rightarrow -k$ y $V_s\rightarrow -V_s$ aplicada a la ecuación (11) la mantiene invariante. Esto quiere decir que si por ejemplo k es positivo, la solución $\omega(k)$ que corresponde a propagación de la onda paralela a $\mathbf{B_0}$, será la misma que en el caso en que todos los drift se inviertan y la onda se propague antiparalela a $\mathbf{B_0}$.

Si se considera un único grupo de electrones térmicos con densidad n_e y temperatura T_e, y se pasa (2) a variables sin dimensiones, se obtiene que,

$$y^2 = x^2\left(\frac{v_A}{c}\right)^2 + \sum_{\substack{especies\\ iónicas s}} P_s\left[A_s + \left\{A_s\frac{x-yU_s \pm \Omega_s/\Omega}{y\beta_{//,s}^{1/2}} + \frac{x-yU_s}{y\beta_{//,s}^{1/2}}\right\}Z_0\left(\frac{x-yU_s \pm \Omega_s/\Omega}{y\beta_{//,s}^{1/2}}, \mathrm{sgn}(y)\right)\right] +$$

$$+\frac{\eta_e}{\mu}\left[A_e + \left\{A_e\frac{x-yU_e \mp 1/\mu}{y\beta_{//,e}^{1/2}} + \frac{x-yU_e}{y\beta_{//,e}^{1/2}}\right\}\mu^{1/2}\eta_e^{1/2}Z_0\left(\frac{x-yU_e \mp 1/\mu}{y\beta_{//,e}^{1/2}}\mu^{1/2}\eta_e^{1/2}, \mathrm{sgn}(y)\right)\right]. \qquad (16)$$

En esta relación de dispersión sin dimensiones se han definido[2],

$$\Omega \equiv \Omega_{protón} = \frac{(+e)B_0}{cm_p}, v_A \equiv \frac{B_0}{\sqrt{4\pi n_p m_p}}, y \equiv \frac{kv_A}{\Omega}, x \equiv \frac{\omega}{\Omega}, P_s \equiv \frac{m_p n_s q_s^2}{m_s n_p e^2},$$

$$\beta_{//,s} \equiv \frac{8\pi n_p m_p T_{//}^s}{m_s B_0^2}, \eta_e \equiv {}^{n_e}\!/_{n_p}, \mu \equiv {}^{m_e}\!/_{m_p} << 1, \beta_{//,e} \equiv \frac{n_e T_{//}^e}{{}^{B_0^2}\!/_{8\pi}}, U_{s,e} \equiv V_{s,e} / v_A$$

En la normalización de la relación de dispersión se ha utilizado la relación existente entre la frecuencia del plasma de los protones ($\omega_{p,p}$), la velocidad de la luz (c), la frecuencia de ciclotrón de protones (Ω) y la velocidad de Alfvén de protones (v_A), $\omega_{p,p}^2 = {}^{c^2\Omega^2}\!/_{v_A^2}$, y también la relación entre la componente paralela a $\mathbf{B_0}$ de la velocidad térmica ($v_{th,//}$), el beta de plasma paralelo a $\mathbf{B_0}$ ($\beta_{//}$) y v_A , ${}^{v_{th//}^2}\!/_{v_A^2} = \beta_{//,s}$.

2-3.a Límite asintótico: $m_e/m_p<<1$, $A_e \to 0$ y $U_e \to 0$

En esta sección se consideran electrones isótropos (A_e=0) y sin deriva (U_e=0); se fija la atención en el régimen de frecuencias cercanas o menores a la de ciclotrón de protones ($\omega_r \sim \Omega_p << \Omega_e$) y longitudes de onda más largas que el radio de giro de los electrones, (i.e., $\lambda >> 2\pi\, r_{L,e}$, siendo $r_{L,e}$ el radio de Larmor térmico de los electrones, $r_{L,e}=v_{th,e,\perp}/|\Omega_e|$). Teniendo en cuenta que $\mu=m_e/m_p<<1$, bajo estas condiciones se cumple que $|\xi_e|>>1$, y es posible aproximar la función $Z(\xi_e)$ a primer orden en $(1/\xi_e)$. Dado que el término electrónico se simplifica, la ecuación (16) se reduce a

$$y^2 = x^2\left(\frac{v_A}{c}\right)^2 + \sum_{\substack{especies \\ iónicas\ s}} P_s \left[A_s + \left\{ A_s \frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} \right\} Z_0\left(\frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} \right) \right] \pm \eta_e\, x \quad (17).$$

En el caso de un plasma compuesto por protones y partículas alfa, con $v_A << c$, se obtiene:

---

[2] En los casos en que hubiere más de un grupo de electrones, debería haber varios términos electrónicos y η_e debería ser reemplazado por $\eta_{e,i}=n_{e,i}/n_p$, donde (i) indica cada grupo de electrones.

$$0 = -y^2 + A_p + \left(A_p \frac{x \pm 1}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}} \right) Z_0\left(\frac{x \pm 1}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}} \right) +$$

$$+\eta_\alpha A_\alpha + \eta_\alpha \left(A_\alpha \frac{x \pm 1/2}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}} \right) Z_0\left(\frac{x \pm 1/2}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}} \right) \pm \eta_e x \qquad (18)$$

La ecuación (18) es perfectamente adecuada para el análisis de las EICW en las condiciones físicas de aquellas eyecciones solares con anisotropía térmica de electrones despreciable. Sin embargo en la próxima sección se extiende el caso a electrones con anisotropía térmica no despreciable.

2-3.b Límite asintótico: $m_e/m_p \ll 1$, $A_e \neq 0$ y $U_e \to 0$

En el caso en que se tienen electrones térmicamente anisótropos ($A_e \neq 0$), debe tenerse en cuenta la contribución que proviene del tercer orden en $(1/\xi)$ para $|\xi| \gg 1$ en el desarrollo de la función $Z(\xi_e)$ en el término electrónico, dado que este orden agrega un término de orden y^2. Llevando a cabo este desarrollo en (16) se obtiene,

$$y^2 = x^2\left(\frac{v_A}{c}\right)^2 + \sum_{\substack{especies \\ iónicas\ s}} P_s \left[A_s + \left\{ A_s \frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} \right\} Z_0\left(\frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{y\,\beta_{//,s}^{1/2}} \right) \right] -$$

$$\pm \eta_e\, x - y^2 \beta_{//,e}\, A_e/2 \qquad (19)$$

Se observa entonces que la contribución de electrones que tengan anisotropía térmica y temperatura paralela tal que $\beta_{e//}|A_e|$ sea mayor o del orden de la unidad, será muy importante en la relación de dispersión. En todos aquellos casos en que $1+\beta_{e//}A_e/2>0$[3], se pueden elegir una nueva escala para el número de onda, y entonces (15) se puede reescribir,

$$Y^2 = x^2\left(\frac{v_A}{c}\right)^2 + \sum_{\substack{especies \\ iónicas\ s}} P_s \left[A_s + \left\{ A_s \frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{Y\,\beta_{//,s}^{eff\ 1/2}} + \frac{x}{Y\,\beta_{//,s}^{eff\ 1/2}} \right\} Z_0\left(\frac{x \pm \Omega_s/\Omega}{Y\,\beta_{//,s}^{eff\ 1/2}} \right) \right] \pm \eta_e\, x \qquad (20)$$

---

[3] Esta condición se cumple en todos los casos de interés en relación con esta inestabilidad cinética, ya que la condición opuesta, $1+\beta_{e//}A_e/2<0$, es la condición para la inestabilidad fluidística 'fire-hose' o 'manguera de bombero', motivada por el exceso de la presión paralela al campo magnético de los electrones. Esta inestabilidad es de naturaleza física distinta a la que estudiamos en esta tesis, y creemos que difícilmente pueda desarrollarse en las CMEs.

Siendo

$$Y \equiv y\sqrt{1+\beta_{//,e}\,A_e/2} \qquad \text{y} \qquad \beta_{//,s}^{eff} \equiv \beta_{//,s}\frac{1}{1+\beta_{//,e}\,A_e/2} \quad (21 \text{ y } 22).$$

En aquellas situaciones en las que la anisotropía electrónica sea negativa se tendrá, i) $\beta_{//,s}^{eff} > \beta_{//,s}$, y ii) $|Y|<|y|$.

La relación de dispersión (20) tiene la misma estructura que (17), y puede observarse una analogía entre el caso de electrones con anisotropía negativa y aquel otro con electrones isótropos. Cuando en el plasma hay electrones con $A_e<0$, todas las especies iónicas tendrán un "beta paralelo efectivo" mayor que el "beta paralelo real". También habrá que reescalar el número de onda con estas nuevas unidades.

Finalmente, cuando aumenta el beta paralelo de las especies iónicas crece la tasa de la inestabilidad de las ondas de polarización derecha [Farrugia et al., 1998], por lo tanto dado que $\beta_{//,s}^{eff} > \beta_{//,s}$, la presencia de electrones con $A_e<0$ incrementa las tasas de crecimiento de la onda.

2.3.c Plasma compuesto por electrones, protones y partículas α

En aquellos casos en que $(v_A/c)^2<<1$, puede despreciarse el término correspondiente a la corriente de desplazamiento en (16). Esta relación, en el caso de un plasma compuesto por protones y partículas α (teniendo en cuenta que $m_\alpha/m_p=4$ y que $q_\alpha/q_p=2$) , se puede expresar como

$$\begin{aligned}
0 = &-y^2 + A_p + \left(A_p\frac{x\pm1}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}}\right)Z_0\left(\frac{x\pm1}{y\,\beta_{//,p}^{1/2}}\right) + \\
&+\eta_\alpha A_\alpha + \eta_\alpha\left(A_\alpha\frac{x\pm1/2}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}} + \frac{x}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}}\right)Z_0\left(\frac{x\pm1/2}{y\,\beta_{//,\alpha}^{1/2}}\right) + \\
&+\frac{1+2\eta_\alpha}{\mu}A_e + Z_0\left(\frac{\left(\mu^{1/2}x\mp\mu^{-1/2}\right)\sqrt{1+2\eta_\alpha}}{y\,\beta_{//,e}^{1/2}}\right) \\
&\cdot\frac{1+2\eta_\alpha}{\mu}\left\{A_e\frac{\left(\mu^{1/2}x\mp\mu^{-1/2}\right)\sqrt{1+2\eta_\alpha}}{y\,\beta_{//,e}^{1/2}} + \frac{x\sqrt{\mu\left(1+2\eta_\alpha\right)}}{y\,\beta_{//,e}^{1/2}}\right\}.
\end{aligned} \qquad (19)$$

Mientras que para los electrones el beta (medio y paralelo) está definido a través de la temperatura (media y paralela) y la densidad electrónica, en la definición del beta de iones se utiliza la densidad de protones y se introduce el cociente de masas:

$$\beta_s^{av} = \frac{m_p n_p T^s / m_s}{B_0^2/8\pi}, \beta_{//,s} = \frac{m_p n_p T_{//}^s / m_s}{B_0^2/8\pi}, \beta_e^{av} = \frac{n_e T^e}{B_0^2/8\pi}, \beta_{//,e} = \frac{n_e T_{//}^e}{B_0^2/8\pi} \quad . \qquad (20)$$

La relación entre el beta paralelo y medio está dado por,

$$\beta_{//,s} = \frac{\beta_s^{av}}{1+\frac{2}{3}A_s}, \beta_{//,e} = \frac{\beta_e^{av}}{1+\frac{2}{3}A_e} \quad . \qquad (21)$$

En la relación de dispersión de estas ondas el parámetro de interés es $\beta_{//}$ y no β^{av}, es interesante notar en la ecuación (21) que los casos con bajo β^{av} que tienen anisotropía térmica negativa, pueden alcanzar mayores valores para $\beta_{//}$. Esto hace que por ejemplo en un caso con β^{av}=0.4, y A=-0.9 ($T_{//}/T_{\perp}$=10), resulte $\beta_{//}$=1.

2-4 Relaciones de dispersión para *halos* no Maxwellianos con funciones Kappa$_{//}$-Maxwellianas$_{\perp}$

La presencia intermitente de flujos bidireccionales de iones y electrones, paralelos y antiparalelos a las líneas de campo magnético ($\mathbf{B_0}$), es una de la características principales que distingue a las eyecciones solares [Gosling, 1990] del viento solar usual.

En el viento solar la mayor parte del flujo de calor es transportada por electrones (*electron heat flux*) [Marsch, 1990; Marsch, 1994]; este calor fluye unidireccionalmente, escapando del Sol a lo largo de las líneas de campo abiertas. Este flujo de calor se debe a la presencia significativa de un grupo de electrones con energías supratérmicas, que producen apartamientos de la función de distribución de Maxwelliana. Sin embargo en las CMEs se observa la presencia de electrones supratérmicos que viajan en ambas direcciones del campo magnético, es decir flujos bidireccionales de electrones supratérmicos (*bidirectional electron heat flux*) [Gosling et al., 1987; Pillip et al., 1987]. En muchas ocasiones, mientras una CME pasa a través de un satélite y durante lapsos de tiempo de algunas horas, se ha registrado la presencia de halos supratérmicos de electrones que se mueven alineados con el campo magnético; por ejemplo en [Pillipp et al., 1987] se informa que Helios ha medido la presencia electrones supratérmicos con energías por encima de ~100 eV, mientras que el núcleo de electrones térmicos tiene energías ~10 eV. En algunas nubes magnéticas interplanetarias se ha observado que mientras que en la periferia de la nube la fdd de los electrones es típicamente

Maxwelliana, dentro de la misma hay un halo no Maxwelliano que puede alcanzar la misma presión cinética que el grupo de electrones térmicos, ver [Fainberg et al., 1996]. Aunque los mecanismos que generan estas características aún no han sido estudiados en detalle en eyecciones solares, actualmente se supone que la formación de estas desviaciones del comportamiento Maxwelliano en la dirección paralela al campo magnético está vinculado con la apertura del ramillete de líneas magnéticas durante la expansión de la CME.

Se ha observado la presencia de protones supratérmicos e incluso se han publicado mediciones de la función de distribución de protones, mediciones realizadas por el satélite ISEE3, Gosling et al. [1981]. Allí se han presentado funciones de distribución de protones que corresponden a una CME que pasó a través del entorno espacial de la Tierra el 27 de agosto de 1978. Se analizaron los datos correspondientes a la fase posterior a la onda de choque que precedía a la CME y pudo observarse que la fdd de protones contenía una cola no Maxwelliana con un decaimiento de potencias $f(v^2)\sim(v^2)^{-2.4}$, hasta energías ~40 KeV.

En esta sección se modelará la fdd de equilibrio de una especie de partículas (ya sean iones o electrones) en el plasma con funciones de distribución que representen la presencia de partículas supratérmicas alineadas con $\mathbf{B_0}$, de forma tal que la fdd tenga una distribución con dependencia Maxwelliana en bajas velocidades, pero que se comporte con una ley de potencia $f(v)\sim v^{-\alpha}$ para grandes velocidades. Se desarrollarán los cálculos que permiten obtener una expresión para la relación de dispersión de las EICW cuando las especies tienen estas características. El objetivo de este modelado es estudiar la influencia de partículas supratérmicas, i.e., de colas no Maxwellianas de la fdd, sobre la emisión y absorción de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICW) de polarización derecha. Los resultados de esta investigación, que se basan en las expresiones teóricas presentadas en esta sección, se presentarán en los próximos capítulos.

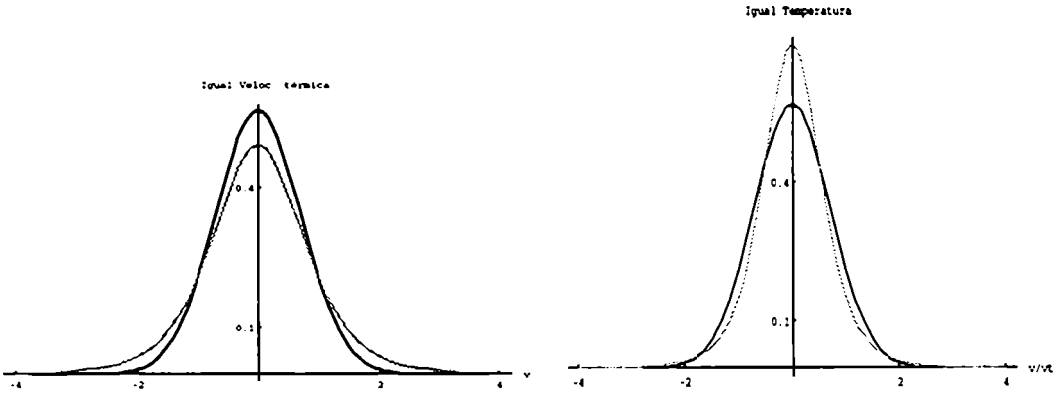
Para modelar los grupos de partículas con energías supratérmicas en la dirección paralela a $\mathbf{B_0}$, utilizaremos funciones κappa o Lorentzianas generalizadas. En el caso en que la fdd κappa es unidimensional, su dependencia con la velocidad v es,

$$f_\kappa(v)=\frac{N\Gamma(\kappa+1)}{\pi^{1/2}\theta\ \ \kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-1/2)}\left(1+\frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-\kappa} \qquad (21)$$

N es la densidad del grupo que, a altas energías, representa las partículas supratérmicas y Γ es la función Gamma. Una propiedad muy importante de la función κappa es el límite κ tendiendo a infinito, ya que en este caso se obtiene una fdd Maxwelliana con temperatura $T_M=\frac{1}{2}m\theta^2$. Para $\kappa>3/2$, la fdd κappa tiene asociada una temperatura (segundo momento)

$T_\kappa = T_M[1+3/\{2(\kappa-3/2)\}] > T_M$, donde $T_M = \frac{1}{2} m\theta^2$ es la temperatura asociada a una fdd Maxwelliana con velocidad térmica θ. Mientras que ambas fdd, Maxwelliana y κappa, tienen comportamientos cualitativamente similares para $v^2 \leq \kappa\theta^2$, para velocidades grandes ($v^2 >> \kappa\theta^2$) la fdd κappa tiene un decaimiento con la velocidad dado por la ley de potencia, $f_\kappa(v) \sim v^{-2\kappa}$.

En las figuras 3a y 3b se comparan una fdd Maxwelliana y una fdd κappa (en el caso $\kappa=3$). En la figura 3a ambas fdd tienen igual velocidad térmica θ, y en consecuencia $T_\kappa > T_M$. En los casos en que ambas distribuciones tienen igual temperatura ($T_\kappa = T_M$), la relación entre las velocidades térmicas correspondientes será $\theta^2_\kappa = \theta^2_M\ (\kappa-3/2)/\kappa$. En la figura 3b se comparan los casos $\kappa=3$, $\theta_M=1$. $\theta_\kappa = 1/\sqrt{2}$.



(a) (b)

Figura 3a: Comparación entre una función de distribución Maxwelliana y una función κapa. El trazo oscuro corresponde a la función Maxwelliana, el parámetro de dispersión térmica para la función κappa viene dado por $\theta_\kappa = \theta_M\ (T_\kappa > T_M)$.

Figura 3b: Idem a la Figura 3a, pero el parámetro de dispersión térmica para la función κappa es ahora tal que $T_\kappa = T_M$ ($\theta_\kappa < \theta_M$). El trazo oscuro corresponde a la función Maxwelliana.

Varios autores han utilizado funciones κappa para modelar colas supratérmicas en plasmas ([Abraham-Shrauner et al., 1976; Thorne and Summers, 1991a; Thorne and Summers, 1991b; Summers and Thorne, 1991; Summers and Thorne, 1992; Meng et al., 1992; Xue et al., 1993; Mace et al., 1995]). En [Xue et al., 1993] se estudiaron los efectos que producen los electrones anisótropos calientes con colas de alta energía (colas no Maxwellianas en todas las direcciones) en un plasma con una sola especie iónica compuesto por protones y electrones. Se concluyó que modifican significativamente la inestabilidad de las EICW dextrógiras, como consecuencia de las variaciones que producen en la velocidad de fase de la onda. Sin embargo

aún no se han publicado estudios similares para el régimen físico correspondiente a las eyecciones de masa coronal.

Modelaremos la presencia de alas supratérmicas con decaimiento de potencias (en la componente de la velocidad paralela a $\mathbf{B_0}$, $v_{//}$) introduciendo un grupo de partículas con fdd tal que su dependencia en $v_{//}$ sea una función κappa y en $v_{\perp}$ una distribución (girotrópica) Maxwelliana con velocidad térmica $\theta_{\perp}$. Es decir que la fdd para la componente s será:

$$f^0_{\kappa M}(v_{//}, v_{\perp}) = n_s f^0_{//,\kappa}(v_{//})\, f^0_{\perp,Maxw}(v_{\perp}), \qquad (22)$$

$$\text{con } f^0_{//,\kappa}(v_{//}) = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\sqrt{\pi}\theta_{//}\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-1/2)}\left(1+\frac{v_{//}^2}{\kappa\theta_{//}^2}\right)^{-\kappa} \text{ y } f^0_{\perp,Maxw}(v_{\perp}) = \frac{1}{\pi\theta_{\perp}^2}\exp[-v_{\perp}^2/\theta_{\perp}^2].$$

El modelo que proponemos en este estudio se basa en las observaciones informadas [Gosling et al., 1987; Pillip et al., 1987] y procesos de la microfísica que favorecen el desarrollo de partículas supratérmicas en la dirección de **B**.

Durante la expansión de la CME las líneas magnéticas se separan y |**B**| disminuye; debido a la conservación del momento magnético (μ=½$mv_{\perp}^2$/|**B**|, primer invariante adiabático) asociado a una partícula, su velocidad perpendicular ($v_{\perp}$) se reduce. Puesto que el campo magnético no realiza trabajo sobre la partícula, la energía es conservada y en consecuencia la velocidad paralela se incrementa y es posible el desarrollo de partículas supratérmicas en la dirección de **B**.

Utilizando la expresión (22) para representar partículas con colas supertérmicas y la expresión (10) para modelar las especies mayoritarias Bi-Maxwellianas, la relación de dispersión para las ondas EICWs (9), luego de realizar las integrales correspondientes con la regla de Landau, puede escribirse como:

$$\omega^2 = k^2c^2 - \sum_{\substack{s:especies \\ Bi-Maxwellianas}} \omega_{p,s}^2 \left[A + \left\{ \frac{T_\perp}{T_{//}} \frac{\omega \pm \Omega_s}{k v_{th_{//}}} \mp \frac{\Omega_s}{k v_{th_{//}}} \right\} Z\left(\frac{\omega \pm \Omega_s}{k v_{th_{//}}} \right) \right]_s -$$

$$- \sum_{\substack{\kappa M:especies \\ kappa_{//}-Maxwelliana_\perp}} \omega_{p,\kappa M}^2 \left[\begin{array}{l} (-1 + \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2}) + A \frac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2} + \\ \\ + \frac{(\kappa-1)^{1/2}}{\kappa^{1/2}(\kappa - 3/2)} \left(\frac{\omega}{k\theta_{//}} - \xi \right) Z_{\kappa-1}\left(\sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \xi \right) + \\ \\ + (A+1) \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \xi Z_\kappa(\xi) \end{array} \right]_{\kappa M} , \tag{23}$$

donde la variable ξ se define como $\xi=(\omega \pm \Omega_s)/k\theta_{//}$.

La función $Z_\kappa(\zeta)$ es la función equivalente a la función de dispersión del plasma modificada por la presencia de la distribución κapa. Esta función fue introducida en [Summers and Thorne, 1991] para números de onda positivos. $Z_\kappa(\zeta)$ es una función racional (cociente de polinomios finitos con coeficientes complejos) de argumento complejo.

$$Z_\kappa(\xi) = -\frac{(\kappa - 1/2)}{2\kappa^{3/2}} \frac{\kappa!}{(2\kappa!)} \sum_{l=0}^{\kappa} \frac{(\kappa+l)!}{l!} i^{\kappa - l} \left(\frac{2}{(\xi/\sqrt{\kappa}) + i} \right)^{\kappa + 1 - l} .$$

En esta tesis se investigarán los efectos de colas no Maxwellianas con κ=3, y en consecuencia se utilizarán las funciones $Z_{\kappa-l=2}$ y $Z_{\kappa=3}$,

$$Z_2(\varsigma) = -\frac{3\varsigma^2/4 + 9\sqrt{2}\, i\varsigma/4 - 4}{(\varsigma + \sqrt{2}\, i)^3} \quad , \quad Z_3(\varsigma) = -\frac{5\varsigma^3/6 + 10\sqrt{3}\, i\varsigma^2/3 - 29\varsigma/2 - 8\sqrt{3}\, i}{(\varsigma + \sqrt{3}\, i)^4} .$$

La extensión de $Z_\kappa(\zeta)$ para valores de número de onda negativos ($k<0$), $Z_{0,\kappa}(\zeta)$, puede ser realizado en forma equivalente a la extensión para la función Z (Z_0) presentada en [Stix, 1992],

$$Z_{0,\kappa}(k,\varsigma) = \begin{cases} Z_\kappa(\varsigma) & k > 0 \\ -Z_\kappa(-\varsigma) & k < 0 \end{cases} .$$

2-4.a *Halo* electrónico con función Kappa$_{//}$-Maxwelliana$_\perp$

Se considera ahora un plasma con 4 componentes: protones Bi-Maxwellianos, partículas alfa Bi-Maxwellianas, y dos especies electrónicas; el grupo mayoritario de electrones será el núcleo (o *core*) con fdd Bi-Maxwelliana y el otro grupo será el *halo*, con fdd como en (22). La abundancia del *halo*, relativa al total de electrones es p ($p=n_h/n_T$, $n_T=n_h+n_c$), la abundancia relativa de los electrones de núcleo será $1-p$ ($=n_c/n_T$). Reemplazando estas especies en (23), se obtiene la siguiente expresión sin dimensiones para la relación de dispersión:

$$y^2 = x^2(v_a/c)^2 + C_p(x,y) + C_\alpha(x,y) + C_{eM}(x,y) + C_{e\kappa}(x,y). \qquad (24)$$

C_p es el término que aportan los protones,

$$C_p(x,y) = A_p + \frac{A_p(x+1)+x}{y\beta_{\parallel,p}^{1/2}} Z_0\left(\frac{x+1}{y\beta_{\parallel,p}^{1/2}}, \mathrm{sgn}(y)\right);$$

C_α el término que aportan las partículas alfa,

$$C_\alpha(x,y) = \eta_\alpha A_\alpha + \eta_\alpha \frac{A_\alpha(x+1/2)+x}{y\beta_{\parallel,\alpha}^{1/2}} Z_0\left(\frac{x+1/2}{y\beta_{\parallel,\alpha}^{1/2}}, \mathrm{sgn}(y)\right);$$

C_{eM} el término que aporta el grupo de electrones Maxwellianos,

$$C_{eM}(x,y) = \eta_{eM} A_{eM}\, \mu^{-1} + \eta_{eM}^{1/2}\mu^{-1/2} \frac{A_{eM}(x-\mu^{-1})+x}{y\beta_{\parallel,eM}^{1/2}} Z_0\left(\frac{x-\mu^{-1}}{y\beta_{\parallel,eM}^{1/2}} \eta_{eM}^{1/2}\mu^{1/2}, \mathrm{sgn}(y)\right),$$

$$\eta_e = n_e/n_p,\ \eta_{eM} = (1-p)\eta_e = n_{eM}/n_p;$$

y por último $C_{e\kappa}$ el término que aporta el halo de electrones supratérmicos,

$$\begin{aligned} C_{e\kappa}(x,y) = {} & -\eta_{e\kappa}\mu^{-1} + \frac{\kappa-1/2}{\kappa-3/2}(A_{e\kappa}+1)\eta_{\kappa e}\mu^{-1} + \\ & + \left(\frac{\kappa-1}{\kappa-3/2}\right)^{1/2} \frac{\eta_{e\kappa}^{1/2}\mu^{-1/2}}{y\beta_{\parallel,e\kappa}^{1/2}} Z_{0,\kappa-1}\left(\sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa-3/2}}\eta_{\kappa e}^{1/2}\mu^{1/2}\frac{x-\mu^{-1}}{y\beta_{\parallel,e\kappa}^{1/2}}, \mathrm{sgn}(y)\right) + \\ & + \left(\frac{\kappa}{\kappa-3/2}\right)^{1/2} \eta_{e\kappa}^{1/2}\mu^{-1/2}(A_{e\kappa}+1)\frac{x-\mu^{-1}}{y\beta_{\parallel,e\kappa}^{1/2}} Z_{0,\kappa}\left(\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-3/2}}\eta_{e\kappa}^{1/2}\mu^{1/2}\frac{x-\mu^{-1}}{y\beta_{\parallel,e\kappa}^{1/2}}, \mathrm{sgn}(y)\right) \end{aligned}$$

$$\eta_{e\kappa} = p\eta_e = n_{e\kappa}/n_p.$$

La anisotropía térmica y el beta del plasma, tanto para las fdds Bi-Maxwellianas como para las *K*apas, se han definido a través del segundo momento (la temperatura) de la fdd y la densidad de partículas correspondiente,

$$\begin{aligned} & A_{e\kappa} = \left[T_\perp / T_\parallel - 1\right]_\kappa \quad , \quad \beta_{\parallel,e\kappa} = \frac{n_{e\kappa} T_\parallel^{e\kappa}}{B^2/8\pi} \quad , \\ & A_{eM}\left[T_\perp / T_\parallel - 1\right]_M \quad , \quad \beta_{\parallel,eM} = \frac{n_{eM} T_\parallel^{eM}}{B^2/8\pi} \quad . \end{aligned} \qquad (25)$$

La relación entre el beta medio y el beta paralelo para cada especie *s* (especies iónicas y especies electrónicas) es:

$$\beta_s = \frac{n^s T^s}{B^2/8\pi} = \beta_{//}^s (1 + 2A^s/3), \quad \text{con } T^s = (2T_\perp^s + T_{//}^s)/3. \tag{26}$$

La relación entre los valores de beta paralelo de electrones y beta medio de protones es:

$$\beta_{//,e\kappa} = \frac{\eta_{e\kappa}}{1+\frac{2}{3}A_{e\kappa}} \frac{T_{e\kappa}}{T_p} \beta_p \quad , \quad \beta_{//,eM} = \frac{\eta_{eM}}{1+\frac{2}{3}A_{eM}} \frac{T_{eM}}{T_p} \beta_p \tag{27}$$

2-4.b *Halo* de iones con función Kappa$_{//}$-Maxwelliana$_\perp$

En esta sección se considera un plasma con 4 componentes: protones Bi-Maxwellianos, partículas alfa Bi-Maxwellianas, electrones Bi-Maxwellianos y un grupo de iones supratérmicos representados con una fdd no Maxwelliana como en (22).

Las propiedades relevantes de este grupo de iones supratérmicos puede caracterizarse con la siguiente lista de parámetros: $\{\eta_\kappa, A_\kappa, T_\kappa/T_p\}$.

La abundancia de este grupo adicional de partículas supertérmicas, relativa a la densidad del grupo de protones Bi-Maxwellianos es $\eta_\kappa = n_\kappa/n_p$ (notar que si los iones adicionales son protones, n_p no será la densidad total de protones). La anisotropía térmica de los iones κappa es A_κ. Y la temperatura relativa a la de protones Bi-Maxwellianos es (T_κ/T_p).

La relación de dispersión sin dimensiones para este escenario será la expresión (19) con el agregado del término:

$$\eta_\kappa \frac{m_p}{m_s}\left(\frac{q_s}{q_p}\right)^2 \left[\begin{array}{l} -1 + \dfrac{\kappa - 1/2}{\kappa - 3/2}(A+1) - \left(\dfrac{\kappa-1}{\kappa-3/2}\right)^{1/2} \dfrac{\Omega_s/\Omega_p}{y\beta_{//}^{1/2}} Z_{\kappa-1}\left(\sqrt{\dfrac{\kappa-1}{\kappa-3/2}} \dfrac{x+\Omega_s/\Omega_p}{y\beta_{//}^{1/2}}\right) + \\ + \left(\dfrac{\kappa}{\kappa-3/2}\right)^{3/2} (A+1) \dfrac{x+\Omega_s/\Omega_p}{y\beta_{//}^{1/2}} Z_\kappa\left(\sqrt{\dfrac{\kappa}{\kappa-3/2}} \dfrac{x+\Omega_s/\Omega_p}{y\beta_{//}^{1/2}}\right) \end{array} \right]_\kappa . \tag{28}$$

Se han definido: $A_\kappa = \left[T_\perp / T_{//} - 1\right]_\kappa$ y $\beta_{//\kappa} = \dfrac{n_p m_p T_{//}^\kappa}{m_s B^2/8\pi}$.

2-5 Inestabilidad 'fire-hose' con multiespecies anisótropas

En esta sección se calculará el límite de bajas frecuencias y longitudes de onda largas para las ondas electromagnéticas de polarización derecha, válida en aquellos casos en que pueden despreciarse los efectos resonantes. Entre los resultados que se obtienen con esta aproximación están las condiciones para que se desarrolle la inestabilidad 'fire-hose' (o manguera de bombero). Cuando no existe deriva entre especies, una condición necesaria para el desarrollo de esta inestabilidad es que la presión cinética ejercida en la dirección paralela al campo magnético sea mayor que aquella ejercida en la dirección perpendicular. Cuando esta inestabilidad se desarrolla, la oscilación (transversal a $\mathbf{B_0}$) de las líneas de campo va

aumentando como lo hacen las oscilaciones en una manguera de bombero con libertad en la dirección perpendicular a la manguera, como consecuencia de la gran velocidad del fluido que fluye por su interior. La inestabilidad 'fire-hose' puede ser obtenida desde la descripción magnetohidrodinámica (MHD) ya que no depende del efecto resonante de las partículas con velocidades cercanas a la de la onda, $v_{//}=-(\omega+\Omega)/k$).

Si se parte desde la rama derecha de la relación de dispersión para las EICW (ecuación 11) y se estudia el límite para longitudes de onda largas ($k\to 0$ y $k<<|\omega-kV_s+\Omega_s|/v_{th//,s}$), puede aproximarse $Z(\xi)$ a tercer orden y en consecuencia (11) puede ser escrita como:

$$y^2 = -\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}\left[P_s\frac{x-yU_s}{x-yU_s+\Omega_s/\Omega}-\eta_s\frac{m_s}{m_p}\frac{A_s}{2}\beta_{//,s}\,y^2\right]-\frac{\eta_e}{\mu}\frac{x-yU_e}{x-yU_e-1/\mu}-y^2\beta_{//,e}A_e/2\,, \tag{29}$$

en esta expresión se ha despreciado la corriente de desplazamiento, se ha considerado un único grupo de electrones y se utilizaron variables sin dimensiones como en (16). En el límite de bajas frecuencias ($|x-yU_s|<<\Omega_s/\Omega$) puede aproximarse

$$\frac{x-yU_s}{x-yU_s+\Omega_s/\Omega}\cong\frac{x-yU_s}{\Omega_s/\Omega}-\frac{(x-yU_s)^2}{\Omega_s^2/\Omega^2}$$

y entonces este límite en (29) resulta,

$$y^2 = -\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}P_s\left[\frac{x-yU_s}{\Omega_s/\Omega}-\frac{(x-yU_s)^2}{\Omega_s^2/\Omega^2}\right]-\eta_s\frac{m_s}{m_p}\frac{A_s}{2}\beta_{//,s}\,y^2+ \tag{30}$$

$$(x-yU_e)\eta_e+\eta_e\mu\,(x-yU_e)^2-y^2\beta_{//,e}A_e/2$$

Esta expresión es aparentemente lineal en la frecuencia (x), sin embargo si se considera la neutralidad de carga ($\Sigma\eta_s\, q_s/q_p=\eta_e$) y la neutralidad de corriente ($J_{iones}=J_e$), los términos lineales se cancelan y resulta cuadrática. Con el fin de simplificar la ecuación que expresa la condición de la inestabilidad, se cambiará el sistema de coordenadas desde el cual se describe el sistema. Consideremos un sistema de referencia S' solidario al baricentro del plasma; éste

se desplaza con velocidad V_b ($V_b=\Sigma U_s n_s m_s$), V_b medido en unidades de la velocidad de Alfvén de protones. La expresión (30) resulta[4]:

$$x'^2/_{y^2} = \left[1+\beta_{//,e}\,{}^{A_e}/_2+\eta_e\mu\,(x'-yU'_e)^2+\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}\eta_s\frac{m_s}{m_p}\left(\frac{A_s}{2}\beta_{//,s}+(x'-yU'_s)^2\right)\right]\Big/\left(\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}\eta_s\frac{m_s}{m_p}+\eta_e\mu\right) \tag{31}$$

donde x' es la frecuencia corrida Doppler que se observa en S', $x'=x-yV_b$ y $U_s'=U_s-V_b$.

Volviendo a las variables con dimensión puede escribirse la expresión,

$$\omega'^2 = k^2\,\frac{v_A^2+\frac{\sum_s p_{\perp,s}}{n_p m_p}-\frac{\sum_s (p_{//,s}+n_s m_s u'^2)}{n_p m_p}}{\sum_s \frac{n_s m_s}{n_p m_p}} \tag{32}$$

Esta expresión relaciona linealmente la frecuencia (ω') con el número de onda (k') y de ella se puede decidir la estabilidad de la configuración, $\omega'^2>0$. Hay que recordar que esta expresión está referida al sistema del baricentro, para obtener el valor de la frecuencia ω se debe volver al sistema de coordenadas original (convencionalmente fijado en los protones mayoritarios), es decir volver atrás con el corrimiento Doppler.

También es importante notar que el efecto del movimiento de deriva de cada especie sobre la inestabilidad es independiente del sentido, ya que la dependencia es con el cuadrado de la velocidad, u'^2.

Si en (31) especificamos el caso en que no existen derivas entre las diferentes especies, obtenemos la expresión:

$$v_f^2=\frac{\omega^2}{k^2}=v_A^2\,\frac{1}{\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}\eta_s\,{}^{m_s}/_{m_p}}\left[1+\sum_{\substack{especies\\ iónicas s}}\left(\eta_s\,{}^{m_s}/_{m_p}\frac{A_s}{2}\beta_{//,s}\right)+\frac{A_e}{2}\beta_{//,e}\right] \tag{33}.$$

Cuando las especies que componen el plasma no tienen anisotropía térmica ($A_s=0$ y $A_e=0$), de la expresión (33) se ve que la velocidad de fase coincide con la de las ondas de Alfvén. Se

[4] Notar que las frecuencias x' de (31) están desplazadas por efecto Doppler respecto a las de (30) y las velocidades de deriva son respecto de V_b como consecuencia del cambio de sistema de coordenadas. Sin embargo el hecho que la configuración sea o no estable es invariante.

puede notar también que en un plasma térmicamente isótropo con multiespecies, estas ondas viajarán con una velocidad menor que la velocidad de Alfvén de un plasma de protones

$$v^2_A = \frac{v_A^2}{\sum_{\substack{especies \\ iónicas\,s}} \eta_s \, {}^{m_s}\!/_{m_p}} < v_A^2 \qquad (34).$$

Agregar especies iónicas a un plasma compuesto únicamente por protones, significa agregar inercia al movimiento ondulatorio del sistema y en consecuencia reducir la velocidad de la onda (34). Esta disminución de la velocidad de la onda es muy importante y produce efectos significativos sobre la resonancia de la onda con las partículas, y por lo tanto sobre la emisión de EICW.

Cuando existen anisotropías térmicas, habrá casos en los cuales se puede tener $\omega^2<0$, en estos casos se tendrán dos autofrecuencias complejas conjugadas y el plasma será inestable. Teniendo en cuenta la siguiente expresión,

$$A\beta_{//} = (T_\perp / T_{//} - 1)\frac{nT_{//}}{B^2/8\pi} = \frac{n}{B^2/8\pi}(T_\perp - T_{//}) = \beta_\perp - \beta_{//}$$

se obtiene la condición para la inestabilidad 'fire-hose':

$$\beta_{//,e} + \sum_{\substack{especies \\ iónicas\,s}} \eta_s \, {}^{m_s}\!/_{m_p} \beta_{//,s} - \left(\beta_{\perp,e} + \sum_{\substack{especies \\ iónicas\,s}} \eta_s \, {}^{m_s}\!/_{m_p} \beta_{\perp,s} \right) > 2 .$$

Esta condición indica si la presión paralela al campo magnético de fondo supera a la presión perpendicular por cierto umbral, la fuerza centrífuga a lo largo de las líneas de campo coopera en la amplificación de las ondas y desestabiliza al plasma. La contribución a las presiones (paralela y perpendicular) es debida a todas las especies que componen al plasma (iones y electrones).

Finalmente, podemos destacar que la presencia de velocidades diferenciales entre especies ayuda el desarrollo de la inestabilidad, ver ecuación (32), al punto que este fenómeno es posible, en principio, en un plasma térmicamente isótropo con velocidades diferenciales importantes.

En las CMEs, como se verá, estas condiciones son difíciles de satisfacer y por lo tanto la 'fire-hose' no se desarrolla, salvo quizá en circunstancias excepcionales debido a fdd electrónicas muy particulares.

De todos modos es conveniente destacar que el efecto físico de 'fire-hose' reduce la frecuencia de la onda, aunque no tenga entidad suficiente para producir la inestabilidad. Se puede decir que debilita la fuerza restitutiva del oscilador (i.e., la tensión magnética) y disminuye su frecuencia.

De tal modo concluimos que la velocidad de fase de la onda en un plasma con multiespecies iónicas está afectada tanto por la inercia de los iones minoritarios, cuanto por el efecto 'fire-hose', al cual pueden contribuir significativamente también los electrones.

3 La Inestabilidad Resonante de las Ondas Dextrógiras: Discusión de las Condiciones para su Desarrollo

En esta sección se analizará una expresión aproximada, basada en la teoría cinética, para las tasas de crecimiento (y absorción) de EICWs dextrógiras en un plasma compuesto por protones, partículas alfa y electrones; la función de distribución de cada especie es considerada Bi-Maxwelliana. La fórmula aproximada se aplica a aquellos casos en que hay que esperar muchas oscilaciones para que la amplitud de la onda varíe ($\gamma<<\omega_r$), suponiendo conocida la dependencia de la frecuencia real (ω_r) con el número de onda (k).

Se aplicará al caso de la actividad de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas de polarización derecha en eyecciones solares. Los resultados serán sólo cualitativos, pero indicativos de los procesos físicos en juego. La expresión que aproxima γ se obtiene considerando la parte imaginaria del tensor dieléctrico ϵ. Sin embargo para el llevar a cabo el cálculo de la frecuencia real ω_r, necesaria para obtener valores de γ, es calculada utilizando $\mathrm{Re}(\epsilon)$. El cálculo de $\omega_r(k)$ mediante la parte real del tensor dieléctrico corresponde a los procesos llamados reactivos (por analogía con la teoría de circuitos eléctricos), y en ellos participan todas las partículas del plasma. En contraste el cálculo de γ realizado con $\mathrm{Im}(\epsilon)$ corresponde a procesos cinéticos, los cuales se originan sólo en el grupo de partículas resonantes (ver [Melrose, 1986]).

3-1 Cálculo aproximado de las tasas de crecimiento o amortiguamiento (caso $\gamma<<\omega_r$)

Cuando $\gamma<<\omega_r$ es posible expandir la frecuencia compleja ($\omega=\omega_r+i\gamma$) para obtener la frecuencia real (ω_r), tomando la parte real de la relación de dispersión para estas ondas (ecuación 2.9). Luego, con el valor de la frecuencia hallado es posible obtener un valor aproximado de la tasa de crecimiento o absorción (γ). Las relaciones para obtener ω_r y γ resultan,

$$k^2c^2 = \omega_r^2\,\mathrm{Re}(\varepsilon_D) \quad \text{y} \quad \gamma \cong -\frac{\omega_r\,\mathrm{Im}(\varepsilon_D)}{\frac{\partial}{\partial\omega_r}(\mathrm{Re}(\omega_r^2\varepsilon_D))}\,. \qquad \text{(1.a) y (1.b)}$$

Es importante destacar que el tensor dieléctrico para las ondas de polarización derecha, ε_D, depende tanto de la frecuencia compleja (ω) como del número de onda (k), ecuación (2.8).

Generalmente este procedimiento es adecuado para el estudio de las EICWs en un contexto como el de las CMEs. Sin embargo sólo las soluciones numéricas de la relación de

dispersión completa pueden asegurar valores confiables para todos los valores de parámetros y frecuencias estudiados [Gary, 1993]. Además, aunque formalmente la expresión que provee los valores de la frecuencia real es simple, existe una dificultad para su evaluación numérica que en muchos casos es equivalente a la de resolver la relación de dispersión exactamente, i.e., buscando directamente valores de ω complejos con (2.11). Con el fin de alcanzar una expresión para γ se especifica el tensor dieléctrico que corresponde a estas ondas, ec. 2.8, y se aplica (1.a) a un plasma compuesto por protones, partículas alfa y electrones, todas con distribuciones Bi-Maxwellianas. Se aproxima la parte real del tensor dieléctrico con las expresiones fluidísticas. Se obtiene entonces para γ que,

$$\gamma \cong \Omega\sqrt{\pi}\,\frac{-[(A_p+1)x+A_p]\exp[-\frac{(x+1)^2}{v_{th,p}^2\beta_{\parallel,p}}]/\sqrt{\beta_{\parallel,p}}-\eta_\alpha[(A_\alpha+1)x+A_\alpha/2]\exp[-\frac{(x+1/2)^2}{v_{th,\alpha}^2\beta_{\parallel,\alpha}}]/\sqrt{\beta_{\parallel,\alpha}}}{y\left[2x\frac{v_A^2}{c^2}-\frac{1}{(1+x)^2}-\frac{\eta_\alpha}{2(x+1/2)^2}+(1+2\eta_\alpha)\right]} \quad (2)$$

El término del numerador de (2) que corresponde a los electrones resonantes ha sido despreciado debido a que sus velocidades térmicas típicas en CMEs implican que no son suficientes los electrones con velocidades cercanas a la de la onda para influir sobre las condiciones de la inestabilidad (i.e., los electrones no resuenan con la onda).

En los casos en que (2) es válida, su solución γ fue comparada con el resultado obtenido con un método numérico que resuelve la relación de dispersión exacta, calcula la función de dispersión del plasma (Z) y utilizan un código para resolver ecuaciones algebraicas no lineales a valores complejos. Los resultados han sido satisfactorios.

3-2 Análisis del resultado

A pesar de la restricción del resultado obtenido, es interesante notar que en el mismo se pueden encontrar condiciones necesarias para la inestabilidad, que podrán luego refinarse con cálculos más completos, y que la expresión (2) permite poner en evidencia algunos aspectos de la física de la inestabilidad resonante.

En el caso en que se tiene un plasma compuesto sólo con protones y electrones, y con el régimen de parámetros de las eyecciones solares, se encuentra que existe una frecuencia límite (ω_r^*) por debajo de la cual la onda puede ser inestable y por encima de la cual puede ser absorbente. En ambos casos existe la posibilidad de que la inestabilidad de la onda no sea físicamente significativa debido a que las exponenciales de (2) resulten muy cercanas a cero. Para resolver esta cuestión se deberá conocer con gran precisión la dependencia que tiene la frecuencia real con la longitud de onda a fin de evaluar correctamente estas exponenciales.

Las partículas resonantes en este caso son únicamente los protones. En este modelo la cantidad de electrones resonantes es despreciable, ya que la velocidad de resonancia para los

electrones es al menos ~100 veces superior a su velocidad térmica. La cantidad de protones cercanos a la condición de resonancia depende fuertemente de la velocidad de fase de la onda ($v_f=\omega_r/k$), a menor v_f habrá mayor cantidad de protones en condiciones cercanas a la condición de resonancia y viceversa. La frecuencia límite sólo depende de la anisotropía térmica de los protones ($A_p=T_\perp/T_{//}-1$) y puede ser escrita como

$$x^*=\omega_r^*/\Omega=-A_p/(A_p+1), \qquad (3)$$

siendo Ω la frecuencia de ciclotrón de protones. Esto significa que mientras que para protones isótropos la onda es amortiguada en todo el rango de frecuencias, cuando la anisotropía protónica es negativa ($T_{//}>T_\perp$) existe un rango de frecuencias con $x_r<x^*$ en el cual las ondas son amplificadas. Por ejemplo, cuando el cociente $T_{//}/T_\perp=10$ ($A_p=-0.9$), se tendrá $\omega_r^*=9\Omega$, mientras que con una anisotropía térmica moderada $T_{//}/T_\perp=3$ ($A_p=-2/3$) la frecuencia límite es $\omega_r^*=2\Omega$.

El caso en que el plasma contiene también partículas alfa es de gran interés para las eyecciones solares o CMEs. En las CMEs la abundancia de estas partículas respecto a la cantidad de protones es muy variable, se pueden observar casos eyecciones o porciones de eyecciones con muy poca abundancia (< 1%) y casos con una gran abundancia (> 20%) [Galvin et al. 1987]. El promedio de las observaciones, sin embargo, muestra una tendencia de la abundancia de la componente α en CMEs mayor que en el viento solar. El agregado de partículas alfa al análisis de inestabilidad introduce una variante al resultado anterior. Existen ahora dos frecuencias límites, una asociada a cada especie iónica, por debajo de la cual cada especie amplifica la onda y por encima de la cual cada especie amortigua la onda. Las frecuencias límites asociadas con las partículas alfa y con los protones son, respectivamente,

$$x_\alpha=\omega_{r,\alpha}/\Omega=-\tfrac{1}{2}\,A_\alpha/(A_\alpha+1) \qquad (4.a)$$

$$x_p=\omega_{r,p}/\Omega=-A_p/(A_p+1). \qquad (4.b)$$

Pueden ser clasificados tres casos según sea el orden entre x_p y x_α. Si $x_p=x_\alpha$ este valor será el de la frecuencia límite por debajo de la cual la onda puede ser sólo inestable o marginalmente estable y por encima de la cual sólo puede ser marginalmente estable o amortiguada, $x^*=x_p=x_\alpha$. Esta condición puede escribirse en términos de las anisotropías térmicas de ambas especies como

$$A_\alpha=2A_p/(1-A_p), \qquad \text{o} \qquad \frac{T_{//,\alpha}}{T_{\perp,\alpha}}=2\frac{T_{//,p}}{T_{\perp,p}}-1. \qquad (5)$$

La figura 1 muestra la separación entre los dos regímenes, según sea la especie con menor frecuencia límite, $x_p>x_\alpha$ (semiplano de asteriscos *) o $x_p<x_\alpha$ (semiplano de diamantes ◊). La recta representa el caso en que $x_p=x_\alpha$.

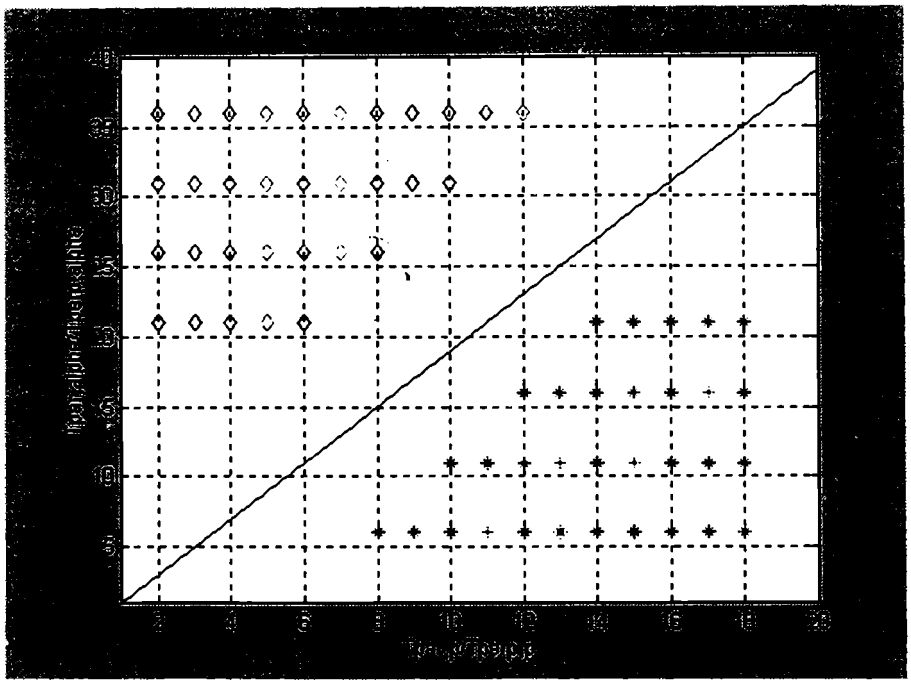


Figura 1: En esta figura se muestra la relación (5) en función del cociente de temperaturas paralela y perpendicular de protones y partículas alfa. Cuando se cumple la relación 5 (situación que corresponde a la recta), la inestabilidad puede darse sólo a frecuencias $\omega_r<\Omega x^*$, mientras que para $\omega_r>\Omega x^*$ hay absorción. En el semiplano de asteriscos (*) $x_p>x_\alpha$, mientras que el semiplano de diamantes (◊) $x_p<x_\alpha$.

En los casos $x_p>x_\alpha$ o $x_p<x_\alpha$, existirá un rango de frecuencias en el cual podrá ser encontrada la posibles frecuencia límite x^* mediante un cálculo numérico. De todas maneras, para frecuencias menores que el $\min\{x_p,x_\alpha\}$ se tendrán tasas de crecimiento positivas (inestable o marginalmente estable); para frecuencias mayores que el $\max\{x_p,x_\alpha\}$ se tendrán tasas de crecimiento negativas (amortiguada o débilmente amortiguada según sean las magnitudes de las tasas). En la Figura 2 se muestra la situación en que $x_\alpha>x_p$ y en consecuencia por debajo de x_p están dadas las condiciones para una posible amplificación, y por encima de x_α para la absorción de las ondas. Para frecuencias entre x_p y x_α ($\Omega x_p<\omega_r<\Omega x_\alpha$) se tiene una ventana dentro de la cual existirá la posibilidad de encontrar soluciones con γ positivo o negativo.

La discusión presentada en este capítulo es útil para comprender las características y los efectos físicos que influyen sobre la inestabilidad resonante. También ayudan a poner en evidencia cuales son los parámetros relevantes y las condiciones necesarias (aunque aún no

suficientes) para los regímenes inestables y amortiguados de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas de polarización derecha.

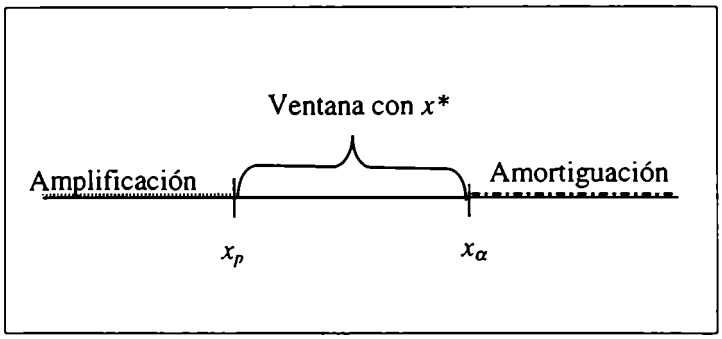


Figura 2: Caso en el que $x_p<x_\alpha$. Para frecuencias $\omega_r<\Omega x_p$ el signo de γ es positivo y existe un rango de amplificación, su intensidad dependerá de la magnitud de γ. Para frecuencias $\omega_r>\Omega x_\alpha$ el signo de γ es negativo y existe un rango de absorción, cuya intensidad dependerá del valor de $|\gamma|$. En cambio, en el intervalo de frecuencias $\Omega x_p<\omega_r<\Omega x_\alpha$ se encuentra el cambio de signo de γ y en consecuencia pueden encontrarse rangos tanto inestables como amortiguados.

4 La Excitación de las Ondas Electromagnéticas Iónicas Ciclotrónicas Descripta con Lenguaje Cuántico

La teoría de ondas débilmente amortiguadas (o débilmente amplificadas) puede ser tratada con varios formalismos, siendo uno de ellos el clásico que fue discutido en los capítulos anteriores el cual incluye, naturalmente, también el caso de amortiguamiento/amplificación fuerte. Otro es el formalismo de la electrodinámica cuántica, en la cual se cuantifica el campo electromagnético de la onda y surgen de manera natural los conceptos de cuantos de energía $\hbar\omega_r$[1], cantidad de movimiento $\hbar\mathbf{k}$, y número de cuantos $N_\mathbf{k}$, asociados a una onda con número de onda $\mathbf{k}$ y frecuencia $\omega_r(\mathbf{k})$. En esta sección se desarrolla una interpretación del tratamiento clásico de las EICW bajo condiciones de amortiguamiento débil, utilizando los resultados de la teoría cuántica de la emisión electromagnética. Se dará la aplicación de estos conceptos cuánticos en el escenario de las CMEs.

El punto de vista cuántico resulta muy sencillo y útil para interpretar los mecanismos físicos que están involucrados en la actividad de las EICW. Cuando las ondas son inestables el crecimiento de una onda se debe a la entrega de cuantos de energía desde las partículas hacia la onda, es decir que las partículas emiten ondas. Contrariamente, cuando las ondas son amortiguadas, cuantos de energía de las ondas son absorbidos por las partículas.

Mediante la descripción cuántica es posible comprender los detalles de la microfísica que produce el cambio del régimen excitado al amortiguado en la frecuencia límite ω^* (i.e., cambio del signo de γ en ω^*) que ha sido discutido desde el punto de vista clásico en la sección anterior. En esta sección se presenta una breve discusión y nuestra estimación de ω^* utilizando el formalismo cuántico. El resultado coincide con el obtenido en la sección 3, pero el tratamiento permite profundizar la comprensión física de los procesos estudiados.

4-1 Interacción giromagnética iónica ciclotrónica

La interacción entre una onda y una partícula que describe una trayectoria espiralada en un plasma magnetizado, recibe el nombre de "interacción giromagnética".

La condición para que esta interacción sea resonante radica en que la frecuencia corrida Doppler sea igual a los armónicos de la frecuencia de ciclotrón de la partícula, $\omega'=\omega-k_{//}v_{//}=s\Omega$. ω' es la frecuencia de la onda que se mide en un sistema de referencia que viaja con la componente paralela a $\mathbf{B_0}$ de la velocidad de la partícula que describe el girociclo ($v_{//}$). En esta sección consideraremos la resonancia onda-ion para los primeros armónicos

[1] $\hbar$ es la constante de Plank dividida por 2π (i.e., $\hbar=h/2\pi$, $h=6.62\times10^{-34}$ Joule seg).

(casos $s=\pm 1$) cuando la onda se propaga paralela a $\mathbf{B_0}$. Estos son los casos que cuentan en la propagación paralela, como se ha visto en las secciones precedentes.

Cualquier onda electromagnética puede ser descripta en una base circular cuyos elementos son una onda de polarización derecha y una onda de polarización izquierda. Elegimos el sistema de coordenadas de tal forma que el versor **z** coincida con $\mathbf{B_0}$, entonces el campo magnético oscilante de una onda de polarización izquierda (a favor de las agujas del reloj) gira en el mismo sentido que el giro de ciclotrón de una partícula con carga positiva (ión), y el campo magnético fluctuante de la onda de polarización derecha gira en el mismo sentido que una partícula con carga negativa (electrón), en contra de las agujas del reloj.

La condición de resonancia para que un ion interactúe con una onda levógira, tanto para propagación hacia el sentido del campo magnético ($k>0$, *forward propagation*) como para la propagación contraria ($k<0$, *backward propagation*) es

$$\omega - kv = \Omega_i, \qquad (1)$$

$\Omega_i>0$ es la frecuencia de ciclotrón del ión en cuestión y v es la velocidad de la partícula en la dirección de $\mathbf{B_0}$.

Puede observarse de (1) que la interacción onda-partícula de una onda con $\omega<\Omega_i$ sólo será posible para aquellas partículas que viajan en sentido contrario al de la onda ($v<0$), ver Figura 1. Mientras que para ondas con $\omega>\Omega_i$ será necesario $v>0$. Si la fdd que representa a los iones tiene su máximo en $v=0$, aunque la velocidad térmica del plasma ($v_{th//}$) no sea muy grande (incluso si $\beta<<1$), ondas con frecuencias cercanas a la de ciclotrón ($\omega \sim \Omega_i$) podrán resonar con una gran cantidad de partículas, porque la velocidad de fase en la resonancia disminuye fuertemente.

En el caso de las ondas del rango Alfvénico, bajas frecuencias ($\omega<<\Omega_i$) y longitudes de onda largas ($kv_{Ai}/\Omega_i<<1$, con v_{Ai} la velocidad de Alfvén de la especie i, $v_{Ai}=B_0\,[4\pi\, n_i\, m_i]^{-1/2}$), para que muchos iones estén en resonancia con la onda será necesario que $\beta_{//}>>1$, dado que $\beta_{//} \sim v_A^2/v_{th//}^2$.

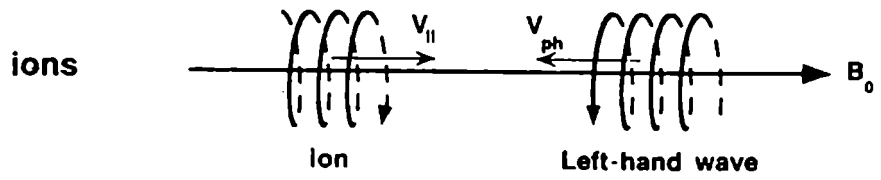


Figura 1: El ion debe viajar en sentido opuesto al de una onda levógiras con $\omega<\Omega_i$ para poder resonar. Figura tomada de [Tsurutani and Lakhina, 1997].

La condición de resonancia para ondas de polarización derecha (o dextrógiras) es en cambio,

$$\omega' = \omega - kv = -\Omega_i, \qquad (2)$$

que se denomina condición de resonancia "anómala" con la onda (e.g., [Nezlin 1976; Melrose 1980; Tstsurutani and Lakhina, 1997]).

Esta condición expresa la necesidad de una frecuencia corrida Doppler ω' negativa (siendo $-\Omega_i<0$ para iones) y en consecuencia es equivalente a requerir que una onda de polarización derecha sea vista desde la plataforma de la partícula como levógira. En consecuencia la onda resuena con el movimiento de ciclotrón del ión positivo a pesar de ser dextrógira en la plataforma original. Para este requerimiento es necesario que la velocidad v de la partícula resonante sea positiva, en el mismo sentido de propagación y mayor que la velocidad de fase de la onda, v_f ($v=\omega/k+\Omega_i/k>\omega/k=v_f$). Para encontrar muchas partículas en resonancia con ondas dextrógiras es necesario generalmente requerir altas velocidades térmicas, es decir el beta de los iones debe ser del orden de la unidad o mayor, de otro modo cuando β es pequeño hay pocas partículas en resonancia.

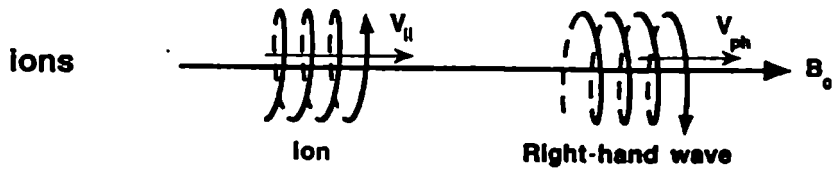


Figura 2: El ion debe viajar en el mismo sentido y con mayor velocidad que una onda dextrógira ($V_{II}>V_{ph}$) para poder resonar (resonancia anómala), de esta forma el ion sobrepasa a la onda dextrógira y la "ve" como levógira. Figura tomada de [Tsurutani and Lakhina, 1997].

4-2 Efectos térmicos en la interacción onda-partícula

La curva de la relación de dispersión real (k vs. ω_r) puede ser graficada simultáneamente con la recta que representa la condición de resonancia para ondas dextrógiras, $k=(\omega_r+\Omega_i)/v$ en el plano (k,ω_r). Fijando la velocidad v de un ión que se mueve en el plasma, cada punto que resulte de la intersección de ambas líneas representará la frecuencia y el número de onda (ω y k) en donde la onda resuena con ese ión; o bien fijando un punto, puede encontrarse cual será la velocidad que deberá tener el ión para resonar con la onda correspondiente. Este tipo de gráfico es muy útil entonces para comprender las propiedades y tendencias de la inestabilidad en función de las características del plasma. Por ejemplo en la Figura 3 puede observarse que hay un cono de rectas resonantes que contiene la mayor cantidad de iones de una especie, los

iones térmicos. Si los iones son fríos la apertura del cono es pequeña. Cuando, en cambio los iones son calientes, o contienen un grupo de partículas supratérmicas, existe la posibilidad de que la partícula que representa la curva B resuene con las ondas de frecuencia ω_1 y ω_2. Por ejemplo la temperatura paralela ($\beta_{//}$) del plasma definirá el cono térmico cuyo ángulo de apertura contiene la mayor parte de los iones de una especie. Iones cuyas rectas de resonancia están fuera del cono térmico, forman parte de la cola de la fdd y son menos abundantes.

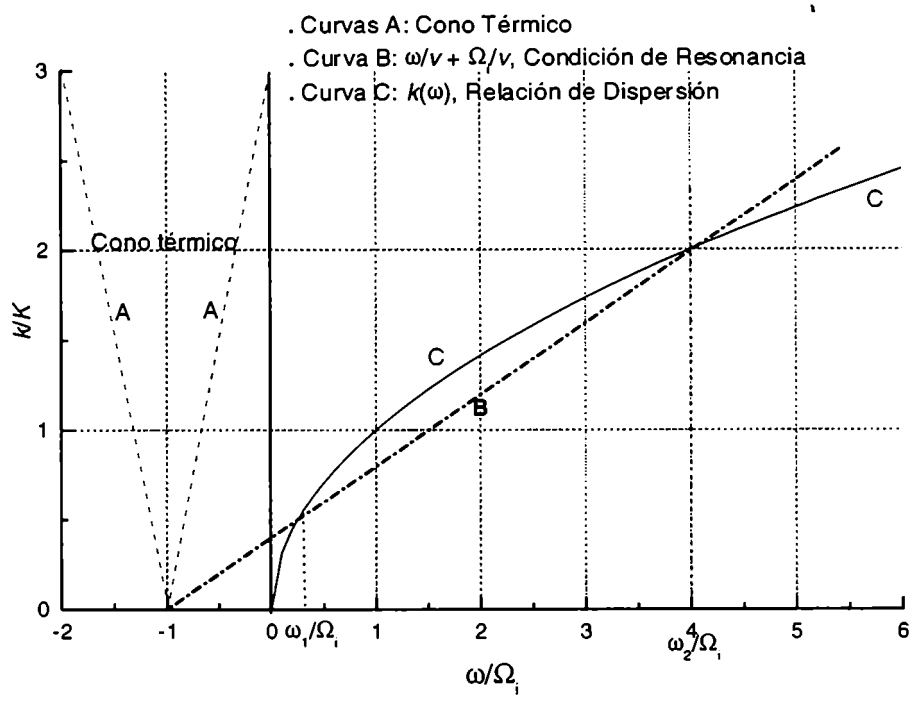


Figura 3: El eje de las abscisas representa la frecuencia (ω/Ω_i) y el eje de las ordenadas al número de onda en unidades arbitrarias (k/K). La curva A representa al cono térmico (cuya apertura está dada por la temperatura), la curva B representa la condición de resonancia (dada por la velocidad de la partícula, $v_{//}$) y la curva C representa la relación de dispersión. La abscisa de cada intersección entre las curvas B y C representa la frecuencia de la onda con la que resuena una partícula con velocidad $v_{//}$. Cuánto menor sea la pendiente de B (i.e., mas alejada del cono térmico), menos partículas estarán en condiciones de resonancia.

4-3 Intercambio de energía y momento entre ondas y partículas. Descripción cuántica

Desde las primeras teorías cuánticas introducidas por Plank (para explicar el espectro del cuerpo negro, 1900) y por Einstein (para explicar el efecto fotoeléctrico, 1905), es sabido que el contenido energético de una onda electromagnética monocromática de frecuencia ω_r puede ser cambiado sólo en valores discretos (paquetes de energía con valores $\hbar\omega_r$). En algunos aspectos el paquete de energía que es agregado a la onda electromagnética se manifiesta como un fotón (debido a la dualidad onda-partícula). Si el medio en el que se propaga la onda es un plasma, se utiliza generalmente el término plasmón para las partículas que componen la onda electromagnética. Tanto para un plasmón como para un fotón, la energía (E) y el momento lineal ($\mathbf{p}$) de la partícula se vinculan con la frecuencia (ω_r) y el número ($\mathbf{k}$) de la onda mediante las relaciones $E=\hbar\omega_r$ y $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$.

Debido a la estructura de la ecuación de ondas que se deriva de las ecuaciones de Maxwell y a las leyes de la Mecánica Cuántica, los estados cuánticos de las fluctuaciones del campo electromagnético pueden ser descompuestos mediante un conjunto de osciladores armónicos cuánticos, cada uno de los cuales estará asociado con la frecuencia ω_r y el número de onda $\mathbf{k}$ de cada uno de los modos de ondas asociados al medio.

Los niveles de energía de cada uno de estos osciladores armónicos cuánticos son discretos y el salto de un nivel a otro sólo puede variar en una cantidad entera de veces $\hbar\omega_r$. Cada paquete discreto de energía $\hbar\omega_r$ que se agrega al oscilador es un fotón (o plasmón) adicional que participará en las fluctuaciones electromagnéticas.

La energía asociada con un paquete de ondas correspondiente a un modo particular σ, $W^\sigma(\mathbf{k})$, está compuesta por la suma de la energía eléctrica, magnética y aquella energía atribuida al movimiento de las partículas inducido por la onda (i.e., $W^\sigma(\mathbf{k})=W^\sigma_E(\mathbf{k})+W^\sigma_M(\mathbf{k})+W^\sigma_P(\mathbf{k})$). Desde el punto de vista de la teoría clásica de ondas en plasmas, es conocido que la energía total se vincula con la energía eléctrica a través del tensor dieléctrico ε y del vector de polarización de la onda ($\mathbf{e}$) (ver por ejemplo [Melrose, 1980; Stix, 1992]), de forma tal que

$$\frac{W^\sigma(\mathbf{k})}{W^\sigma{}_E(\mathbf{k})}=\left[\frac{1}{\omega}\frac{\partial}{\partial\omega}\{\omega^2\varepsilon^\sigma(\mathbf{k},\omega)\}\right]_{\omega=\omega^\sigma(\mathbf{k})}, \qquad (3)$$

ε^σ es la proyección de la parte hermitiana, $\varepsilon^h=½[\varepsilon+\varepsilon^*]$, del tensor dieléctrico en la dirección del vector de polarización $\mathbf{e}^\sigma(\mathbf{k})$, siendo $\mathbf{e}^\sigma(\mathbf{k})=\mathbf{E}^\sigma(\mathbf{k})/|\mathbf{E}^\sigma(\mathbf{k})|$, es decir que $\varepsilon^\sigma=\mathbf{e}^\sigma(\mathbf{k})^*\bullet\varepsilon^h\bullet\mathbf{e}^\sigma(\mathbf{k})$. La expresión que vincula la energía eléctrica para las ondas del modo σ, con la amplitud eléctrica es $W^\sigma_E(\mathbf{k})=|\mathbf{E}^\sigma(\mathbf{k})|^2/4\pi$. Es posible también vincular el promedio temporal de la amplitud del campo eléctrico y del campo magnético de la onda con su energía total,

$$\begin{aligned} <W^\sigma(\mathbf{k})> &= \frac{<\mathrm{E}^\sigma(\mathbf{k})^2>}{8\pi}\left[\tfrac{1}{\omega}\tfrac{\partial}{\partial\omega}\{\omega^2\varepsilon^\sigma(\mathbf{k},\omega)\}\right]_{\omega=\omega^\sigma(\mathbf{k})} = \\ &= \frac{<\mathrm{E}^\sigma(\mathbf{k})^2>}{8\pi}\tfrac{\partial}{\partial\omega}\{\varepsilon^\sigma(\mathbf{k},\omega)\}\Big|_{\omega=\omega^\sigma(\mathbf{k})} + \frac{<B^\sigma(\mathbf{k})^2>}{8\pi} \end{aligned} \qquad .(4)$$

Para compatibilizar los tratamientos clásico y cuántico se define el número de cuantos de energía (o número de ocupación), $N^\sigma(\mathbf{k})$, del paquete de la onda de tal manera que $W^\sigma(\mathbf{k})=N^\sigma(\mathbf{k})\hbar\omega^\sigma(\mathbf{k})$.

Por otro lado, considerando una partícula en movimiento de ciclotrón, acorde a la teoría cuántica no relativista[2] (ver e.g., [Landau et Lifchitz, 1978]) y debido a la cuantificación del momento angular, los niveles de energía permitidos (E_n) para una partícula con spin ½, masa m y carga eléctrica q, que está inmersa en un campo magnético uniforme $\mathbf{B_0}$, son

$$E_n=E_{n,\perp}+E_{n,//}=\hbar(n+½+½\mu_s)|\Omega_s|+p_{//}^2/2m, \qquad (5)$$

con Ω_s la frecuencia de ciclotrón de la partícula en cuestión (i.e., $\Omega_s=q_s|\mathbf{B_0}|/m_sc$).

En (5), $p_{//}$ es la componente paralela a $\mathbf{B_0}$ del momento lineal, y n es un entero que cuantifica la energía de cada estado. Los niveles discretos para la energía perpendicular se conocen como niveles de Landau[3].

4-3.a Intercambio de energía y momento durante el proceso de interacción onda-partícula en el caso de resonancia anómala

Consideramos ahora en detalle un proceso elemental de emisión de un cuanto de energía para una partícula. A diferencia del tratamiento clásico donde la conservación de energía se plantea macroscópicamente, este enfoque permite aplicar las leyes de conservación en cada proceso microscópico de emisión.

---

[2] Un cálculo similar podría realizarse para el caso relativista, calculando los autovalores de la ecuación de Dirac. El resultado de las autoenergías para el caso de spin 1/2 puede verse en [Melrose, 1980].

[3] En esta tesis no consideramos los efectos del spin de la partícula debido a que su promedio en un plasma clásico en nulo.

Específicamente estudiamos ahora el proceso en el cual un ión, que desarrolla giros de ciclotrón, emite un plasmón incrementando la amplitud de una onda circular de polarización derecha que se propaga hacia delante (*forward propagation*) en el sentido y dirección de $\mathbf{B_0}$. Recordemos que el sentido de giro de la onda circular es opuesto al que desarrolla la partícula (con carga positiva).

En el instante anterior a la emisión (estado inicial, *i*) la partícula tiene momento lineal paralelo $p_{//,i}$ y energía $E_i \cong \hbar n_i|\Omega_s| + p_{//,i}^2/2m$, debido a que consideramos el límite clásico $n_i >> 1$. Además la componente 'paralela' de la energía no está discretizada (i.e., $p_{//}$ puede ser continuo).

En el proceso de emisión, el plasmón emitido se "lleva" una cantidad de momento lineal paralelo $\Delta\mathbf{p}_{//}=\hbar\mathbf{k}$, y así el momento lineal ($p_{//}$) de la partícula debe disminuir. También se "lleva" una cantidad de energía $\Delta E=\hbar\omega_r$ y en consecuencia la energía de la partícula deberá disminuir. Sin embargo y dado que la onda gira en sentido contrario al de la partícula, se lleva impulso angular (**L**) opuesto al que tiene la partícula, produciendo un incremento de la magnitud **L** asociada a la partícula. Este último hecho está directamente vinculado con el tipo de resonancia que ocurre en este proceso (resonancia anómala) y produce, como veremos de inmediato, un incremento en el número cuántico n_i asociado con la energía "perpendicular" a $\mathbf{B_0}$.

La energía que corresponde al estado final de la partícula, después de la emisión, es

$$E_f = \hbar(n_i - l)\Omega + (p_{//,i} - \hbar|\mathbf{k}|)^2/2m = E_i - \hbar\omega_r, \qquad (6)$$

con lo cual puede deducirse (teniendo en cuenta que $\hbar|\mathbf{k}| << |p_{//,i}|$) una condición necesaria para que este proceso de interacción onda-partícula pueda desarrollarse,

$$\omega_r - l\Omega = |\mathbf{k}| v_{//,i}. \qquad (7)$$

Es importante destacar que esta expresión es la misma condición de resonancia que se ha encontrado previamente desde el punto de vista clásico.

Recordemos que el proceso de resonancia anómala sólo puede ocurrir cuando la velocidad de la partícula resonante es mayor que la velocidad de fase de la onda ($v_{//,i} > \omega_r/|\mathbf{k}|$). Sólo en esta situación la partícula "ve" la onda dextrógira como si fuera levógira. Si se escribe (7) en su forma equivalente $l = [\omega_r/|\mathbf{k}| - v_{//,i}]/(\Omega/|\mathbf{k}|)$, y se considera que en los casos de resonancia anómala estudiados el numerador debe ser negativo, se concluye que l debe ser también negativo. Este argumento indica que la energía perpendicular de la partícula crece, y permite justificar el incremento del impulso angular cuando se emite un plasmón en estas condiciones.

En un proceso elemental de absorción anómala ocurre justamente lo contrario de lo que hemos descripto: la partícula incrementa su energía total y su cantidad de movimiento paralelo, y a la vez disminuye su momento angular.

4-3.b Probabilidad de un proceso de emisión elemental

En el párrafo anterior se cuantificó el intercambio de momento y energía durante un proceso elemental de interacción entre una partícula y una onda sin considerar las probabilidades de que este evento ocurra. En los próximos párrafos se realiza una breve reseña de los principales conceptos asociados con estas probabilidades, introduciendo los coeficientes de Einstein.

Aunque el estudio de esta tesis se centra principalmente en estados de no equilibrio termodinámico, examinando las características de los estados de equilibrio termodinámico se pueden deducir propiedades muy importantes acerca de las probabilidades elementales de transición, en particular puede deducirse la reversibilidad de los procesos microscópicos de emisión/absorción, como se verá de inmediato.

Los procesos de emisión en un nivel microscópico pueden ser clasificados en dos clases, un tipo es denominado proceso de emisión espontánea, ya que no depende del campo de radiación ambiente. El otro tipo de proceso es llamado emisión estimulada porque cada cuanto de energía (fotón o plasmón) presente incrementa la probabilidad de emisión de otro cuanto. En cuanto a la absorción, existe un sólo tipo de proceso (estimulado por la presencia de radiación), y la probabilidad de absorber un fotón (o plasmón) es proporcional a la cantidad de fotones (o plasmones) existente en el medio.

Definimos a $p^{\sigma}_{qq'}$ como la probabilidad elemental de que ocurra una emisión espontánea desde un estado con mayor energía (estado q) hacia uno de menor energía (q'), a $p^{\sigma est}_{qq'}$ como la probabilidad elemental de que ocurra una emisión estimulada, y a $p^{\sigma abs}_{q'q}$ como la probabilidad de que ocurra una transición desde un estado de menor energía (q') a uno de mayor energía (q) a través de un proceso de absorción.

En un estado de **equilibrio** termodinámico en el cual hay N_q partículas en un estado con energía E_q, $N_{q'}$ partículas en un estado con energía $E_{q'}$, y E_q-$E_{q'}$=$\hbar\omega_r$, la probabilidad de que las partículas emitan debe ser igual a la probabilidad de que las partículas absorban, es decir que,

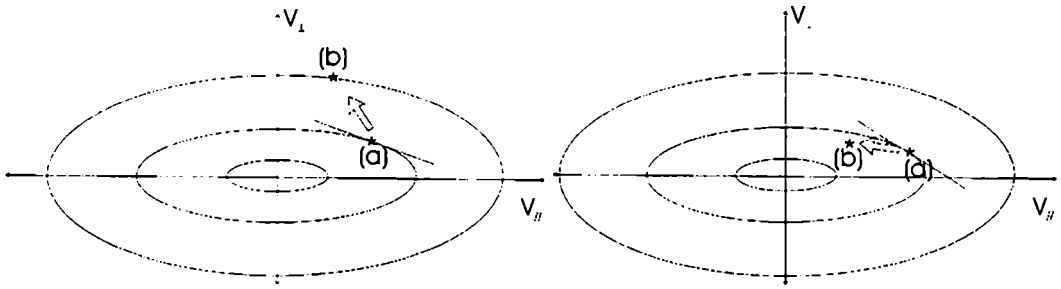
$$\{p^{\sigma}_{qq'} + p^{\sigma est}_{qq'} N^{\sigma}(\mathbf{k})\}\, N_q = p^{\sigma abs}_{q'q}\, N^{\sigma}(\mathbf{k})\, N_{q'}. \qquad (6)$$

Mediante el uso de la distribución térmica de Plank para $N^{\sigma}(\mathbf{k})$, $N^{\sigma}(\mathbf{k})$=[exp{$\hbar\omega_r/T$}-1]$^{-1}$, y debido a que la ecuación (6) debe mantenerse para todas las temperaturas (T), puede mostrarse que estas tres probabilidades deben ser iguales ($p^{\sigma}_{qq'}$=$p^{\sigma est}_{qq'}$=$p^{\sigma abs}_{q'q}$). Estas tres probabilidades básicas de transición ($p^{\sigma}_{qq'}$, $p^{\sigma est}_{qq'}$, $p^{\sigma abs}_{q'q}$) son los denominados coeficientes de Einstein.

De la iguadad de los coeficientes Einstein se deduce que cuando se especifica un estado de la partícula, la probabilidad elemental de emisión es igual a la del proceso inverso (absorción). Será entonces la distribución instantánea de las partículas en los diferentes estados de no equilibrio la que determinará cuando hay mayor cantidad de partículas emisoras

o bien de partículas absorbentes. En el caso en que haya mayor cantidad de emisores, las ondas se amplifican y el plasma es inestable. En el caso opuesto, las ondas que existen en el plasma se amortiguarán.

Es posible ejemplificar esta condición examinando ondas EICWs dextrógiras con propagación *forward* en un plasma que contiene protones con función de distribución bi-Maxwelliana tal que $T_{//}>T_{\perp}$. En este caso un protón en un estado (a), con velocidad paralela a $\mathbf{B_0}$ $v_{//,i}>0$ y perpendicular $v_{\perp,i}$, tendrá una probabilidad p de realizar una transición al estado (b) emitiendo un plasmón. Ésta será igual a la probabilidad de que una partícula en el estado (b) realice una transición al estado (a) absorbiendo un plasmón. La emisión implica que la velocidad paralela ($v_{//,i}$) de la partícula debe reducirse y que $v_{\perp,i}$ debe incrementarse (ver Figura 4a y 4b). Sin embargo, la cantidad de partículas en el estado (a) no es necesariamente igual a la cantidad de partículas en el estado (b).



$$v_{//,i} \Rightarrow v_{//,f}=v_{//,i} - \Delta v_{//} \quad (\Delta v_{//}>0)$$

$$v_{\perp,i} \Rightarrow v_{\perp,f}=v_{\perp,i} + \Delta v_{\perp} \quad (\Delta v_{\perp}>0)$$

Figura 4a: Curvas de nivel para una función de distribución bi-Maxwelliana con $T_{//}>T_{\perp}$. Proceso de emisión en el caso en que la partícula emisora "cae" en una curva de nivel correspondiente a una menor cantidad de partículas (emisión dominante).

Figura 4b: Idem Figura 4a, pero en el caso en que la partícula emisora "cae" en una curva de nivel correspondiente a una mayor cantidad de partículas (absorción dominante).

Debido a que $\Delta v_{//}<<v_{//}$ y que $\Delta v_{\perp}<<v_{\perp}$ podemos argumentar que si $|\Delta v_{\perp}/\Delta v_{//}|$ es mayor que el módulo de la pendiente de la recta tangente a la elipse[4] que corresponde a la curva de nivel del estado ($v_{//,i}$,$v_{\perp,i}$), el estado final (b) tendrá menor cantidad de partículas que el estado final (Figura 4a) y habrá más partículas emisoras que partículas absorbentes y las ondas se amplifican. El caso opuesto, es decir cuando $|\Delta v_{\perp}/\Delta v_{//}|$ es menor, hay más partículas que absorben y las ondas se amortiguan (Figura 4b).

[4] Las curvas de nivel de una función de distribución bi-Maxwelliana son elipses (i.e., $v_{//}^2/v_{//,th}^2+v_{\perp}^2/v_{\perp,th}^2=$cte).

Si se considera la pérdida de energía y de cantidad de movimiento que sufre la partícula emisora cuando se emite un plasmón, se tiene que $\Delta v_\perp/\Delta v_{//}=-\Omega/(v_\perp|\mathbf{k}|)$. La pendiente de la recta tangente a la curva de nivel (elipse) que corresponde a una función de distribución bi-Maxwelliana (temperatura paralela $T_{//}$ y temperatura perpendicular $T_\perp$) y que pasa por el punto $(v_{//},v_\perp)$, es $-T_\perp v_{//}/(T_{//}v_\perp)$. Si se considera que $v_{//}$ debe ser una velocidad resonante, i.e., $v_{//}=v^{res}=(\omega_r+\Omega)/|\mathbf{k}|$, puede calcularse cual será la condición para que haya más emisores que absorbentes (i.e., estado inicial con más partículas que el estado final). La condición resulta $T_\perp/T_{//}>(\omega_r/\Omega+1)^{-1}$, condición que es la misma que se obtiene con un tratamiento clásico para encontrar tasas de crecimiento positivas (ver sección 3). Si se requiere que haya igual cantidad de partículas que emiten que partículas que absorben, se obtiene la frecuencia límite ω^* que separa el régimen inestable del amortiguado. Ésta coincide, natutalmente, con la expresión hallada mediante las soluciones de la teoría clásica de ondas en el límite $\gamma\to 0$, es decir, $\omega^*/\Omega=-A(A+1)^{-1}$, con la anisotropía térmica dada por $A=T_\perp/T_{//}-1$.

Para un modo electromagnético y un número de onda dados habrá una velocidad resonante (v^{res}), y todas las partículas con $v_{//}=v^{res}$ (con cualquier valor para $v_\perp$) colaboran en el proceso de resonancia. Sin embargo la cantidad de partículas que intervienen será mayor cuanto menor sea $v_\perp$ y en consecuencia las propiedades de aquellas partículas con menor ángulo de vuelo tendrán un rol más importante en este mecanismo resonante.

Con esta discusión puede comprenderse que el mecanismo físico subyacente en el cambio de signo de la tasa de crecimiento de la onda está directamente asociado con el predominio de partículas emisoras o absorbentes en la región $v_{//}=v^{res}$ de la función de distribución de los iones del plasma.

5 Fenomenología de las Eyecciones de Masa Coronal

La noción de repentinas eyecciones de plasma proveniente del Sol ha sido sugerida hace casi cien años para explicar el desencadenamiento de violentas perturbaciones geomagnéticas y fue consolidada en la década de 1930 en la teoría de Chapman-Ferraro, hoy en gran medida superada (ver la revisión de Gosling [1997]), esto es mucho antes del conocimiento de la existencia del viento solar. Sin embargo estas expulsiones de masa solar, denominadas eyecciones de masa coronal (Coronal Mass Ejections, CMEs), fueron bien identificadas con coronógrafos ubicados en el espacio recién hacia la década de 1970. Una de las motivaciones de su nombre se debe a las observaciones directas de estos objetos, que permiten advertir una burbuja de masa atravesando la corona solar, una erupción solar que se manifiesta en la corona.

Las tormentas magnéticas terrestres (tormentas geomagnéticas, TG) son observadas desde hace mucho tiempo mediante magnetogramas que presentan mapas del comportamiento del campo magnético terrestre en regiones cercanas al ecuador. Las TG se caracterizan por producir depresiones en la componente paralela al eje terrestre del vector del campo geomagnético en las regiones ecuatoriales y están asociadas con la observación de brillantes auroras que a menudo se extienden más allá de las zonas polares. Desde el año 1957 se registran valores de un índice (*Dst*) que da una medida de la intensidad de la perturbación global del campo magnético en el ecuador terrestre. Las observaciones que permiten construir el índice *Dst* son realizadas con varios magnetómetros colocados en bajas latitudes sobre la superficie de la Tierra.

Una TG es la manifestación global de intensas modificaciones ocurridas en el sistema de corriente anular, que es un sistema de corriente eléctrica que rodea la Tierra como un anillo colocado encima del ecuador. Dependiendo de la orientación relativa entre el campo interplanetario y el geomagnético, durante el paso de un CME pueden producirse procesos de reconexión estacionaria, que conducen al ingreso de partículas desde el viento solar hacia la cavidad magnetosférica. Luego de permanecer provisoriamente almacenadas en una cavidad intermedia, en la parte nocturna de la magnetosfera, una fracción de las partículas que formaban parte del viento solar son inyectadas en el sistema de corriente anular y desencadenan una TG.

Aunque aún no están completamente establecidos los detalles de los mecanismos involucrados durante una TG, y está demostrado que las CMEs no son la única causa de las TG [Gonzalez et al., 1994], actualmente se cree que las CMEs son la principal causa de las TG más intensas.

El proceso físico por el cual se expulsan las CMEs es aún un problema abierto [Hundhausen, 1997]. Previo a las primeras observaciones *in situ* de las propiedades del plasma interplanetario, Parker había desarrollado un modelo para explicar las perturbaciones interplanetarias sugiriendo

una conexión directa entre las ondas de choque ocurridas en el viento solar y las fulguraciones solares. Debido a que las fulguraciones solares producen calentamientos en el plasma de la corona y que la velocidad del viento solar está directamente relacionada con la temperatura de la misma, Parker propuso que los "flares" producían incrementos en la tasa de expansión de ciertas partes del viento, y en consecuencia todas las líneas de campo magnético del viento solar permanecían abiertas hacia la heliosfera exterior. Con las primeras mediciones *in situ* se observó que las regiones asociadas con fuertes perturbaciones interplanetarias (i.e., regiones interplanetarias anómalas: configuración magnética diferente a la espiral de Parker, presencia de ondas de choque, etc.) poseen propiedades que contradicen la hipótesis de Parker. Estas regiones son frías, a menudo poseen gran abundancia de Helio doblemente ionizado y algunas contienen electrones supratérmicos moviéndose en los dos sentidos, paralelo y antiparalelo a lo largo de las líneas magnéticas. Esto último indicaría una configuración magnética cerrada (tipo plasmoide) o con ambos extremos anclados directamente en el Sol. A partir de estas observaciones se concluyó que la materia que compone las CMEs no forma parte del viento solar usual. Actualmente en la literatura se las continúa denominando *Coronal Mass Ejections*, aunque ha habido reclamos para que se las denomine *Eyecciones Solares*, u otros nombres similares. El origen de la denominación se debe en parte a la conjetura de Parker, y en parte a su observación visual cuando atraviesan la base de la corona. Actualmente hay fuertes indicios para pensar que el material frío que compone a las CMEs pertenecía a la cromósfera previamente a su expulsión. Se piensa que este material (plasma) se mantendría ligado al Sol mediante sus líneas de campo magnético, principalmente como consecuencia de fuerzas gravitatorias y magnéticas. Se cree que antes de ser expulsado flota a niveles coronales, y que su expulsión es consecuencia de cierto tipo de inestabilidades vinculadas con fenómenos de reconexión magnética. En la Figura 1 pueden observarse imágenes procesadas con la información adquirida por el coronógrafo de la Solar Maximum Mission, el 14 de abril de 1980.

Existe cierta correlación entre la observación de una CME y la de una fulguración solar. Una gran cantidad de veces, aunque no necesariamente siempre, se observan fulguraciones en el lapso de ±90 minutos respecto al momento de la eyección de una CME. En estos casos, las CMEs con mayor energía cinética están correlacionadas (débilmente) con las fulguraciones de mayor intensidad en el flujo de rayos X [Hundhausen, 1997].

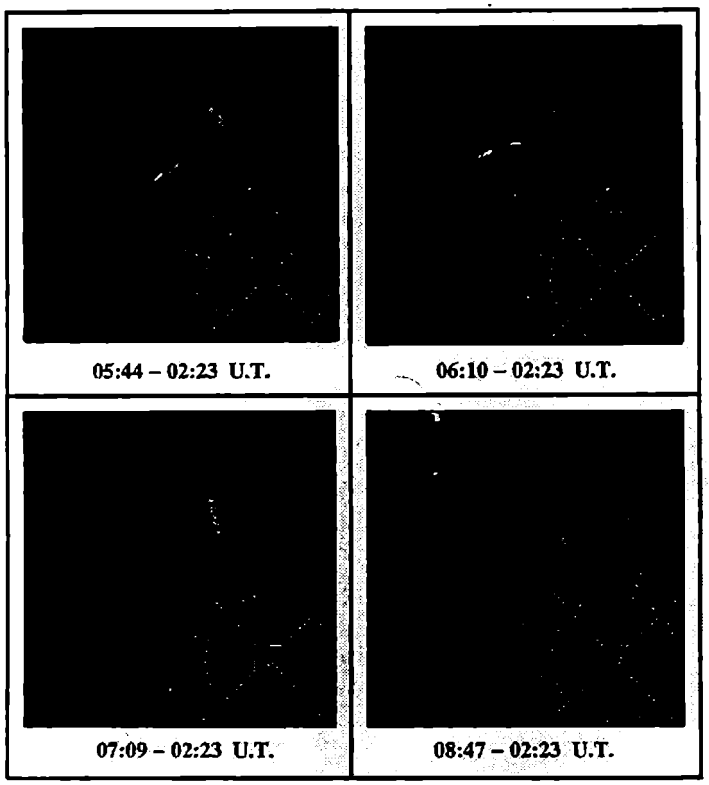


Figura 1: Cuatro imágenes diferencia entre la secuencia temporal tomada con el coronógrafo de la *Solar Maximum Mission* y una imagen simple pre-CME. Las imágenes corresponden a la CME observada el 14 de abril de 1980. Las diferencias positivas son mostradas con color rojo y naranja, las negativas con azul.
Figura tomada de [Hundhausen, 1997].

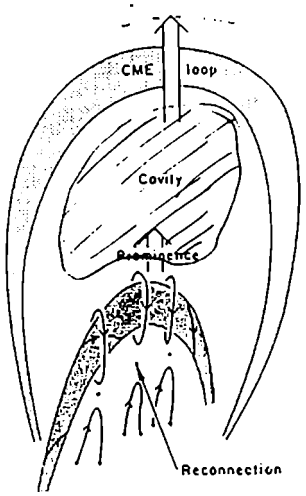


Figura 2: Posible estructura de una CME en el momento de su eyección en el Sol.

Se observa frecuentemente en el interior de muchas CMEs la aparición de tres sub-estructuras bien diferenciadas: un lazo exterior, una cavidad relativamente desprovista de material y una región fría más densa y muy enriquecida en Helio doblemente ionizado ($^4He^{++}$). Estas capas observadas *in situ* a ~1UA podrían corresponder a las tres estructuras (mostradas en la Figura 2) que suponen la mayoría de los modelos que intentan explicar los mecanismos de eyección de CME en el Sol.

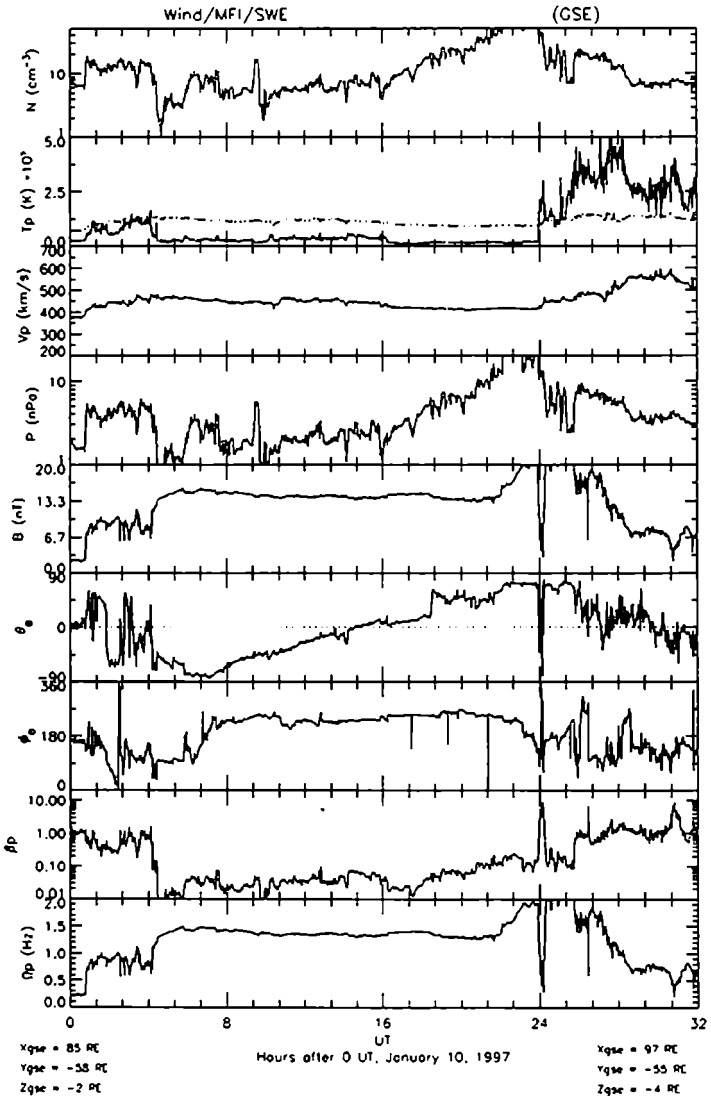


Figura 3: Observaciones *in situ* realizadas por la sonda Wind las 0UT del 10/1/97 y las 8UT del 11/1/97. De arriba hacia abajo se presentan la densidad (N), temperatura (T_p) y velocidad media (V_p) de protones, presión dinámica ($P=n_p m_p V^2$), módulo del campo magnético (B), latitud (θ_B) y longitud (ϕ_B) del vector magnético, beta de plasma de protones (β_p) y frecuencia de ciclotrón de protones (Ω_p).

En el frente de la estructura de las CMEs más rápidas, se forma un tapón de plasma con la acumulación del material que la CME va recogiendo a medida que avanza sobre el viento solar de fondo. El perfil temporal de la densidad de protones y de $^4He^{++}$, observada por el satélite Wind entre los días 9 y 12 de enero de 1997 (que corresponde al paso de una CME), es mostrado en las figuras 3 y 4. Allí puede verse que alrededor de la 1 AM (UT) del 10 de enero comienza a atravesar a Wind el tapón de plasma; hacia las 5 AM se produce un descenso tanto en la densidad de protones como en la de partículas alfa de este tapón (comienza a pasar la CME). Entre las 0 y 3 UT del 11 de enero Wind atraviesa una región con gran abundancia de $^4He^{++}$, la temperatura se mantiene baja y se incrementa la densidad de protones del gas. Entre la 1 y 2 UT se observa otro gran tapón de plasma "plasma plug" que alcanza 150-200 protones/cm^3 (fuera de la escala del panel superior de la Figura 3), uno de las más altas densidades jamás registradas. Una vez que finaliza de atravesar esta región fría y de gran densidad, la temperatura se incrementa rápidamente y luego se reestablecen las condiciones de viento asociadas con una estructura denominada *Corrotation Stream*.

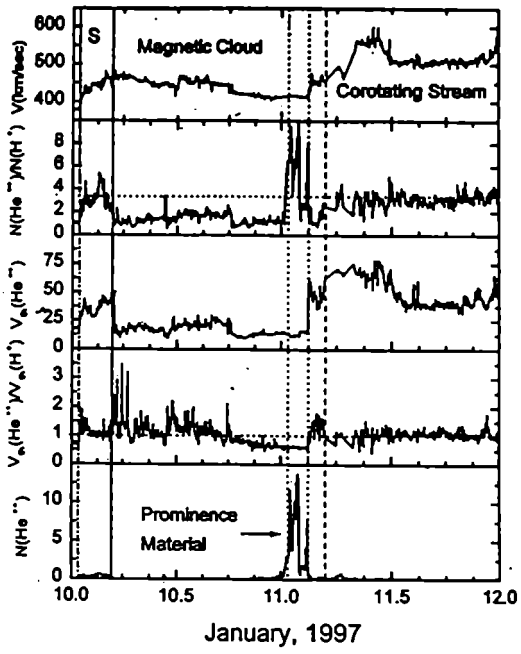


Figura 4: Observaciones de partículas alfa realizadas por Wind durante el pasaje de la nube magnética del 10-11 de enero de 1997. De arriba abajo se muestra la velocidad media de protones respecto a la sonda Wind, la abundancia de αs respecto a protones, la velocidad térmica de αs, la velocidad térmica de αs respecto a la de protones y la abundancia de αs. Figura tomada de [Burlaga et al., 1998a].

Aún no ha sido definitivamente establecido si al atravesar el espacio interplanetario a una distancia solar de 1 AU, las CMEs están o no magnéticamente conectadas al Sol. En estos objetos se observan flujos bidireccionales de iones y electrones de gran energía a lo largo de las líneas magnéticas. Estos flujos de partículas no son observados durante el paso de toda la CME sino con cierta intermitencia, incluso ha habido varias CMEs en las que no fue registrada la presencia de flujos bidireccionales, en la sección **7-2-3** se muestra resultados de nuestras observaciones que señalan la irregularidad del flujo bidireccional de electrones. Debido a la presencia de estos chorros de partículas energéticas que viajan a lo largo de las líneas magnéticas, pueden inferirse ciertas propiedades de la topología de las CMEs. Una posibilidad sería que la configuración magnética esté directamente conectada al Sol por ambos extremos, formando un gran lazo cuyo tamaño crece a medida que el frente de la CME se expande. Los flujos bidireccionales que se observan tendrían directo origen solar: los electrones, por ser más livianos que los iones, serían los testigos principales de las propiedades térmicas de los pies de esta estructura que estarían anclados al Sol. Otra posibilidad es que estas estructuras formen una especie de plasmoide interplanetario completamente desconectado del Sol (ver Figura 5).

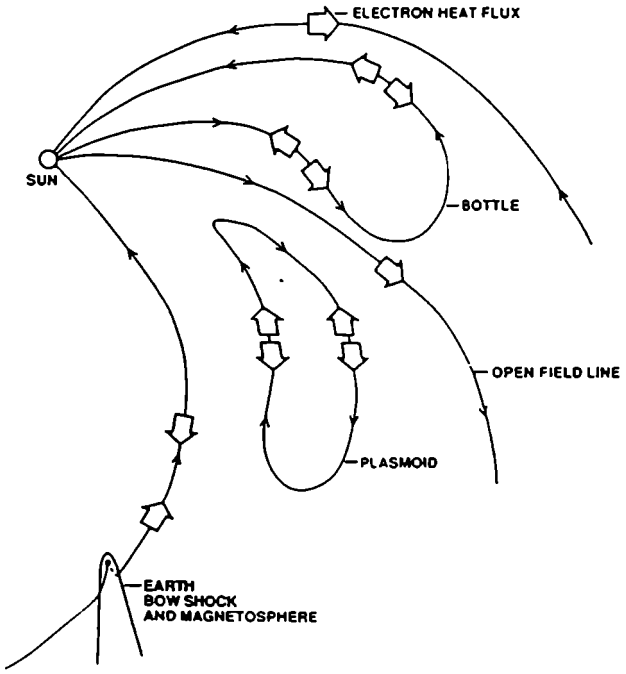


Figura 5: Esquema que representa los dos posibles tipos de estructuras en una CME.
Figura reproducida de Gosling [1990].

El rango de velocidades promedio (*bulk velocity*) con la cual avanzan estas nubes de plasma, está comprendido entre 50 km/s (en los eventos más lentos) y mayores a 1000 km/s en los más rápidos. El viento solar lento y rápido posee velocidades aproximadas a los 300-400 km/s y 700-900 km/s, respectivamente. Frecuentemente una CME rápida genera una onda de choque, que la precede en su avance a través del viento solar. En la Figura 6 se muestra un esquema idealizado de una onda de choque producida por una CME rápida antes de pasar por la Tierra.

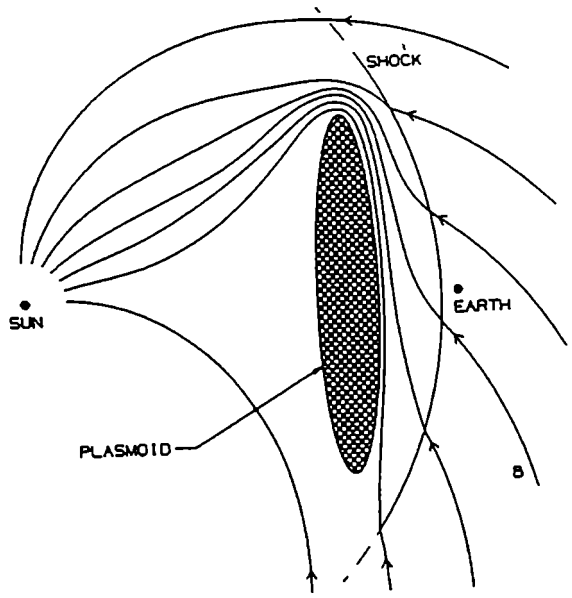


Figura 6: Esquema que representa una posible CME rápida antes de arribar a la Tierra. Ésta conduce una onda de choque que la precede. Figura reproducida de Gosling [1990].

5-1 Nubes magnéticas interplanetarias

Existe un subconjunto de CMEs que posee considerable homogeneidad en sus propiedades, se denominan 'nubes magnéticas interplanetarias' (*Interplanetary Magnetic clouds*, IMCs).

Las IMC poseen tres propiedades que las caracterizan [Burlaga et al., 1981; Burlaga, 1991; Burlaga, 1995; Osherovich and Burlaga, 1997]: a) la intensidad del campo magnético en estos objetos es mucho más grande que en el viento solar. b) el vector magnético desarrolla una gran rotación suave y lenta a través de su estructura, apartándose completamente de la dirección que corresponde a la espiral de Parker. Visto por un observador heliosférico estacionario, el comportamiento del vector magnético es más ordenado que en el resto de las CMEs y su rotación ocurre típicamente durante un día. c) la temperatura de los protones es muy baja.

En contraposición a las CMEs, cuyas propiedades son orientativas, una estructura interplanetaria será considerada IMC sólo si satisface sus tres propiedades concomitantes mencionadas en el párrafo previo. En períodos cercanos al mínimo aproximadamente la mitad de las Halo-CMEs son nubes magnéticas (ver sección **7-2-1**).

Dada la gran intensidad magnética y la baja temperatura de protones en las IMC, el valor de su beta de plasma de protones es generalmente menor que la unidad, típicamente se tiene un beta medio de protones $\beta_p<0.2$ (la presión magnética domina a la presión cinética de protones). Sin embargo a veces, en la parte final del cruce de una nube magnética por una sonda, se miden β_p de hasta 0.4 por varias horas [Farrugia et al., 1998b].

Una propiedad frecuentemente observada en las IMC es la irregularidad en la abundancia de partículas alfa, con regiones con una gran concentración respecto a la densidad de protones ($\eta_\alpha=n_\alpha/n_p>>0.04$) típica del viento solar (~2-4%). No es infrecuente encontrar IMCs conteniendo abundancia de He^{2+} del 15% (η_α~0.15) [Galvin et al., 1987].

Otra característica observada en IMC es la gran anisotropía térmica negativa de protones. Se observa repetidamente que la temperatura de protones paralela al campo magnético es mayor que la temperatura perpendicular ($T_{p,//}>>T_{p,\perp}$). El cociente de temperaturas puede alcanzar valores elevados como en la nube observada durante el 29 de septiembre de 1978 [Galvin et al. 1987], donde por momentos $T_{p,//}/T_{p,\perp}$~10.

Mientras que en el viento solar generalmente T_e~T_p, en el interior de las IMC se observa que $T_e>>T_p$ (se han observado regiones de algunas nubes con T_e~$10T_p$ [Osherovich et al., 1993]). En la capa de plasma que rodea la estructura de la IMC se registra la condición opuesta $T_e<<T_p$, por ejemplo en la "*plasma depletion layer*" formada en el frente de la nube [Farrugia et al., 1997]. La temperatura electrónica aumenta cerca de un factor 8 cerca del eje de simetría de la nube, lugar donde también se hace máxima la intensidad del campo magnético. Dado entonces que la temperatura electrónica es generalmente mucho mayor que la temperatura de protones, la presión cinética de los electrones desempeña el papel dominante en la dinámica global de estos plasmoides. A pesar de que el valor del beta total del plasma es bajo, no tiene un valor tan bajo como el de protones y β~$8\pi n_e T_e/B^2>>\beta_p$.

Las IMC poseen una estructura magnética local altamente ordenada, con líneas de campo formando una familia de hélices con geometría *flux rope* con simetría cilíndrica. Dado que β es pequeño, su estructura puede aproximarse localmente con un modelo magnetohidrodinámico (MHD) lineal libre de fuerzas, *force-free* con α constante (i.e., $\mathbf{J}_x\mathbf{B}=0$, $\nabla_x\mathbf{B}=\alpha\mathbf{B}$). Estas soluciones, halladas por primera vez en [Lundquist, 1950], han sido comparadas con éxito con observaciones

del campo magnético, tanto cualitativamente [Burlaga, 1988] como cuantitativamente [Lepping et al., 1990]. Mediante comparaciones cuantitativas puede ser encontrada con gran precisión la orientación del eje de la estructura cilíndrica alrededor de la cual se enroscan las líneas magnéticas.

La presión magnética dentro de una IMC es mayor que la de su entorno. Como consecuencia del gradiente en la presión magnética, a medida que se aleja del sol la nube se expande. Estas nubes de plasma tienen un tamaño típico de 10^8 km y una velocidad típica de 450 km/s, es decir que tardan aproximadamente un día en pasar a través de un observador estacionario respecto del sistema solar. Un modelo para la evolución magnetohidrodinámica ha sido recientemente estudiado [Osherovich et al., 1995]. En este trabajo la dinámica de la expansión radial de las nubes es estudiada en el marco de la MHD ideal. Las nubes se modelan con hélices de flujo magnético con simetría cilíndrica y son consideradas configuraciones en expansión autosimilar de una configuración inicial *force-free*. La topología básica es la de un tubo de flujo magnético con geometría local cilíndrica.

Otras estructuras magnéticas interplanetarias, que perturban la configuración de viento solar subyacente con la espiral de Parker, han sido identificadas con simetría localmente cilíndrica. Por ejemplo en [Farrugia et al., 1999] ha sido señalada una estructura con paso (*twist*) de líneas de campo constante. Este tipo de estructura ha sido modelada y comparada con éxito con la solución *force-free* de Gold (*Gold tube*) en la que α no es constante.

Existen al menos dos razones importantes para estudiar en detalle a las IMC. Una de ellas radica en la regularidad de gran escala de estos objetos, esta característica las convierte en las perturbaciones interplanetarias más tratables. El otro gran motivo está vinculado con la interacción Sol-tierra. Mientras que la intensidad del campo magnético del viento solar es débil, en las IMC en comparación es muy intenso y a menudo su dirección permanece sur ($B_z<0$ en coordenadas geomagnéticas) por muchas horas al pasar por la magnetosfera terrestre. Perturbaciones con gran componente sur del campo magnético interplanetario permiten reconexión de líneas magnéticas con el campo magnético terrestre [Dungey, 1961] y por lo tanto las IMC son generalmente muy geoefectivas, produciendo tormentas geomagnéticas y perturbaciones importantes en toda la magnetosfera.

La función de distribución (fdd) de electrones en nubes magnéticas ha sido estudiada por [Sittler and Burlaga, 1998]. En este estudio se ha mostrado un caso en el que la fdd puede ser modelada con tres componentes, una componente *core* y dos o más componentes *halo*. Mientras que la componente del *core* está fría y es la más abundante, las componentes *halo* son menos abundantes y están más calientes (i.e., la fdd genera colas supratérmicas con decaimiento exponencial). Dentro de la IMC la densidad de la componente total del *halo* puede alcanzar el 20% de la densidad electrónica. Durante las observaciones llevadas cabo en altas latitudes heliocéntricas

a varias unidades astronómicas, la misión Ulyses observó casos en los que la presión del *halo* alcanza el 50% de la presión total de electrones [Fainberg et al., 1996].

Sin embargo la fdd de electrones está aún en actual revisión incluso para el viento solar rápido, uno de los escenarios interplanetarios más estudiado. Recientemente [Fitzenreiter et al., 1998] han sostenido que una mejor aproximación de la fdd de los electrones en el viento solar rápido debería considerar tres componentes: *core*, *halo* y *superhalo* (este último grupo de electrones con energías mayores a 2 keV).

5-2 Propiedades cinéticas de las eyecciones de masa coronal que afectan la excitación de ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas. Parámetros de referencia

Mientras que muchas propiedades térmicas de protones han sido estudiadas desde los primeros registros de las CMEs mediante observaciones *in situ* [e.g., Gosling et al., 1981], las propiedades electrónicas han sido menos estudiadas [e.g., Gosling et al., 1987]. Sin embargo ciertos aspectos de la función de distribución de electrones han sido caracterizados con detalle suficiente como para comenzar a realizar un estudio de las EICWs dextrógiras. Las partículas alfa, la especie iónica minoritaria más importante, cuya influencia sobre la relación de dispersión de las EICW es considerada, han sido en cambio muy poco estudiadas. Para una revisión actual y más detallada de las propiedades del plasma y del campo magnético en las CMEs ver [Neugebauer and Goldstein, 1997] y las referencias allí citadas.

La frecuente presencia de anisotropía negativa en los protones de las CMEs ($A_p=T_{//,p}/T_{\perp,p}-1<0$), permite predecir que las propiedades del espectro de potencia de ondas es diferentes a aquellas encontradas en el viento solar rápido desde el Sol hasta ~1AU. Por ejemplo la posible excitación de ondas dextrógiras en la banda próxima a la frecuencia de ciclotrón de protones (estable en viento solar rápido).

Debido al sentido del giro de ciclotrón de los iones, éstos resuenan generalmente con las ondas circulares con polarización izquierda, sin embargo aquellos iones que viajen más rápido que una onda dextrógira, la verán como si fuera levógira como consecuencia del corrimiento Doppler. De esta forma, mediante el mecanismo de resonancia anómala, los iones resuenan con las ondas dextrógiras como se ha explicado en la sección **4-1**. Por otro lado las propiedades electrónicas también serán importantes para el estudio de la actividad de las EICWs, ya que sus propiedades afectan las condiciones de resonancia iónica en forma indirecta, modificando la velocidad de fase de las ondas.

Las CMEs forman un conjunto muy heterogéneo que, sin embargo, frecuentemente tiene algunas propiedades en común. Si se tienen en cuenta sus propiedades cinéticas, observadas durante su paso

a través de sondas espaciales interplanetarias es posible realizar un estudio para definir valores típicos para los parámetros físicos de los que depende la relación de dispersión de las ondas.

Para llevar a cabo este estudio se toma un caso base ideal, con parámetros típicos de referencia, y se van variando sobre él algunas de estas propiedades, imitando la variabilidad observada en estos objetos. La relación de dispersión para las EICW contiene un conjunto de parámetros que representan las condiciones físicas promedio de la configuración estudiada. En el caso de un plasmas formado por protones, partículas alfa y electrones, en el cual las tres especies tienen función de distribución bi-Maxwelliana, los parámetros claves son: el beta medio de protones (β_p), la anisotropía térmica de protones (A_p), la abundancia de partículas alfa con respecto a protones ($\eta_\alpha=n_\alpha/n_p$), el cociente entre la temperatura de partículas alfa y la de protones (T_α/T_p), la anisotropía térmica de partículas alfa (A_α), el cociente la temperatura de los electrones (T_e/T_p) y la anisotropía térmica de electrones (A_e). Dado que en las CMEs pueden existir flujos bidireccionales de electrones (BE) y de protones (BP) supratérmicos, habrá también sendos conjuntos de parámetros para representar las propiedades de estos grupos de partículas. Resumiendo habrá un conjunto {β_p, A_p, BP, η_α, T_α/T_p, A_α, T_e/T_p, A_e, BE} que será necesario especificar para determinar las condiciones de actividad de las EICWs. Aunque a primera vista podría parecer que para el estudio de la actividad de estas ondas son más importantes las propiedades de los iones que las de los electrones, ya que el mecanismo físico de la inestabilidad radica en la resonancia entre los iones y la onda, se debe en cambio poner especial cuidado al modelar a los electrones, en especial en las IMC, ya que éstos tienen mayor temperatura que los protones ($T_e>>T_p$) [Sittler and Burlaga, 1998] y pueden afectar la parte real de la relación de dispersión, modificando considerablemente la velocidad de fase de la onda (ver sección **2-5**, efecto 'fire-hose').

A continuación son comentados y descriptos los valores típicos de referencia para los parámetros físicos empleados para estudiar la actividad de las EICWs en CMEs, así como también los rangos en que es interesante variarlos.

a) Beta de protones. A una distancia aproximada de 1 UA respecto del Sol, las CMEs son configuraciones que frecuentemente tienen menor temperatura de protones que la del viento solar ambiente (ver e.g., [Gosling et al., 1973]; [Richardson and Cane, 1995] y referencias incluidas allí). Aunque debido a la baja temperatura de protones generalmente los valores de β_p en CMEs no son tan altos como aquellos que se observan en el viento solar entre 0.3 y 1 UA, en ciertas regiones altas densidades de partículas permiten valores β_p~-0.4-0.5 o mayores. En las nubes magnéticas interplanetarias, debido la presencia de fuertes campos magnéticos, se esperan valores de β_p menores que en el resto de las CMEs. Este parámetro es muy importante para el desarrollo de la inestabilidad de las EICWs y las tasas de crecimiento de las ondas son despreciables, sin que pueda

influir en el resto de los parámetros, cuando el valor de β_p es muy bajo (β_p~0.01 o menor). Una posible configuración base podría ser β_p=0.4 (o β_p=0.5) y otros casos interesantes pueden obtenerse si se varía β_p entre 0.1 y 0.7. Aunque la mayoría de las CMEs no tienen β_p altos, en la clasificación estadística de Gosling et al. [1987] se encontró que el 40% de las CMEs tiene un beta de protones $0.25<\beta_p<1$. Para el caso de las nubes magnéticas interplanetarias β_p~0.1 puede representar un valor típico.

b) Anisotropía de protones. Para el desarrollo de actividad de EICWs, el parámetro crucial no es tanto el beta promedio, cuanto el beta paralelo al campo magnético que depende también de la anisotropía, $\beta_{p//}=3\beta_p/(2A_p+3)$. Para un beta promedio dado, una anisotropía negativa, i.e., temperatura de iones paralela al campo magnético mayor que la temperatura perpendicular ($A=T_\perp/T_{//}-1<0$), incrementará el valor del beta paralelo.

Gosling et al. [1987] mostraron que en la mayoría de las CMEs la anisotropía térmica de protones es negativa con $T_{p//}/T_{p\perp}$ entre $T_{p//}/T_{p\perp}=1$ (caso isótropo) y $T_{p//}/T_{p\perp}=5$. Para nuestra configuración de base hemos elegido el valor A_p=-2/3 (que corresponde a $T_{p//}/T_{p\perp}=3$). En casos excepcionales se han observado nubes magnéticas con $T_{p//}/T_{p\perp}$~10 [Galvin et al. 1987], como se mencionó en las secciones precedentes.

c) Densidad de H_{e4}^{++} relativa a protones. La proporción de partículas alfa (H_{e4}^{++}) respecto a los protones (n_α/n_p) en CMEs es muy diferente al 2-4% observado habitualmente en el viento solar [Schwenn, 1990]. La abundancia de αs es muy variable, variando entre 1% y más del 20% [Gosling et al. 1987]; para una reseña actual acerca de la presencia de iones minoritarios en CMEs ver [Galvin, 1997].

La tendencia es $n_\alpha/n_p>4\%$ y este aumento en la concentración de H_{e4}^{++} probablemente se debe al origen cromosférico del material que forma las CMEs. Valores promedio muy altos (η_α=0.11) han sido señalados por ejemplo en Galvin [1987] en la CME que pasó por la Tierra entre el 28 y 29 de septiembre de 1978. También han sido observadas regiones dentro de CMEs con valores η_α~0.15 o mayores [Borrini et al., 1982].

Un posible valor de referencia puede ser η_α=0.08, y considerar variaciones respecto de este valor entre 0 (sin partículas alfa) y 0.15 (15%).

d) Temperatura de partículas alfa. En viento solar se encuentra que las velocidades térmicas de protones y de partículas alfa son aproximadamente similares, lo cual corresponde a T_α=2-4T_p. Otros iones minoritarios, s, tienen velocidades térmicas muy parecidas a la de los protones $T_s=T_p\ m_s/m_p$. Aunque aún no se han realizado estudios detallados sobre esta relación de temperaturas en CMEs, frecuentemente se observa la típica relación de masas ($T_\alpha \approx 4T_p$), sin embargo significativas

desviaciones respecto de este valor han sido señaladas [Burlaga et al., 1998], pasando por valores menores, $T_\alpha \approx T_p$, hasta alcanzar por momentos valores $T_\alpha \approx 16 T_p$.

Aquí se supondrá $T_\alpha = 4T_p$ para la configuración base y se permite variar entre $T_\alpha/T_p=1$ y $T_\alpha/T_p=16$. Fijando el cociente entre temperatura de protones y de αs, queda determinado el beta medio de αs, $\beta_\alpha = \beta_p . T_\alpha / (4T_p)$.

e) Anisotropía de partículas alfa. Dado que hay muy pocos estudios acerca de la anisotropía de las partículas alfa, se considerará a ésta cercana a la de protones ($A_p \sim A_\alpha$), asumiendo que el mismo mecanismo o proceso físico que genera la anisotropía en los protones (presumiblemente conservación del momento magnético) afecta en igual forma a los iones H_{e4}^{++}. Fijando la anisotropía de αs queda entonces $\beta_{\alpha//} = 3\beta_\alpha / (2 A_\alpha + 3)$.

f) La temperatura de electrones. La temperatura de electrones T_e es frecuentemente mayor que la temperatura de protones T_p. Ocasionalmente en algunas regiones, en especial en las nubes magnéticas, T_e puede ser mucho mayor que T_p (alcanzando $T_e/T_p \sim 7\text{-}10$), [Osherovich et al., 1993; Sittler and Burlaga, 1998]. Incluso en un estudio estadístico reciente [Richardson et al., 1997] ha sido sugerido que para identificar CMEs, $T_e/T_p > 2$ podría ser un mejor criterio que el propuesto por estudios de hace ~20 años, donde se asociaba a estos objetos con bajas temperaturas de electrones. En el trabajo citado ha sido señalado un caso con $T_e/T_p \sim 7$ a 1UA. En un estudio llevado a cabo con datos de Voyager, ISEE3 y Ulysses [Sittler and Burlaga, 1998] se informa acerca de nubes magnéticas con $T_e/T_p \sim 5\text{-}7$ a distancias ~1-5UA.

Para representar condiciones típicas de CMEs podemos elegir $T_e/T_p \sim 3\text{-}5$, sin embargo para el caso especial de las nubes utilizaremos valores $T_e/T_p \sim 7\text{-}10$.

g) Anisotropía electrónica. Para los electrones la temperatura paralela al campo magnético es generalmente mayor que la perpendicular en la mayoría de las CMEs (i.e., anisotropía negativa, $A_e = T_{\perp e}/T_{//e} - 1 < 0$ [Gosling et al., 1987; Pillip et al., 1987]). Sin embargo la anisotropía térmica de electrones es más moderada que la de protones; el estudio estadístico presentado en [Gosling et al., 1987] es consistente con $T_e^{//}/T_e^{\perp} \sim \frac{1}{2} T_p^{//}/T_p^{\perp}$.

Elegimos un caso base con $T_{e//}/T_{e\perp} = 2$ ($A_e = -0.5$), aunque también se inspeccionarán casos de mayor $|A_e|$ con fines de curiosidad científica (propiedades de EICWs en el espacio de parámetros) y/o posibles CMEs con condiciones extremas.

h) Flujos bidireccionales de protones: La presencia de flujos bidireccionales (a lo largo de las líneas de campo) de protones supratérmicos (BP) con energías entre algunos KeVs y hasta ~1MeV [Mardsen et al., 1987; Galvin et al., 1987] ha sido observada en CMEs.

Algunas características de la función de distribución (fdd) de los protones de las CMEs que son precedidas por una onda de choque se han identificado en [Gosling et al., 1981]. En aquel estudio se ha mostrado que mientras que en bajas energías (E menor que algunos KeVs) la fdd tiene un comportamiento Maxwelliano, para grandes energías (E mayor que algunos KeVs y menor que algunos MeVs) puede existir una cola no Maxwelliana, con decaimiento de potencia (función Kappa) entre $f(E)\sim E^{-2.4}$ y $f(E)\sim E^{-5.7}$.

El modelado que realizamos en esta tesis para representar al flujo bidireccional de protones (BP) vincula la presencia de colas de alta energía con decaimiento de potencia en la función de distribución en la dirección paralela a $\mathbf{B_0}$. Se agrega una especie minoritaria de protones con fdd como la ecuación (2-4.22), con lo cual se obtienen términos adicionales a la relación de dispersión como en (2-4.23). Los parámetros que agregan estos nuevos términos son: $\{\eta_{p\kappa}=n_{p\kappa}/n_p,\ T_{p\kappa}/T_p,\ A_{p\kappa}=T_{p\kappa\perp}/T_{p\kappa//}-1\}$ con n_p y T_p la densidad y temperatura de los protones mayoritarios (bi-Maxwellianos), ver sección **2-4**. Para el caso base, la abundancia relativa de este grupo de protones supratérmicos respecto a los protones mayoritarios, es de $\eta_{p\kappa}=0.1$ (10%), este valor puede ser estimado de una de las fdd estudiadas en [Gosling et al., 1981]. Para representar un decaimiento de potencias típico $f(E)\sim E^{-3}$ similar a los exponentes observados se elige $\kappa=3$, fijo por simplicidad en todos los casos examinados aquí. Con este valor de κ se tendrá $T_{p\kappa}/T_p=2$ para tener igual velocidad térmica (θ) en la componente bi-Maxwelliana y en la componente supratérmica. Para las anisotropías térmicas de la componente supratérmica no han sido realizados estudiados con observaciones por lo que se supondrá $A_{p\kappa}=A_p$, a falta de mejor información.

i) Flujos bidireccionales de electrones: Existen intensos flujos bidireccionales (a lo largo de las líneas de campo) de electrones supratérmicos en un rango de energías mayores que 80 eVs y hasta varios KeVs [Gosling et al., 1987; Pillip et al., 1987]. Este fenómeno es llamado 'Bidirectional Electron heat flux' (BE) ya que la fdd de los electrones tiene primer momento nulo y tercer momento distinto de cero; son fdd similares a las de los electrones tipo 'heat flux' que se observan en viento solar, pero mientras en este último los electrones escapan del Sol, el flujo en los BE es en ambas direcciones (paralela y antiparalela) del campo magnético.

Dado que la corona solar está mucho más caliente que el espacio interestelar, sobre las líneas de campo abiertas del viento solar rápido existe un flujo de electrones supratérmicos que salen del sol (flujo unidireccional con fdd 'heat flux') y avanzan decenas de AU casi sin colisiones. Por el contrario, sobre líneas de campo cerradas con ambos extremos conectados a la corona, se espera un flujo bidireccional del electrones (efecto de espejo magnético). La presencia de este tipo de flujo podría ser consistente también con un estructuras magnéticas de las CMEs completamente aislada del Sol.

Existen ya algunos estudios preliminares que caracterizan algunas propiedades de la función de distribución de los electrones en nubes magnéticas. La fdd posee una componente Maxwelliana fría llamada núcleo (*core*) y una o varias componentes cada una de las cuales se denomina *halo*[1]. La abundancia de la componente *halo* es mucho menor que la componente principal *core* (ver [Sittler and Burlaga, 1998]).

Debido a que los estudios experimentales de la fdd de los electrones se encuentran apenas en sus comienzos, hemos explorado dos posibles variantes para representar el BE: i) una componente *halo* representada con una fdd con alas no Maxwellianas y ii) dos grupos (*beams*) de electrones bi-Maxwellianos cada uno de ellos viajando opuesto al otro a lo largo de $\mathbf{B_0}$.

i) La fdd del grupo de electrones del *halo* se propone Maxwelliana en la velocidad perpendicular (a $\mathbf{B_0}$) y con decaimiento de potencias (un *halo* κappa paralelo) en la componente paralela. La influencia de esta variante sobre la relación de dispersión de las EICWs tiene también un interés puramente científico puesto que no hay investigaciones de este efecto en la literatura de ondas en plasmas. Para ello se ha introducido una componente adicional de electrones que tienen una fdd como en (22). En este caso se necesitará un conjunto adicional de parámetros, $\{\eta_{e\kappa}=n_{e\kappa}/n_p,\ T_{e\kappa}/T_p,\ A_{e\kappa}\}$. Los valores de los parámetros elegidos para un caso base han sido $\eta_{e\kappa}=0.1$, $T_{e\kappa}/T_p=12$, $A_{e\kappa}=-0.86$ ($T_{e\kappa//}/T_{e\kappa\perp}=7$).

ii) Dos componentes *halo* bi-Maxwellianos muy calientes, con valores de anisótropía térmica cercana a −1. Esto es con el fin de representar la casi perfecta alineación de estos electrones con las líneas de campo magnético observada [Pillip et al., 1987]). Además, nuestro modelo de BE incluye la posibilidad de tener una velocidad diferencial a lo largo de la línea de campo magnético (*drift*), un haz de electrones se desplaza paralelo a $\mathbf{B_0}$ y el otro antiparalelo. Para introducir las propiedades de este *halo* en la relación de dispersión de las EICWs se requieren los parámetros $\{\eta_{eh}=n_{eh}/n_p,\ T_{eh}/T_p,\ A_{eh},\ U_{eh}\}$. Para un caso base, la abundancia η_{eh} se elige $\eta_{eh}=0.01$ (1%).

El estudio de la fdd realizado en [Sittler and Burlaga, 1998] sugiere elegir para un caso de referencia correspondiente a IMC T_{eh}/T_{ec}=20-50 (donde T_{ec} es la temperatura de los electrones del grupo mayoritario, *core*) de donde resulta T_{eh}/T_p=140-200 si se tiene en cuenta el valor medio obtenido en [Sittler and Burlaga, 1998] para IMC, T_e/T_p~7. Para caracterizar las CMEs en general, conviene elegir valores más moderados, por ejemplo $T_{eh}/T_{ec}=10$ y $T_{eh}/T_p=30$, considerando T_e/T_p~3.

Dada la gran alineación de estas partículas con $\mathbf{B_0}$, la anisotropía térmica del caso base será tal que $T_{eh//}/T_{eh\perp}=10$ (A_{eh}=-0.9). Para U_{eh} se eligen valores entre 0 y 50. Es importante notar que los

[1] No confundir la componente *halo* de las fdd de los electrones con los eventos Halo-CMEs que son eyecciones solares que se observan en todo el disco solar.

valores más bajos de β_p (valores que generalmente pueden corresponderse con objetos IMCs) estarán asociados a valores más grandes de T_{ch}/T_p y viceversa.

Es necesario destacar que dada la heterogeneidad de este conjunto de objetos, sólo unas pocas CMEs poseen la totalidad de estas propiedades y posiblemente sólo en dominios parciales de una dada CME. Cada CME es un objeto único y su evolución en el espacio interplanetario depende no solo su estado inicial sino también de las condiciones del ambiente en el cual se propaga.

Las propiedades térmicas resumidas en esta sección definen el escenario de parámetros en el cual nos proponemos estudiar la posibilidad de emisiones de EICWs dextrógiras.

6 Actividad de Ondas Electromagnéticas Iónicas Ciclotrónicas Dextrógiras en Eyecciones de Masa Coronal: Resultados Teóricos.

En este capítulo se desarrolla un estudio sistemático de los efectos que tienen las propiedades de las CMEs sobre la inestabilidad de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas de polarización derecha, así como las condiciones necesarias para su desarrollo.

La relación de dispersión de las EICWs depende de las propiedades de las CMEs a través del conjunto de parámetros discutidos en el capítulo anterior. En las secciones siguientes se estudia la influencia que tienen los parámetros especificados **5.2** sobre las propiedades de la inestabilidad. Se investigan distintos escenarios de parámetros de acuerdo con los casos de referencia seleccionados y a otros casos que se apartan ligeramente de los primeros. Estos últimos pueden representar la falta de regularidad de las propiedades físicas de las CMEs.

Se determinan las condiciones necesarias para el desarrollo de la inestabilidad. Para cada uno de los escenarios inspeccionados se resuelve la relación de dispersión exacta y se establecen los rangos de inestabilidad y de amortiguamiento, así como también las tasas correspondientes. Se calculan configuraciones "frontera" que separan regiones estables e inestables en el espacio de los parámetros de los que depende la inestabilidad de las ondas.

Se efectúan estudios para examinar la sensibilidad que tienen los principales parámetros para modificar las condiciones de la inestabilidad de las ondas, i.e., cuán sensible son las tasas de crecimiento y los rangos de frecuencias inestables frente a variaciones de los parámetros principales.

Las soluciones se calculan resolviendo la relación de dispersión exacta, para lo cual hemos desarrollado varios códigos que calculan la función error de argumento complejo utilizando cuadraturas, para evaluar la función de dispersión del plasma, $Z(\zeta)$, y las funciones racionales $Z_n(\zeta)$.

Para obtener la frecuencia compleja ($\omega=\omega_r+i\gamma$) de la relación de dispersión se fijan primero todos los parámetros y se proveen valores para el número de onda k. Mediante el código numérico se resuelve luego la relación de dispersión para cada uno de estos valores de k.

6-1 Eyecciones de masa coronal con electrones isótropos

En esta sección se investigan aquellas CMEs cuyos electrones son aproximadamente isótropos. El objetivo del estudio es tanto conocer la tendencia a la actividad de ondas EICWs en estos objetos cuanto describir acabadamente un punto de referencia teórico simple, para luego ir agregando diferentes tipos de complejidad en los parámetros físicos y comprender sus efectos por comparación con la configuración básica.

Aquí se consideran electrones isótropos con funciones de distribución de equilibrio Maxwellianas y funciones de distribución de equilibrio iónicas Bi-Maxwellianas para protones y para H_{e4}^{++}. Se toma como caso de referencia el conjunto de parámetros: β_p=0.4, A_p=-2/3 ($T_{p,//}/T_{p,\perp}$=3), η_α=0.08, T_α/T_p=4, A_α=A_p (=-2/3). Fijando la anisotropía térmica de las partículas alfa y el cociente T_α/T_p, queda definido el valor del beta paralelo de αs, $\beta_{\alpha//}$=$3\beta_\alpha/(2A_\alpha+3)$. Es importante destacar que dado que los electrones son isótropos, la temperatura electrónica (y en consecuencia el cociente T_e/T_p) no influye sobre la inestabilidad.

Los resultados presentados en esta sección se obtuvieron realizando corridas del código numérico que resuelve la relación de dispersión (2-16) con A_e=0, para el caso base elegido y para casos con variaciones de sus parámetros. En las figuras 1-6 se ilustran los resultados obtenidos.

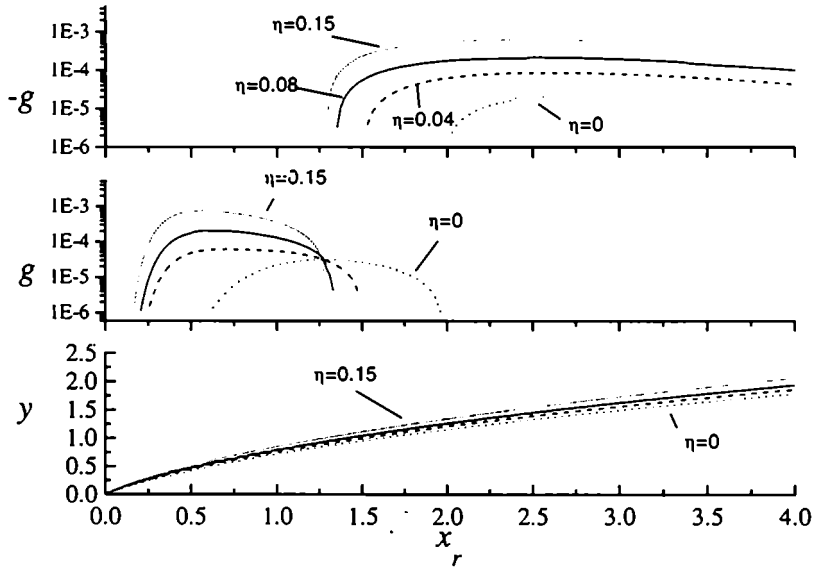


Figura 1: Tasa de absorción (-g), tasa de crecimiento (g) y número de onda (y) sin dimensiones, versus la frecuencia sin dimensiones (x_r). Dependencia sobre la abundancia de partículas alfa: variaciones de η_α (con β_p=0.4, A_p=A_α=-2/3, T_α/T_p=4, A_e=0 constantes).

Los tres paneles de la Figura 1 muestran, de arriba hacia abajo, la tasa de amortiguación, la tasa de crecimiento y el número de onda, en función de la frecuencia (todas ellas en unidades sin dimensiones). Las tasas de emisión y absorción (γ>0 y γ<0) y la frecuencia (ω_r) están presentadas en unidades de la frecuencia de ciclotrón de protones ($g=\gamma/\Omega_p$ y $x_r=\omega_r/\Omega_p$). La longitud (λ) del número de onda (k) está medida en unidades de la longitud de Larmor (i.e., radio de giro de ciclotrón, r_L) que en el caso de la propagación paralela a $\mathbf{B_0}$ considerada en esta tesis, corresponde a la distancia recorrida por un protón que viaja en dirección paralela a $\mathbf{B_0}$ con velocidad $v_{//}=V_A$ (V_A es

la velocidad de Alfvén de protones, es decir que $V_A^2=|\mathbf{B}_0|^2/4\pi m_p n_p$), en un tiempo igual a $1/\Omega_p$; esto es un número de onda y son dimensiones $y=2\pi\,(\lambda/r_L)^{-1}=kV_A/\Omega_p$.

Del panel inferior se puede estimar la velocidad de fase de la onda en unidades de V_A, $v_f(x_r)=\omega/k=V_A x_r/y$, como la inversa de la pendiente de la recta que une el origen de coordenadas y el punto de la curva que corresponde a la frecuencia de interés (x_r).

La Figura 1 muestra 4 curvas que corresponden variaciones de la abundancia de partículas alfa (η_α). Se muestran el caso base (η_α=0.08), un caso con gran abundancia de αs (η_α=0.15), un caso con abundancias bajas típicas del viento solar (η_α=0.04) y un caso sin partículas alfa (η_α=0).

Recorriendo el eje de frecuencias en forma creciente desde x_r=0 puede observarse en los cuatro casos una banda estable (frecuencias reales) en muy bajas frecuencias[1]. Este es el rango de las ondas magnetosónicas de propagación paralela, ondas que viajan con dispersión muy pequeña y sin absorción. Al finalizar esta región estable puede apreciarse un rango inestable cuyas tasas de crecimiento y cuyo intervalo de frecuencias cambia al variar la abundancia de H_{e4}^{++}. Esta es la banda de inestabilidad resonante de las ondas de polarización derecha. Luego, abruptamente, aparece una región de absorción que continúa hacia frecuencias más allá de $4\Omega_p$, valor extremo de la Figura 1. El cambio entre el rango de frecuencias con absorción y el rango inestable se produce en la frecuencia límite x^*, estudiada en los capítulos **3** y **4**. En frecuencias ligeramente menores a x^* hay ondas inestables, mientras que en frecuencias ligeramente mayores a x^* hay ondas amortiguadas.

Un incremento en la proporción de partículas alfa en las CMEs produce el desplazamiento de los intervalos inestables y amortiguados hacia frecuencias más bajas, con significativos aumentos en las tasas correspondientes. Basta una pequeña abundancia de partículas alfa para aumentar la inercia de las ondulaciones, y producir entonces una disminución de su velocidad de fase. Recordemos que debido a que m_α/m_p=4, un 15% de abundancia relativa de αs representa un 60% de masa adicional.

La configuración que contiene un 15% de partículas alfa posee una tasa de crecimiento 19 veces mayor que con η_α=0. Esto ocurre debido al frenado de la onda y al aumento de iones resonantes debido al incremento de η_α.

El desplazamiento del rango inestable y en particular el de la frecuencia de máxima amplificación de la onda que se observa cuando crece η_α, es debido a que las αs resuenan en frecuencias más bajas ($\Omega_\alpha=\frac{1}{2}\Omega_p$) y en consecuencia la emisión resonante en un rango de menores frecuencias es favorecida.

Cuando η_α=0.15 la máxima tasa de crecimiento es $\gamma \sim 10^{-3}\Omega_p$. Si se considera un campo magnético típico en CMEs de $\mathbf{B_0}$~15nT, el tiempo de exponenciación que corresponde a esta tasa de crecimiento es de 12 minutos. En este tiempo los valores de los parámetros que definen las propiedades de las CMEs no cambian significativamente por lo que es de esperar el crecimiento de la inestabilidad de las ondas EICWs dextrógiras durante la etapa lineal, hasta su saturación, antes que los parámetros físicos de la CME se modifiquen sustancialmente.

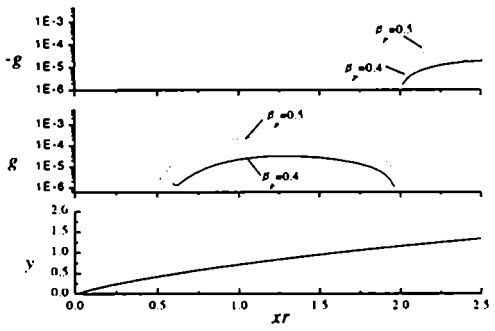


Figura 2: Idem Figura 1, pero con variaciones sobre β_p (con η_α=0, A_p=A_α=-2/3, T_α/T_p=4 y A_e=0 constantes).

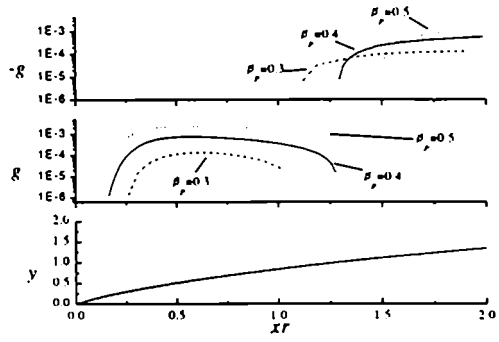


Figura 3: Idem Figura 1, pero con variaciones sobre β_p (con η_α=0.15, A_p=A_α=-2/3, T_α/T_p=4 y A_e=0 constantes).

En la Figura 2 pueden observarse las tasas de crecimiento y absorción para tres casos sin partículas alfa (η_α=0) en los que se varía el valor del beta medio de protones. Uno de los casos corresponde a un beta como el caso de referencia (β_p~0.4), los otros dos casos pueden representar a protones más fríos y más calientes, β_p~0.3 y β_p~0.5, respectivamente, así como también variantes en la densidad de los protones de la CME. Puede observarse en la figura que para mayores valores de β_p las tasas (tanto la de crecimiento como la de absorción) son mayores.

Cuando β_p~0.3 las ondas son prácticamente estables con tasas menores que $10^{-6}\Omega_p$ (fuera de la escala mostrada en la figura). Si se incrementa β_p desde 0.3, cuando se alcanza β_p=0.4 se tiene un

---

[1] Si bien puede ocurrir que x_r no sea estrictamente real, si existe absorción es despreciable ($\mathrm{Im}(|\gamma|)<10^{-6}\ \Omega_p$) para los objetos que estudiamos en esta tesis.

rango inestable alrededor de Ω_p que se extiende aproximadamente entre $\Omega_p/2$ y $2\Omega_p$, cuya tasa de crecimiento es $\gamma \sim 3_x 10^{-5} \Omega_p$, es decir que se necesitan 6 horas para que la amplitud de la perturbación crezca ~3 veces (con $\mathbf{B_0}$=15nT). Esta configuración es débilmente inestable ya que el tiempo necesario para la amplificación de ondas es menor pero cercano al tiempo típico de evolución en que las propiedades de la CME varían. Además, cuando el tiempo de crecimiento es muy largo, la inestabilidad podría ser calculada por procesos de relajación de la función de distribución en la banda de velocidades resonantes, que no se han considerado en este análisis.

Cuando β_p se aumenta desde 0.4 hasta 0.5, la tasa de la inestabilidad se incrementa casi 10 veces y se amplía ligeramente el rango de la inestabilidad. Para frecuencias mayores que las del rango inestable hay una región en donde las ondas son amortiguadas, las tasas amortiguamiento también aumentan con β_p.

En la Figura 3 se muestran tres casos en los que también se varía β_p entre 0.3 y 0.5, pero para una configuración con gran abundancia (15%) de partículas alfa (η_α=0.15). Los efectos son cualitativamente los mismos que los mostrados en la Figura 2, excepto que los rangos inestables están desplazados hacia menores frecuencias y las tasa están incrementadas debido a la presencia de los iones H_{e4}^{++}. La máxima tasa de crecimiento para el caso con β_p=0.5 es $\gamma \sim 3_x 10^{-3} \Omega_p$.

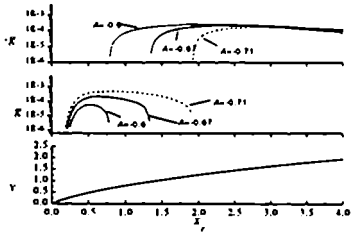


Figura 4: Idem Figura 1, variaciones sobre $A=A_p=A_\alpha$, con β_p=0.4, η_α=0.08, T_α/T_p=4 y A_e=0 mantenidos constantes. (A=-0.6, A=-0,67, A=-0.71 corresponden a $T_{//}/T_\perp$=2.5, $T_{//}/T_\perp$=3, $T_{//}/T_\perp$=3.5, respectivamente).

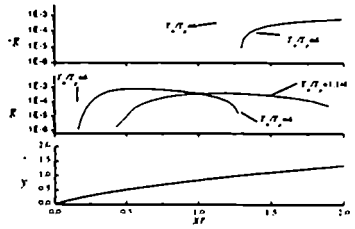


Figura 5: Idem Figura 1, pero con variaciones sobre la temperatura de partículas alfa: T_α/T_p. Se mantienen fijos A_p=-2/3, A_α=-2/3, β_p=0.4, η_α=0.15 y A_e=0.

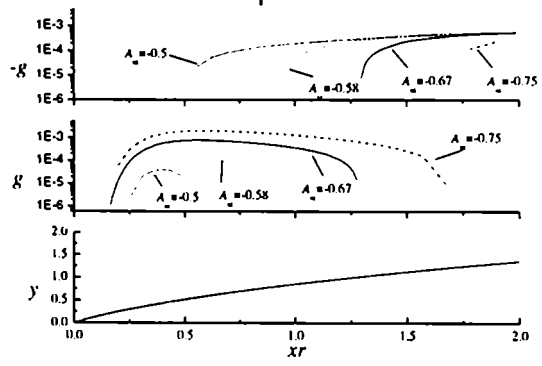


Figura 6: Idem Figura 1, pero con variaciones sobre A_α, con A_p=-2/3, β_p=0.4, T_α/T_p=4 y η_α=0.15 mantenidos constantes.

Con el fin de investigar los efectos cuantitativos que tiene la anisotropía térmica de los iones sobre la inestabilidad de las ondas, en la Figura 4 se muestran los resultados para el caso de referencia, para $A=A_p=A_\alpha$=-0.6 y $A=A_p=A_\alpha$=-0.71 (respectivamente $T_{//}/T_\perp$~2.5 y $T_{//}/T_\perp$~3.5). Se puede observar que las variaciones de A no afectan la velocidad de fase de la onda, sin embargo tanto las tasas de crecimiento como el rango inestable son modificados. Cuando se aumenta $|A|$ manteniendo fijo T (o β), se producen incrementos en $T_{//}$ (y disminuciones en $T_\perp$), una consecuencia de este ensanchamiento de la Maxwelliana paralela (incremento en la velocidad térmica paralela) es que habrá mejores condiciones para los efectos resonantes entre los iones y la onda.

A pesar de que el intervalo de anisotropías explorado es reducido, puede observarse que la tasa de crecimiento del caso con A=-0.71 es un orden de magnitud más grande que en el caso con A=-0.6.

También es notable el cambio en el tamaño del intervalo inestable. Mientras que para A=-0.6 el rango inestable es aproximadamente $[¼\Omega_p,¾\Omega_p]$, para A=-0.71 es $[¼\Omega_p,2\Omega_p]$, un aumento del tamaño de ~4 veces.

Para investigar que efecto tiene la temperatura relativa de las partículas alfa respecto a la de protones, se muestran, en la Figura 5, cuatro casos con diferentes cociente de temperatura: $\{T_\alpha/T_p$=¼, T_α/T_p=1, T_α/T_p=4, T_α/T_p=6$\}$. El resto de los parámetros son como el caso de referencia excepto que se elige abundante proporción de partículas alfa (η_α=0.15) para que producir una acentuación del efecto. En los casos T_α/T_p=¼ y T_α/T_p=1 no se aprecian diferencias en los resultados. Para temperaturas de H_{e4}^{++} menores que ~T_p los iones alfa no desempeñan un papel significativo. En un caso (no mostrado aquí) sin H_{e4}^{++}, η_α=0, con el resto de los parámetros fijos como el caso de referencia, se obtienen similares resultados a los que corresponden η_α=0.15 y T_α/T_p=1, excepto que las tasas de crecimiento y de amortiguación son menores.

Al variar la relación de temperaturas entre T_α/T_p=1 y T_α/T_p=4, la máxima tasa de crecimiento no varía significativamente. Se observa, en cambio, que el intervalo inestable se desplaza hacia frecuencias más bajas al aumentar T_α/T_p.

En la Figura 6 se muestran cuatro casos en los que sólo varía la anisotropía térmica de las partículas alfa, mientras el resto de los parámetros (incluyendo A_p) quedan fijos. Los restantes parámetros son como el caso de referencia, excepto que se eligieron casos con mayor abundancia (η_α=0.15) para poner en evidencia el efecto examinado. Se han elegido casos con A_α=-0.5, A_α=-0.58, A_α=-67 y A_α=-75 (correspondientes a $T_{\alpha//}/T_{\alpha\perp}$=2, $T_{\alpha//}/T_{\alpha\perp}$=2.4, $T_{\alpha//}/T_{\alpha\perp}$=3 y $T_{\alpha//}/T_{\alpha\perp}$=4, respectivamente).

En esta figura puede observarse que cuánto mayor es $|A_\alpha|$ más grandes son las tasas y el rango de frecuencia que corresponden a la inestabilidad; el rango inestable se extiende con preferencia hacia frecuencias más grandes cuando crece $|A_\alpha|$, en consecuencia el comienzo del intervalo amortiguado se desplaza hacia mayores frecuencias. El incremento por un factor 2 del cociente $T_{\alpha//}/T_{\alpha\perp}$ puede producir un aumento de dos órdenes de magnitud en la tasa de crecimiento de la inestabilidad resonante.

6-2 Influencia de los electrones calientes y anisótropos

En esta sección se estudia el efecto que tienen los electrones con temperatura mayor que la de protones y con anisotropía térmica negativa ($A_e=T_{\perp e}/T_{//e}-1<0$) en la actividad de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas. En la primera parte (**6-2.1**) se realiza un estudio en condiciones físicas plausibles para nubes magnéticas con gran abundancia de Helio doblemente ionizado, mientras que el objetivo del estudio desarrollado en la segunda (**6-2.2**) es explorar condiciones extremas de CMEs o bien configuraciones de parámetros de puro interés científico.

Las nubes magnéticas interplanetarias forman un grupo claramente diferenciado por las tres propiedades concomitantes mencionadas en la sección **5-1**. Dado que el campo magnético de una nube es intenso y que la temperatura de protones es baja, generalmente son objetos con bajo beta de plasma de protones, con regiones que generalmente tienen $\beta_p<0.2$.

Con el objeto de determinar el escenario de un estudio de ondas en CMEs, consideramos que no es infrecuente encontrar nubes conteniendo gran proporción de H_{e4}^{2+} (15-20%) y gran anisotropía térmica de protones ($T_{p//}\sim 10T_{p\perp}$), similares a la nube observada el 29 de septiembre de 1978 por ISEE 3 [Galvin et al., 1987]. Además, una propiedad muy frecuentemente observada en el interior de las nubes magnéticas es que la temperatura de electrones es mayor que la de protones (alcanzando $T_e\sim 10T_p$), como ha sido discutido en la sección **5-3**. Esta propiedad, junto con la tendencia que tienen estos objetos de tener anisotropía térmica electrónica negativa, motivan el estudio de la influencia de los electrones en la emisión de EICWs dextrógiras que se realiza en esta sección.

6-2.a En las nubes magnéticas interplanetarias

Para el estudio de esta sección se propone un plasma formado por tres especies: protones, H_{e4}^{++} y electrones; todas estas especies con fdd de equilibrio bi-Maxwelliana. Se consideran casos de referencia con: β_p=0.1-0.2, A_p=-3/4 ($T_{p//}/T_{p\perp}$=4), η_α=0.15, T_α/T_p=4, $A_\alpha=A_p$ (=-3/4), T_e/T_p=7-10 y A_e=-1/2 ($T_{e//}/T_{e\perp}$=2). Es decir, se pone el énfasis en configuraciones con bajo β_p, anisotropía de protones moderada, gran abundancia de H_{e4}^{++} y elevado cociente T_e/T_p.

A continuación se presentan los resultados que se obtienen resolviendo numéricamente la relación de dispersión exacta para las EICWs (2-16) con las especies bi-Maxwellianas propuestas.

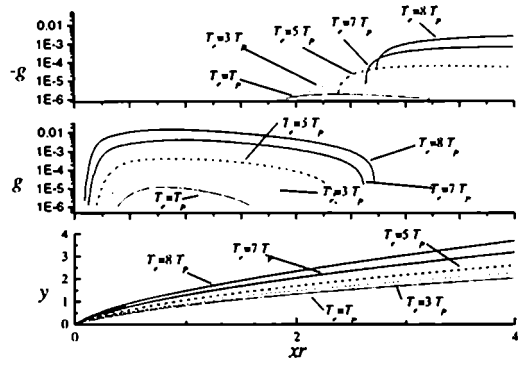


Figura 7: Idem Figura 1, pero mostrando dependencia sobre T_e/T_p: variaciones de T_e (con A_p=A_α=-3/4, A_e=-1/2, β_p=0.2, T_α/T_p=4 y η_α=0.15 mantenidos constantes).

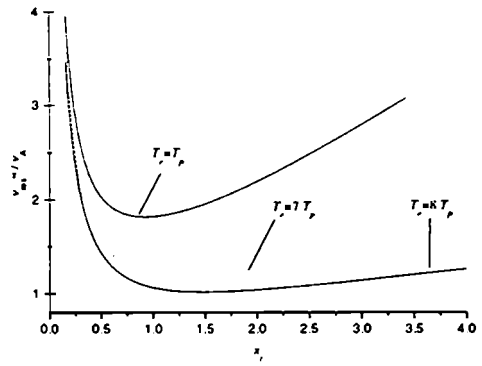


Figura 8: Velocidad resonante (v_{res}/v_a) como función de x_r. Dependencia de v_{res} sobre T_e/T_p. Mismos parámetros constantes que en la figura 7.

En la Figura 7 mostramos el efecto que tienen altos valores del cociente T_e/T_p, cuando simultáneamente se tiene A_e<0. Se presentan las tasas de crecimiento, de absorción y el número de onda en función de la frecuencia (como en la Figura 1 de la sección anterior) para un caso de referencia con β_p=0.2, mientras que T_e/T_p varía entre 1 y 8. Puede observarse un notable frenado de la onda junto con grandes incrementos de las tasas g, así como también un importante aumento en el tamaño del rango de frecuencias inestables.

Mientras que para T_e/T_p=1 las mayores tasas de crecimiento son $\gamma \sim 10^{-5}\Omega_p$ (una configuración marginalmente inestable) en un rango de frecuencias [½Ω_p , 1¼Ω_p], con una extensión ~Ω_p, para T_e/T_p=8 se tiene, en cambio, que la tasa máxima es $\gamma \sim 0.015\Omega_p$ (una perturbación tardará sólo ~1 minuto en triplicar su amplitud). El rango de frecuencias con $\gamma > 10^{-5}\Omega_p$ resulta [0.06Ω_p, 2.75Ω_p], es decir, un intervalo de frecuencias ~2.7Ω_p. En resumen: cuando se pasa de una configuración con T_e/T_p=1 a una con T_e/T_p=8, las tasas de crecimiento significativas de la onda aumentan más de 1000 veces y la extensión del rango de frecuencias inestables casi se multiplica por tres.

El origen de este considerable efecto está vinculado con la discusión acerca del frenado de la onda por el fenómeno colectivo 'fire-hose', realizada en la sección **2-5**. El mecanismo físico se ilustra en la Figura 8, donde se presenta el cambio de la velocidad resonante de las partículas αs (v_{res}^{α}) versus x_r, para el mismo conjunto de parámetros de la Figura 8, y variando T_e/T_p. Cuando

T_e/T_p crece de 1 a 8, el mínimo de $v_{res}{}^{\alpha}$ disminuye por un factor ~2, lo cual implica un incremento de ~50 en la evaluación de la bi-Maxwelliana para $v_{//,\alpha}=v_{res}{}^{\alpha}$, de esta forma muchos más iones pueden resonar. Los protones experimentan el mismo efecto. Es decir que se trata de un efecto 'fire-hose' electrónico que frena la onda y favorece la resonancia iónica.

Podemos mencionar resultados de un cálculo realizado con menor beta de protones (β_p=0.1), y menor abundancia de αs (η_α=0.08), con T_α/T_p=4 y T_e/T_p=10, pero con mayor anisotropía térmica ($A_p=A_\alpha$=-9/10, A_e=-2/3) (curvas no mostradas), se obtienen máximos para $g\sim3_x10^{-3}$, i.e., tasas de crecimiento elevadas para condiciones plausibles en nubes magnéticas. Así, la excitación de EICWs podría ser encontrada incluso en configuraciones de bajo beta (β_p~0.1) con abundancia de αs típicas de CMEs.

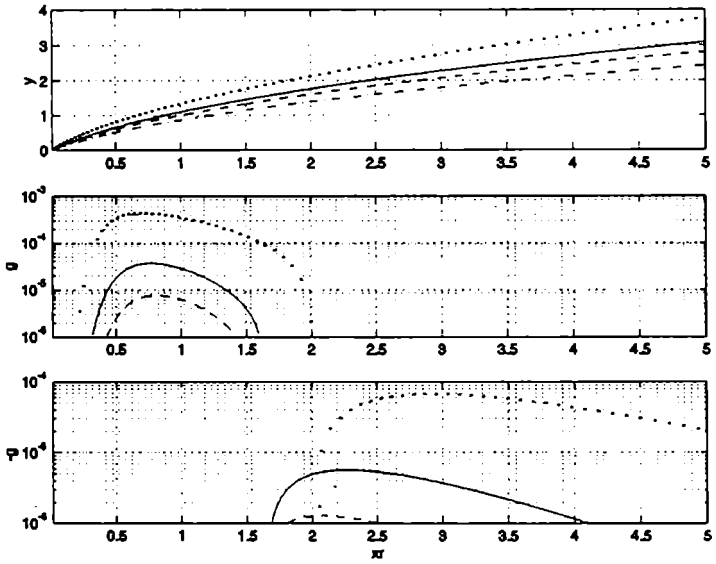


Figura 9: Número de onda (y), tasa de crecimiento (g) y tasa de absorción ($-g$) en función de la frecuencia (x_r). Variaciones sobre temperatura electrónica: T_e/T_p. Las curvas raya-punto, raya, sólida, y punto corresponden respectivamente a los casos con T_e/T_p=1, 5, 7 y 10.
Se mantienen constantes $A_p=A_\alpha$=-3/4, A_e=-1/2, β_p=0.12, T_α/T_p=4 y η_α=0.15.

En la Figura 9 se muestra otro caso de referencia, con β_p=0.12 ($A_p=A_\alpha$=-3/4, η_α=0.15, T_α/T_p=4 y A_e=-1/2). Las diferentes curvas representan casos con diferentes valores para el cociente T_e/T_p, el cual como se aprecia varía ahora entre 1 y 10, mientras que el resto de los parámetros quedan fijos. Cuando T_e/T_p=1 las ondas son estables, como se aprecia por la ausencia de líneas de punto-guión en ambos paneles inferiores. El tiempo de exponenciación de las perturbaciones en frecuencias inestables se reduce ~100 veces cuando se incrementa T_e/T_p desde 5 hasta 10. La banda de frecuencias inestables también crece cuando se incrementa T_e/T_p. El tercer panel muestra que más

allá de la frecuencia límite superior de la banda de frecuencias inestables, aparece una banda de absorción de ondas. En esta banda de amortiguación, las tasa alcanzan rápidamente su máximo antes de decaer lentamente. Cuando T_e/T_p=10 este rango de absorción alcanza frecuencias mayores a $5\Omega_p$, mientras que para T_e/T_p=1 no hay amortiguación apreciable de las ondas. Además, la frecuencia límite inferior del rango inestable se desplaza hacia menores frecuencias cuando la temperatura de electrones es incrementada.

Para dar un ejemplo concreto, si consideramos un campo magnético típico de nubes magnéticas (15nT), las tasas máximas de crecimiento mostradas en la Figura 9 corresponden a tiempos de exponenciación para el crecimiento de la inestabilidad de 28 horas, 5 horas y 28 minutos para T_e/T_p=5, 7, 10, respectivamente. Las máximas tasas de absorción en la misma figura corresponden a tiempos típicos de decaimiento de 6 días, 35 horas y 3 horas para T_e/T_p=5, 7, 10, respectivamente.

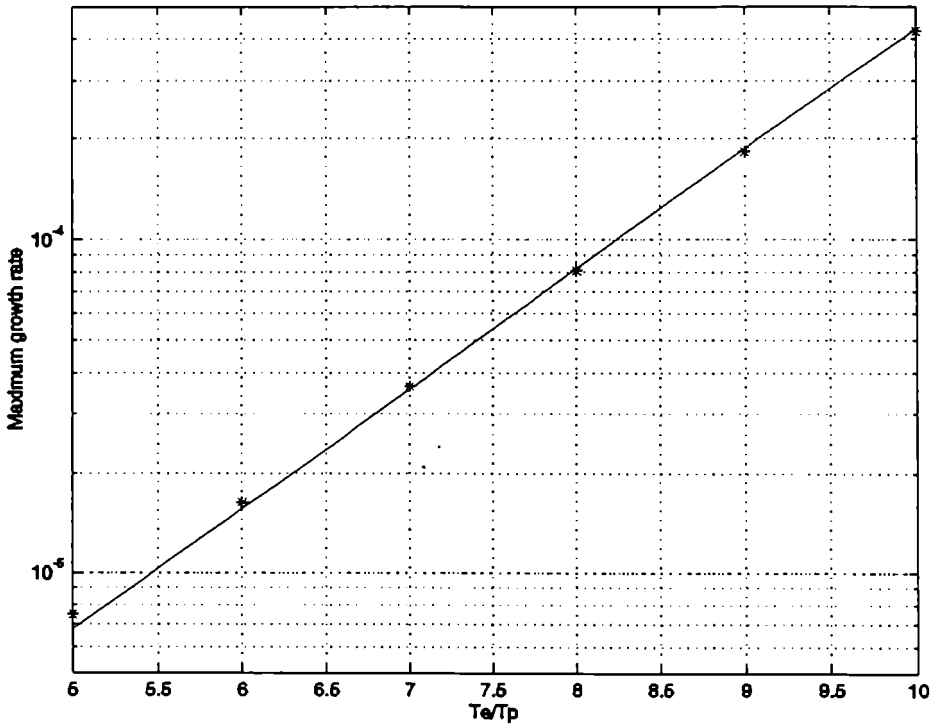


Figura 10: Máxima tasa de crecimiento (g_{Max}) versus T_e/T_p. g_{Max} crece exponencialmente con T_e/T_p como $g_{Max}=A \exp[B\ T_e/T_p]$, con A=1.07x10^{-7} y B=0.83, obtenido con un ajuste de parámetros mediante cuadrados mínimos. La línea contínua corresponde al ajute y los asteriscos a las tasas obtenidas numéricamente.

En la Figura 10 ilustramos el comportamiento de la máxima tasa de crecimiento con incrementos de T_e/T_p, para los mismos valores considerados en la Figura 9. Encontramos que una dependencia exponencial de la máxima tasa de crecimiento (g_{Max}) con T_e/T_p en el intervalo 5-10 es una muy

buena aproximación de los resultados numéricos. Con una propuesta $g_{Max}=A\ \exp\{B.T_e/T_p\}$ y usando un ajuste de cuadrados mínimos, obtenemos $A=1.07_x10^{-7}$ y $B=0.83$. El comportamiento exponencial es indicativo de la gran importancia que pueden tener los electrones sobre la actividad de las ondas dextrógiras en estos plasmas.

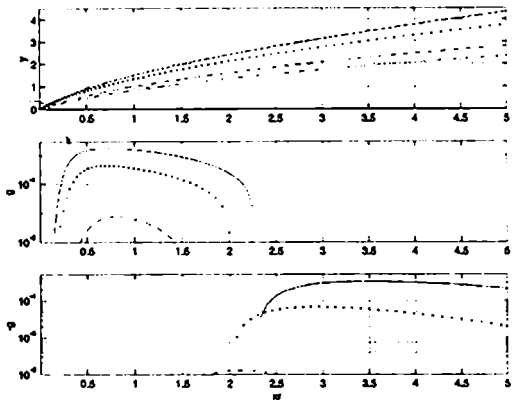


Figura 11: Idem Figura 9, pero mostrando la influencia de A_e. Las curvas raya-punto, raya, punto y contínua, corresponden respectivamente a A_e=0, -0.3, -0.5 y -0.55 (con β_p=0.12, $A_p=A_\alpha$=-3/4, T_α/T_p=4, η_α=0.15 y T_e/T_p=10 constantes).

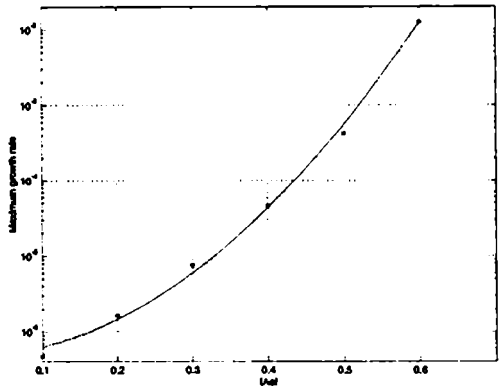


Figura 12: Máxima tasa de crecimiento (g_{Max}) versus $|A_e|$. g_{Max} crece más que exponencialmente con $|A_e|$. Suponiendo $g_{Max}=C\ \exp[D\ |A_e|^2]$, de un ajuste de cuadrados mínimos se obtiene C=4.7x10^{-7} y D=28.3, para los mismos casos que en la figura 11. La línea contínua corresponde a la curva ajustada y los asteriscos al cálculo numérico de g_{Max}.

Para analizar la dependencia de las propiedades de la inestabilidad con la anisotropía de electrones se estudian las soluciones de la relación de dispersión para los casos presentados en la Figura 11. Aquí se muestra un caso de referencia con β_p=0.12, $A_p=A_\alpha$=-3/4, η_α=0.15, T_α/T_p=4, T_e/T_p=10 y A_e=-1/2 (líneas de punto). Para explorar la influencia de A_e, también se muestran otros casos con A_e=0, -0.3, -0.55, que corresponden a $T_{e,//}/T_{e,\perp}$=1, 1.43, 2.22 (líneas de punto-guión, guión y líneas sólidas, respectivamente).

El panel superior muestra que la velocidad de la onda es también fuertemente influenciada por la anisotropía térmica de los electrones. La tasa de crecimiento de la onda es una función fuertemente no lineal de A_e. Cuando A_e=-0.5 es $g_{Max}=4.2_x10^{-4}$, i.e., ~56 veces más alta que la que corresponde a A_e=-0.3 ($g_{Max}=7.5_x10^{-6}$). El caso con A_e=0 es estable, y entonces las líneas punto-guión no aparecen en los paneles que corresponden a g y a $-g$.

Un simple análisis pone de manifiesto que el crecimiento de g_{Max} con $-A_e$ es más que exponencial. La Figura 12 muestra que un gráfico semilogarítmico en el que se presenta la

dependencia de g_{Max} versus $|A_e|$. Suponiendo que $g_{Max}=C\ \exp\{D\ |A_e|^2\}$, y usando un ajuste de cuadrados mínimos obtenemos $C=4.7_x10^{-7}$ y $D=28.3$ para valores de los parámetros fijos estudiados en la Figura 11.

Las altas tasas de crecimiento que corresponden a los casos presentados en esta sección no son sólo consecuencia del efecto de los electrones, también ocurren debido a la gran abundancia de H_{e4}^{2+}. En configuraciones del plasma con parámetros $\{\beta_p=0.12,\ A_p=-3/4(=A_\alpha),\ T_\alpha/T_p=4,\ T_e/T_p=7,\ A_e=-1/2\}$ fijos, y con abundancia de αs variable, $\eta_\alpha=0,\ 0.04,\ 0.08,\ 0.15,\ 0.20$, se tienen tasas máximas de crecimiento (no mostradas) $g_{Max}\sim2_x10^{-7},\ 5_x10^{-6},\ 4_x10^{-5},\ 4_x10^{-4}$ y 2_x10^{-3}, respectivamente. El ancho de banda de las frecuencias inestables casi se duplica al pasar de $\eta_\alpha=0.04$ a $\eta_\alpha=0.20$. Debido a que g_{Max} es tan pequeño, desde un punto de vista físico el plasma de eventuales regiones de CMEs con $\eta_\alpha\sim0$ puede considerarse estable para estas ondas.

Del análisis realizado en esta sección se desprende cuan importante es conocer las propiedades que tienen los electrones en las eyecciones solares para poder conocer las características de la actividad de las ondas investigadas. Los resultados obtenidos incluso sugieren también continuar la investigación desde el punto de vista teórico para conocer cual será la influencia de los apartamientos de la Bi-Maxwelliana de la especie electrónica, cuestión que será tratada en las secciones siguientes de este capítulo.

Las situaciones más inestables se producen como consecuencia de una "suma" de condiciones que favorecen los mecanismos físicos involucrados en la inestabilidad. Los ensanchamientos térmicos en las componentes paralelas a $\mathbf{B_0}$ de las funciones de distribución de protones y H_{e4}^{2+}, que son producidos por aumentos en el valor de $\beta_{//}$ para iones. Para protones se tiene $\beta_{//,p}=\beta_p(1+2/3A_p)^{-1}$ y para αs $\beta_{//,\alpha}=\beta_\alpha(1+2/3A_\alpha)^{-1}=\beta_p(1+2/3A_\alpha)^{-1}(T_\alpha/4T_p)$, estos aumentos agregan más iones en la velocidad (resonante) de fase de la onda (corrida Doppler). Si además aumenta η_α se tienen más iones alfa en resonancia. Por otro lado la velocidad de la onda disminuye debido a un mayor contenido de masa que aportan los iones H_{e4}^{2+}, y también al efecto 'fire-hose' neto, en el que colaboran todas las especies iónicas, pero principalmente los electrones en los escenarios estudiados.

6-2.b En eyecciones solares con condiciones de extrema anisotropía electrónica

En esta sección se estudian las condiciones de la inestabilidad de las EICWs en configuraciones de parámetros del plasma similares a CMEs en condiciones de extrema anisotropía térmica de electrones ($A_e\sim A_p$) y gran abundancia de partículas alfa, condiciones que favorecen la inestabilidad, pero en cambio bajo beta del plasma de protones ($\beta_p\sim0.1$), condición naturalmente adversa a ese

proceso. La investigación desarrollada en esta sección tiene su principal interés en la teoría de ondas en plasmas, esto es el examen de condiciones extremas para la excitación de EICWs dextrógiras, y no tanto en su aplicación directa a las eyecciones solares observadas a 1UA. Entrando en un terreno más especulativo, estas condiciones podrían presentarse en la etapa inicial de una eyección solar, cuando el plasmoide está todavía próximo al Sol.

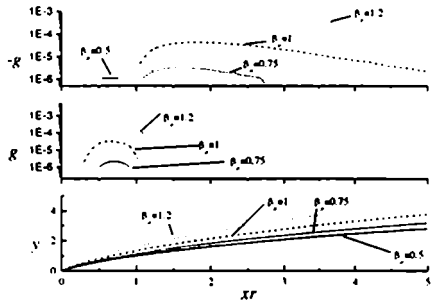


Figura 13: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto del valor del beta de electrones: β_e. Se mantienen fijos β_p=0.1, A_p=A_α=A_e=-2/3, η_α=0.15 y T_α/T_p=4.

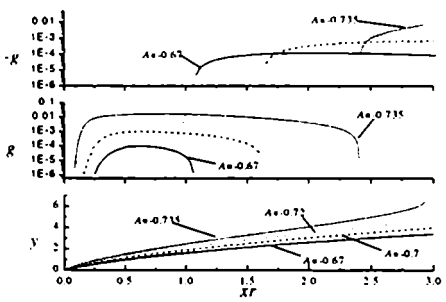


Figura 14: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de la anisotropía térmica de todas las especies (supuestas iguales ente sí, A=A_p=A_α=A_e). Se mantiene constante β_p=0.08, η_α=0.15, T_α/T_p=4, β_e=1.2.

El comportamiento de las tasas de crecimiento y absorción, así como el de la velocidad de fase de la onda, pueden observarse en la Figura 13 para casos con diferentes valores de β_e, donde β_e es el beta de plasma de electrones ($8\pi n_e T_e/|\mathbf{B}_0|$), cuya relación con el cociente entre la temperatura de electrones y protones es $\beta_e=\beta_p(1+2\eta_\alpha)T_e/T_p$. En todos los casos de esta figura se mantienen constante β_p=0.1, A_p=A_α=A_e=-2/3, η_α=0.15 y T_α/T_p=4.

Cuando β_e=1.2 (T_e/T_p~9) el rango de frecuencias con emisión de las ondas es aproximadamente ($0.12\Omega_p$, $1.2\Omega_p$). En frecuencias superiores a $1.2\Omega_p$ (frecuencia límite superior de la inestabilidad) comienza una banda absorbente. Las tasas de crecimiento más significativas son g~2_x10^{-4} entre x_r~¼ y x_r~1¼. Por el contrario si β_e=1 (T_e/T_p~7.7), g~2_x10^{-5} (disminuye 10 veces respecto a T_e/T_p~9) para x_r entre ~½ y ~1. Si β_e<0.75 (T_e/T_p<5.7), las tasas de crecimiento de la inestabilidad no son significativas. Al incrementar β_e se produce un ligero desplazamiento de la frecuencia límite (inferior) del rango amortiguado hacia mayores frecuencias, pero un gran desplazamiento de la frecuencia límite superior, el rango absorbente se extiende hacia frecuencias más allá de 5 veces la de ciclotrón de protones para β_e>1. El último panel permite controlar nuevamente que el efecto físico se debe a modificaciones en la velocidad de fase de la onda.

Consideremos ahora un caso similar al anterior, donde la única diferencia es un beta de protones aún menor: β_p=0.08, A_p=A_α=A_e=-2/3, η_α=0.15, β_e=1.2 y T_α/T_p=4 (no mostrado). Para esta situación se tiene $g>5_x10^{-4}$, es decir un valor apreciable, para frecuencias mayores que $\Omega_p/3$ y menores que $¾\Omega_p$.

Se modifica esta última configuración permitiendo mayores anisotropías térmicas $A(=A_p=A_\alpha=A_e)$. Se varía A entre -0.67 y -0.735, de forma tal que $T_{//}/T_\perp$ sólo varía entre 3 y 3.8 (ver Figura 14). Para $T_{//}/T_\perp$=3.8 se tiene un cambio muy importante en el rango inestable, en este caso $g>8_x10^{-3}$ para $x_r \in (0.15, 1.6)$.

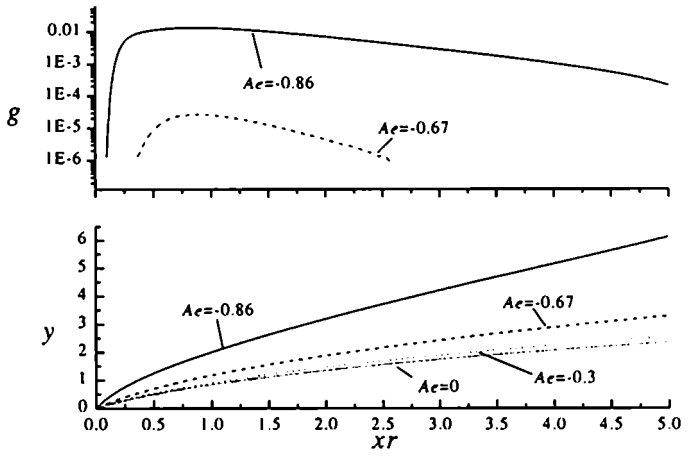


Figura 15: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de la anisotropía electrónica (A_e) en un caso con bajo β_p y gran abundancia de αs. Se mantiene fijo β_p=0.08, A_p=A_α=-0.86, T_α/T_p =4, β_e=0.8 (Te/Tp~10), η_α=0.15.

La Figura 15 permite observar casos con β_p=0.08, A_p=A_α=-0.86, η_α=0.15, T_α/T_p=4, β_e=0.8 (T_e/T_p~7.7) y variaciones de A_e entre 0 y -0.86 ($T_{//e}/T_{\perp e}$ entre 1 y ~7). La ausencia de un panel para las tasas de absorción significa que éstas son tales que $|g|<10^{-6}$, o sea la absorción de las ondas es despreciable. En el panel superior (que muestra los valores de $g>0$) se puede observar que para A_e=-0.86 (=A_p) resulta g_{Max}~0.01. Para una configuración similar que la última, pero sin contenido de H_{e4}^{2+} (β_p=0.08, A_p=A_α=-0.86, η_α=0, T_α/T_p=4, β_e=0.8, A_e=-0.86), se tiene g_{Max}~0.002.

En conclusión, para configuraciones con β_p tan pequeño, sólo es posible la inestabilidad cuando hay gran abundancia de αs y además cuando los electrones del plasma están calientes y con una anisotropía negativa importante.

6-3 Efectos de las partículas alfa en configuraciones con $A_e<0$

Debido a la gran irregularidad que se observa en la abundancia de partículas alfa en CMEs es interesante examinar que ocurre cuando se varían sus propiedades. En la sección **6-1** ha sido brevemente discutida la influencia de su abundancia, sobre la inestabilidad de las ondas en configuraciones de CMEs con electrones isótropos. En esta sección se exploran sus efectos en plasmas que contienen electrones con anisotropía negativa.

Encontramos que incluso cuando la abundancia de H_e^{++} es muy baja la influencia que tienen estos iones minoritarios sobre la actividad de las ondas puede ser crucial. Por ejemplo para un 2% de αs respecto a los protones, una abundancia aún más baja que la típica del viento solar, las tasas de crecimiento en la banda inestable pueden variar casi en dos órdenes de magnitud dependiendo del resto de sus propiedades, A_α y T_α/T_p.

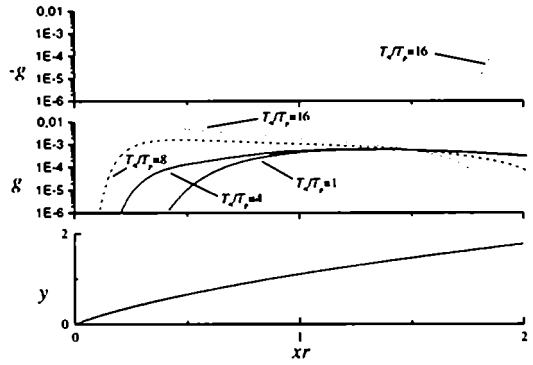


Figura 16: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto del cociente a T_α/T_p en un caso con poca abundancia de αs. Se mantienen fijos β_p=0.2, A_p=A_α=-0.75, η_α=0.02, A_e=-1/2 y T_e/T_p=7.

En la figura 16 se muestra un caso con baja abundancia de αs y valores moderados para beta de protones y para anisotropía de iones. Se mantienen fijos los parámetros β_p=0.2, A_p=A_α=-0.75, A_e=-1/2, η_α=0.02 y T_e/T_p=7. La temperatura de H_e^{++} varía y se eligen valores de T_α/T_p: 1, 4, 8, 16. Estos valores han sido elegidos de acuerdo a uno de los pocos estudios que informan valores de la velocidad térmica de estos iones [Burlaga et al., 1998], en el cual la abundancia de αs resultó ~2% y los valores significativos de $v_{th,\alpha}/v_{th,p}$ estuvieron entre 0.5 y 2 (ver figura 4 del capítulo **5**). Dado que $T_\alpha/T_p=4(v_{th,\alpha}/v_{th,p})^2$, en el evento observado por Burlaga et al. [1998] T_α/T_p varía entre 1 y 16.

En el panel central de la figura 16 puede observarse que la tasas de crecimiento significativas crecen casi un orden de magnitud (desde $g\sim10^{-3}$ hasta $g\sim10^{-2}$) cuando T_α/T_p varía entre 4 y 16. Entre los casos con T_α/T_p=4 y T_α/T_p=16 hay una gran diferencia, no sólo en el valor de la tasas de crecimiento, sino en el valor de frecuencia en la cual se alcanza la máxima tasa de crecimiento.

Mientras que para T_α/T_p=4 la frecuencia que corresponde a g_{Max} es x_r~1.5, para T_α/T_p=16 es x_r~0.25. La velocidad de fase de la onda no cambia apreciablemente al variar T_α/T_p.

Los casos con T_α/T_p=1 y T_α/T_p=4 tienen tasas muy similares excepto para las frecuencias inestables bajas, $\omega_r \in (¼\Omega, ½\Omega)$. Si se modifica este escenario de parámetros quitando del todo los iones alfa la tasa de crecimiento máxima de la inestabilidad disminuye hasta valores g_{Max}~$3x10^{-4}$ (no mostrado).

A pesar de que no se han realizado estudios de los valores de la anisotropía térmica de iones alfa, a lo largo de esta tesis se ha supuesto que $A_\alpha=A_p$, ya que como se comentó en la sección **5-2**, son similares los mecanismos físicos que producen las anisotropías térmicas para cada especie iónica y ya que se carece de información específica sobre esta propiedad. Sin embargo en este apartado se analizan posibles apartamientos de esta hipótesis (i.e., se estudian los efectos de casos con $A_\alpha \neq A_p$).

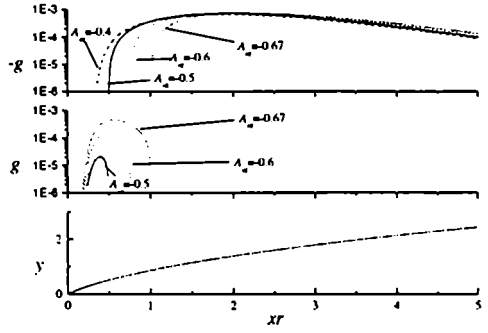


Figura 17: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de A_α en un caso típico.
Se mantienen fijos β_p=0.4, A_p=-0.5, η_α=0.08, T_α/T_p=4, A_e=-0.5 y T_e/T_p=1.

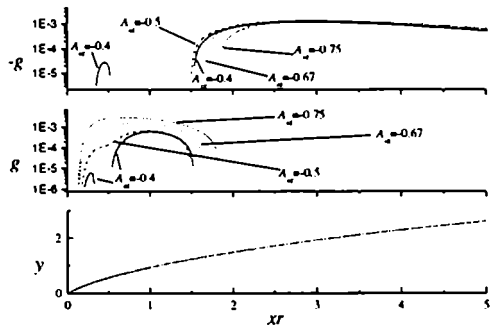


Figura 18: Idem Figura 17.
Se mantienen fijos β_p=0.4, A_p=-0.67, η_α=0.08, T_α/T_p=4, A_e=-0.67 y T_e/T_p=1.

En las figuras 17 y 18 se muestran casos que representan configuraciones con abundancia de αs típica de CMEs, con temperatura de partículas alfa igual a 4 veces la de protones, y temperatura de electrones similar a la de protones.

En particular, la figura 17 muestra lo que ocurre si sólo se varía A_α entre -0.4 y -0.67 en un escenario con anisotropía moderada para protones y electrones manteniendo fijos los restantes parámetros (β_p=0.4, A_p=-0.5, T_α/T_p=4, η_α=0.08, T_e/T_p=1 y $A_e=A_p$). Se puede apreciar que la banda de frecuencias donde la inestabilidad es significativa desaparece (siendo reemplazada por absorción), cuando A_α varía desde A_α=-0.5(=A_p) hasta A_α=-0.4. En cambio, un modesto incremento del valor absoluto de A_α, desde 0.6 a 0.67 tiene una considerable influencia sobre las tasas de crecimiento de la inestabilidad.

Algunos casos con mayor anisotropía son considerados en la figura 18. Aquí elegimos A_α=-0.4, -0.5, -0.67, -0.75, en una configuración con otros parámetros fijos β_p=0.4, A_p=-0.67, T_α/T_p=4, η_α=0.08, T_e/T_p=1, A_e=A_p. Podemos observar una interrupción en la banda de frecuencias inestables (segundo panel) en correspondencia con otra interrupción de la banda de frecuencias de absorción (panel intermedio) cuando A_α=-0.4. La interrupción de la banda de frecuencias inestables es debido al predominio de la absorción de las partículas alfa sobre la emisión de los protones en un intervalo. El incremento de la anisotropía de deα_s (en valor absoluto) permite cerrar la brecha del intervalo inestable.

En un caso similar al anterior (calculado, mas no graficado aquí), pero con propiedades de electrones tales que T_e/T_p=8 y A_e=-0.3, para A_α=-0.2 se obtienen las dos bandas de absorción y sólo una de emisión significativa de ondas (la segunda banda inestable tiene tasas de crecimiento despreciables). La banda de amortiguamiento en las bajas frecuencias es muy angosta (entre ~0.07Ω_p y ~0.27Ω_p) y las tasas de absorción g~10^{-4}.

Resumiendo, hemos encontrado que cuando el cociente entre las anisotropías térmicas de las partículas α y los protones (A_α/A_p) disminuye, puede aparecer una banda de absorción entre dos rangos inestables. Para poder mejorar las predicciones sobre la actividad de EICWs en base a estos resultados, son indispensables observaciones sistemáticas de la anisotropía térmica de las partículas alfa en CMEs, ya que la inestabilidad de las ondas de polarización derecha es muy sensible a este parámetro.

6-4 Los electrones supratérmicos en las eyecciones de masa coronal

No existen aún investigaciones detalladas acerca de la función de distribución (fdd) de electrones en las eyecciones solares con el mismo estado de avance que en el caso del viento solar. Sin embargo los estudios que han sido realizados permiten comenzar a modelar algunas de sus propiedades, como se ha mencionado con mucho detalle en las secciones **2-4** y **5-2-i**.

Mientras que en la fdd de los electrones del viento solar rápido se observa la presencia de un *strahl*, en los eventos CMEs se observa con frecuencia la presencia de un doble *strahl* o flujo bidireccional [Gosling et al., 1987; Pillip et al., 1987]. Algunos estudios ajustan la fdd de electrones mediante la suma de dos especies electrónicas: un *core* y un *halo*. Hay evidencia suficiente para suponer que el *core* es aproximadamente bi-Maxwelliano, con abundancias ~80-98% respecto al total de los electrones del plasma. Sin embargo no tenemos aún datos de observación suficientes para determinar la mejor manera de modelar las propiedades del *halo*.

6-4.a Influencia del *halo* de electrones con funciones κappa

En esta sección se estudia la influencia del grupo de electrones supratérmicos, correspondientes a colas de alta energía con decaimiento de potencia en las fdd, sobre las propiedades de emisión y absorción de las EICWs de polarización derecha. Para esto se modela la componente *halo* (eventualmente una de las componentes del *halo*) mediante una función $\kappa appa_{//}$-Maxwelliana$_{\perp}$, como fue descripto en la sección **5-2**. La discusión acerca de las propiedades de esta función y la modificación de la relación de dispersión correspondiente han sido presentadas en detalle en la sección **2-4** y **2-4.a** respectivamente.

En los próximos párrafos se presentan las soluciones de la relación de dispersión exacta (ecuación **2.24**), obtenidas mediante un nuevo código numérico desarrollado para κ=3, el cual fue corrido para varios juegos de los parámetros de entrada $\{\beta_p,\ A_p,\ \eta_\alpha,\ T_\alpha/T_p,\ A_\alpha,\ T_e/T_p,\ A_e,\ \eta_{e\kappa}=n_{e\kappa}/(n_p+2n_\alpha),\ T_{e\kappa}/T_p,\ A_{e\kappa}\}$. Aquí $n_{e\kappa}$ es la densidad de electrones en la componente *halo*, $T_{e\kappa}$ es la temperatura (segundo momento) asociada al grupo de electrones del *halo* y $A_{e\kappa}=T_{e\kappa\perp}/T_{e\kappa//}-1$, notar que T_e y A_e son, respectivamente, la temperatura y la anisotropía térmica del *core* (núcleo de electrones bi-Maxwellianos).

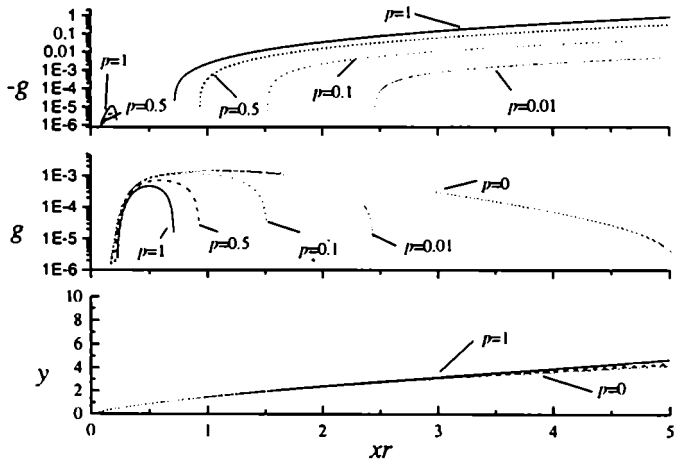


Figura 19: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de las alas supratérmicas de la fdd de electrones, se varía el contenido de electrones κ, $p=n_{e\kappa}/(n_p+2n_\alpha)$.
Se mantienen fijos β_p=0.1, $A_p=A_\alpha$=-0.86, η_α=0.08, T_α/T_p=4, $A_{eM}=A_{e\kappa}$=-2/3, $T_{e\kappa}/T_p=T_{eM}/T_p$=10.

En la figura 19 se muestra el efecto que tienen los electrones del *halo* sobre la inestabilidad de estas ondas en configuraciones de bajo beta de plasma, moderada abundancia de αs, elevada anisotropía térmica (en valores absolutos) de iones, con parámetros fijos $A_p=A_\alpha$=-0.86, T_α/T_p=4, β_p=0.1, η_α=0.08, $A_{e\kappa}=A_e$=-2/3, $T_{e\kappa}/T_p=T_e/T_p$=10. Se varía la proporción de electrones en el *halo* ($p=\eta_{e\kappa}$).

Puede observarse que cuando no hay *halo*, existe un rango de frecuencias inestables que se extiende desde $0.15\Omega_p$ hasta más allá de $5\Omega_p$, con tasas máximas de crecimiento de $1.5_x10^{-3}\Omega_p$; en el rango de frecuancias investigado no hay absorción. Al agregar una centésima parte de electrones supratérmicos, el rango inestable se reduce considerablemente ($0.2\Omega_p$–$2.45\Omega_p$), y para altas frecuancias aparece un intervalo de absorción que se extiende a frecuencias mayores que $5\Omega_p$. Por otro lado, el agregado de electrones rápidos produce una considerable disminución de la banda inestable a altas frecuencias, y aumentos en la banda de amortiguación.

Aunque no creemos que en CMEs el total de electrones se divida en partes iguales entre las componentes bi-Maxwelliana y *halo*, examinamos en esta figura las consecuencias de esta hipótesis, p=0.5. Aparecen dos bandas de frecuencia de absorción entre las cuales hay una banda de frecuencias inestables. Esta es una configuración opuesta que la presentada en la figura 18 (de la sección precedente). La tasa de decaimiento máxima del intervalo de bajas frecuencias (banda de la izquierda) es marginal, con una tasa $\gamma=4.4_x10^{-6}\Omega_p$. En cambio, la banda absorbente de altas frecuencias se extiende mas allá de $\omega=5\Omega_p$, y sus tasas son crecientes con ω, alcanzando valores mayores a $3.1x10^{-1}\Omega_p$. El rango inestable comprende frecuencias entre $0.20\Omega_p$ y $0.93\Omega_p$; la tasa máxima de crecimiento es $7.2_x10^{-4}\Omega_p$.

Aunque la fdd de los electrones no está compuesta sólo por electrones κapa, por un interés motivado en la teoría de ondas, mostramos como caso límite un ejemplo en al cual la totalidad de los electrones son modelados con la fdd κapa. En este caso la banda absorbente de menor frecuencia pertenece al intervalo ($0.08\Omega_p$–$0.23\Omega_p$) con una tasa de decaimiento máxima de $1.15x10^{-5}\Omega_p$. El rango inestable es ($0.23\Omega_p$–$0.71\Omega_p$) con una tasa máxima de crecimiento de $4.6_x10^{-4}\Omega_p$.

Estos resultados permiten afirmar que el agregado de electrones de un *halo* como en la fdd considerada aquí (con igual temperatura), cambia sustancialmente los intervalos de frecuencias y las tasas de crecimiento y atenuación de estas ondas. La presencia de sólo una centésima parte de este tipo de electrones reduce el rango de frecuencias inestables a menos que la mitad. Al variar la abundancia del *halo*, la velocidad de fase de la onda se mantiene casi constante, disminuyendo levemente al incrementar la cantidad de electrones supratérmicos debido a un aumento del efecto 'fire-hose' producido por éstos.

Dado que el *halo* puede agregar una cantidad significativa de electrones de alta velocidad, éstos pueden intervenir en la resonancia, contrariamente al caso de electrones bi-Maxwellianos. Esto explica por qué una muy pequeña abundancia (~1%) de electrones en el *halo*, produce cambios tan importantes en la inestabilidad. En los casos en que la expresión teórica aproximada para γ

(ecuación 3-2) resulta adecuada, se realizaron controles (con y sin electrones en el *halo*) para confirmar que el efecto esencial de éstos es cinético y no reactivo.

En la figura 20 se muestran los efectos que provoca el incremento de la abundancia de electrones supratérmicos con temperatura $T_{e\kappa}=2T_e$, en una configuración con electrones bi-Maxwellianos con $T_e/T_p=6$ (igual velocidad térmica para ambos grupos de electrones, $\theta_e=\theta_{e\kappa}$) y con igual anisotropía térmica para ambas especies electrónicas ($A_{e,\kappa}=A_e=-2/3$), manteniendo las propiedades de iones como en el caso mostrado en la figura precedente, $A_p=A_\alpha=-0.86$, $T_\alpha/T_p=4$, $\beta_p=0.1$, $\eta_\alpha=0.08$.

Cuando todos los electrones son bi-Maxwellianos se presenta un rango de frecuencias inestables ($0.40\Omega_p$–$2.4\Omega_p$) con una tasa de crecimiento máxima de $1.22_x10^{-5}\Omega_p$. Más allá de $5\Omega_p$ comienza una región marginalmente absorbente. Una pequeña cantidad de electrones supratérmicos, una centésima parte del total de electrones, es suficiente para que se observen grandes diferencias respecto al caso anterior. El rango inestable se reduce a la mitad ($0.35\Omega_p$–$1.06\Omega_p$) y disminuyen las tasas, la tasa de crecimiento máxima es $7.5_x10^{-6}\Omega_p$. Aparece una banda absorbente en frecuencias mayores que $1.06\Omega_p$. Cuando la cantidad de electrones kapa es una décima parte del total ($p=0.1$), desaparece el rango de frecuencias inestables, y hay un extenso intervalo de absorción que comienza en $0.25\Omega_p$ y se extiende más allá de $5\Omega_p$. En este intervalo de frecuencias las tasas de decaimiento son muy altas, y tienen un comportamiento creciente con la frecuencia, en $x_r=5$ la tasa de absorción máxima es $|g|\sim0.02$. En el caso en que $p=0.4$ el intervalo de absorción avanza hacia frecuencias menores, comienza en $0.1\Omega_p$ y se extiende más allá de $5\Omega_p$. Continúan aumentando significativamente las tasas de absorción, la que corresponde a $\omega=5\Omega_p$ es $\gamma=0.15\Omega_p$. Es importante destacar que en $x_r=0.45$ existe un mínimo local de la absorción. Al incrementar la proporción de electrones supratérmicos, este mínimo es más pronunciado hasta que para una proporción crítica (p^*) comienza a generarse una banda de frecuencias inestables. Cuando $p=0.45$, hay dos bandas de absorción entre las cuales se encuentra una banda de frecuencias marginalmente inestables con una tasa máxima de $\gamma=7.5_x10^{-6}\Omega_p$. La banda absorbente de baja frecuencia es angosta, se extiende desde $\omega=0.12\Omega_p$ hasta $\omega=0.39\Omega_p$, mientras que el rango de la banda de mayor frecuencia se extiende desde $\omega=0.52\Omega_p$ hasta mas allá de $5\Omega_p$. Cuando los electrones se reparten en dos grupos iguales ($p=1/2$), se observa un importante incremento en las tasas de crecimiento del rango inestable (donde la tasa máxima es de $\gamma=3.8_x10^{-5}\Omega_p$).

En la figura 21 se muestra un caso similar al anterior, con igual anisotropía pero con menor energía térmica de electrones ($T_{e\kappa}=2T_e$, $T_e/T_p=5$). Al disminuir la energía térmica se requiere una mayor cantidad de electrones supratérmicos para lograr tasas de crecimiento significativa de la inestabilidad. Aún cuando $p=1/2$, la inestabilidad no se desarrolla. La velocidad de fase se reduce

significativamente cuando todos los electrones del plasma pertenecen al *halo*, lo que favorece aún más el efecto de absorción de los electrones.

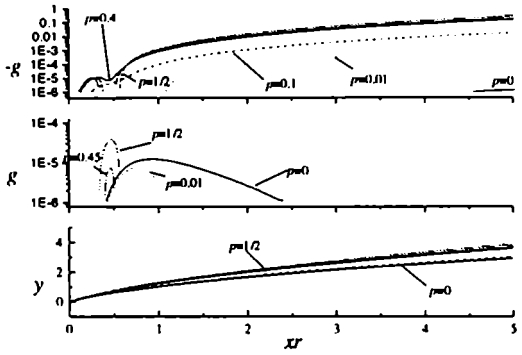


Figura20: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de las alas supratérmicas de la fdd de electrones, se varía el contenido de electrones κ, $p=n_{e\kappa}/(n_p+2n_\alpha)$.
Se mantienen fijos β_p=0.1, $A_p=A_\alpha$=-0.86, η_α=0.08, T_α/T_p=4, $A_{eM}=A_{e\kappa}$=-2/3, $T_{e\kappa}/T_p$=12, T_{eM}/T_p=6.

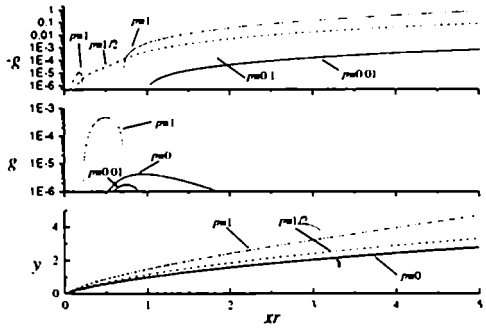


Figura21: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de las alas supratérmicas de la fdd de electrones, se varía el contenido de electrones κ, $p=n_{e\kappa}/(n_p+2n_\alpha)$.
Se mantienen fijos β_p=0.1, $A_p=A_\alpha$=-0.86, η_α=0.08, T_α/T_p=4, $A_{eM}=A_{e\kappa}$=-2/3, $T_{e\kappa}/T_p$=1, T_{eM}/T_p=5.

La figura 22 permite observar la gran importancia que desempeña la anisotropía térmica negativa, presentada aquí para casos con la totalidad de los electrones en el *halo* (p=1), y una temperatura electrónica $T_{e\kappa}=8T_p$. Cuando los electrones tienen igual temperatura en ambas direcciones, una gran banda de frecuencias absorbentes se extiende desde ~ $0.2_x10^{-6}\Omega_p$ hasta mas allá de $5\Omega_p$. Al incrementar $|A_{e,\kappa}|$ tanto el rango absorbente como las tasas se incrementan, hasta que surge el rango inestable separando en dos al intervalo de absorción.

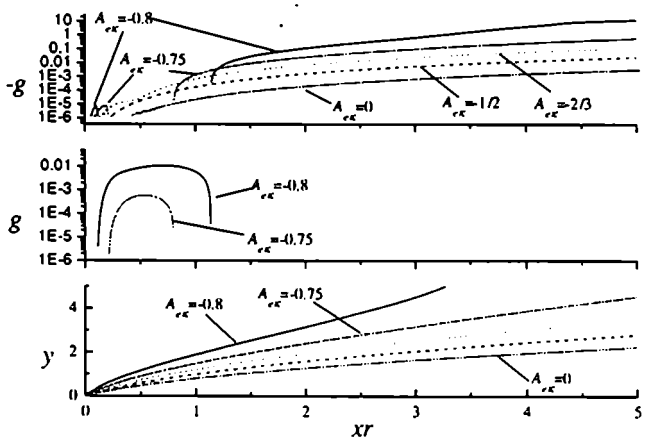


Figura22: Idem Figura 1, pero mostrando el efecto de la anisotropía térmica cuando la fdd está formada sólo por la componente supratérmica, $p=n_{e\kappa}/(n_p+2n_\alpha)$=1, se varía $A_{e\kappa}$.
Se mantienen fijos: p=1, β_p=0.1, $A_p=A_\alpha$=-0.86, η_α=0.08, T_α/T_p=4, $T_{e\kappa}/T_p$=8.

La tendencia general, en todos los casos estudiados, muestra que al aumentar p se genera una fuerte disminución del rango de frecuencias inestables, acompañado por un aumento del intervalo de frecuencias de absorción (i.e., un corrimiento de la frecuencia límite, aquella en la que cambia el signo de γ, hacia menores frecuencias). El agregado de electrones del *halo* produce también crecimientos del máximo valor de $|\gamma|$ para cada frecuencia, sin embargo y debido al corrimiento de la frecuencia límite, se produce una disminución en la tasa de crecimiento máxima de la inestabilidad.

En los bordes de las CMEs, generalmente se observa que la mayoría de los electrones son bien representados con una fdd bi-Maxwelliana, sin embargo en el interior de las mismas aumenta significativamente la cantidad de electrones presentes en el *halo* (ver [Fainberg et al., 1996]). Los resultados teóricos de esta sección muestran que es necesaria una mayor precisión en el conocimiento de las propiedades de la componente de la fdd de electrones con decaimiento de potencia, para poder predecir las condiciones de emisión y/o absorción de EICWs en las eyecciones de masa coronal.

6-4.b Excitación de ondas por *halos* bi-Maxwellianos

En el contexto del viento solar rápido, debido a la presencia de flujos monodireccionales de electrones, varios autores han modelado el *halo* de electrones con un único grupo de electrones minoritarios cuya fdd es bi-Maxwelliana con la posibilidad de un desplazamiento diferencial (*drift*) respecto al centro de masa de los protones.

La presencia de flujos bidireccionales en CMEs sugiere la posibilidad de representar el *halo* mediante el agregado de dos grupos minoritarios de electrones, cada uno de ellos con fdd bi-Maxwelliana y con *drift* opuesto, ambos a lo largo de la líneas de $\mathbf{B_0}$, uno paralelo y el otro antiparalelo. En esta sección se investigan los efectos que tienen estos haces sobre la inestabilidad de las ondas EICWs dextrógiras.

Se consideran tres especies electrónicas. Una especie mayoritaria, conteniendo una gran proporción del total de electrones del plasma, con fdd bi-Maxwelliana sin *drift* (como en la sección **6-2**) con temperatura T_e y anisotropía térmicas A_e. Las dos especies minoritarias restantes tendrán abundancia relativas a la densidad total de electrones (igual a la de protones más 2 veces las de αs) $\eta_{b1,2}=n_{b1,2}/(n_p+2n_\alpha)$, y sus fdds serán bi-Maxwellianas con desplazamiento diferencial respecto al grupo anterior, las velocidades de *drift* serán V_{b1} y V_{b2} y generalmente se supondrán iguales en módulo pero opuestas, ya que los grupos viajan en direcciones contrarias (se supondrá que el sentido de la velocidad de los electrones asociados con V_{b1} coincide con $\mathbf{B_0}$). U_{b1} y U_{b2} son las velocidades diferenciales medidas en unidades de la velocidad de Alfvén de protones (i.e.,

$U_{b1,2}=V_{b1,2}/v_A$). Por simplicidad, ambos grupos de electrones minoritarios tendrán igual temperatura, $T_{eb1}=T_{eb1}(=T_{eb})$ e igual anisotropía térmica, $A_{eb1}=A_{eb2}(=A_{eb})$.

Se realizan corridas del código numérico que fue elaborado para resolver la relación de dispersión exacta que corresponde a un plasma con dos especies iónicas (protones y αs) con fdd bi-Maxwellianas y tres especies de electrones (una para representar el *core* y dos para el *halo*). Los parámetros de entrada de este código son: $\{\beta_p, A_p, \eta_\alpha, T_\alpha/T_p, A_\alpha, T_e/T_p, A_e, U_{b1}, U_{b2}, T_{eb1}, T_{eb1}, A_{eb1}, A_{eb2}, \eta_{b1}, \eta_{b2}\}$.

Los efectos de las propiedades de los electrones minoritarios son estudiados a lo largo de esta sección para un conjunto de parámetros fijo para los iones y los electrones mayoritarios. Esta configuración ha sido elegida con valores bajos para el beta de plasma de protones (β_p=0.12), gran abundancia de αs (η_α=0.15) y con A_p=-0.75, T_α/T_p=4, A_α=-0.75, T_e/T_p=7 y A_e=-0.5.

Velocidades diferenciales del orden de 100-200 veces la velocidad de Alfvén son compatibles con v_A~10^7 cm/s y con los picos que presenta (a velocidades ~1.5_x10^4 km/s) la fdd reducida[2], que observó Wind el 6 de Septiembre de 1996 (ver figura 23). Con valores de drift y temperatura tales que U_b~150 y T_{eb}/T_p~20, y suponiendo una temperatura de protones típica de ~10^5K, un electrón térmico puede alcanzar energías ~KeV como las observadas en [Pillip et al., 1987].

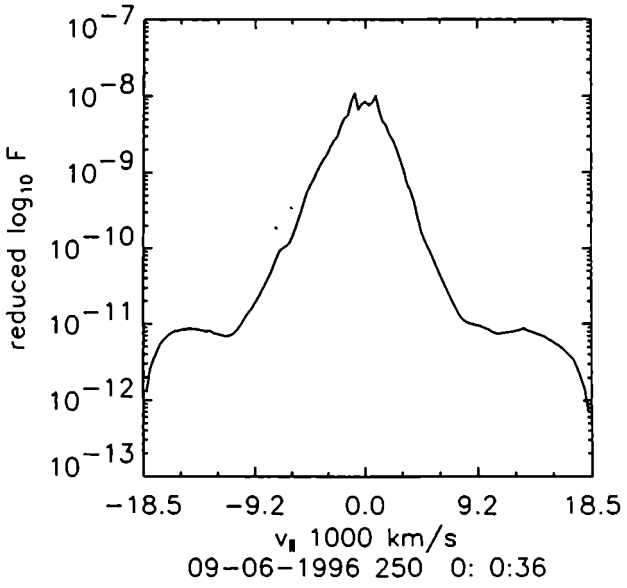


Figura 23: Función de distribución reducida (i.e., integrada en la componente perpendicular a $\mathbf{B}_0$). Datos de Wind de las 0:0:36 UT del 6 de septiembre de 1996.

[2] La fdd reducida es la fdd integrada sólo en la componente perpendicular del campo magnético. En consecuencia ésta sólo depende de la velocidad paralela.

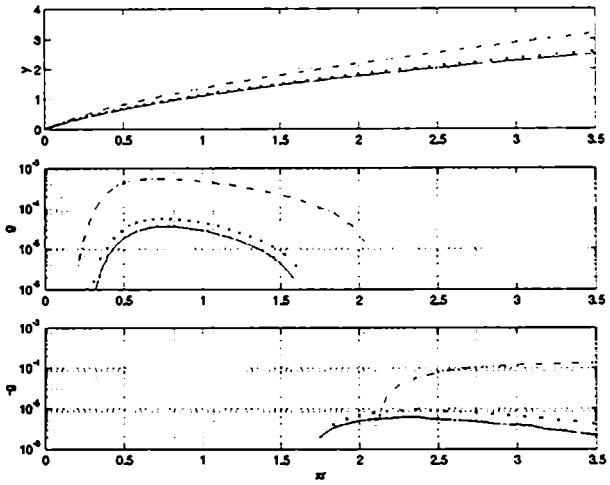


Figura 24: Número de onda (y), tasa de crecimiento (g) y tasa de absorción ($-g$) en función de la frecuencia (x_r). Efecto de la velocidad diferencial de los grupos minoritarios de electrones (varío $U=U_{b1}=U_{b2}$). Las curvas raya-punto, raya y sólida, corresponden respectivamente a los casos con U=150, U=0 y sin grupo minoritario. Se mantienen constantes β_p=0.12, $A_p=A_\alpha$=-3/4, η_α=0.15, T_α/T_p=4, T_e/T_p=7, A_e=-0.5, $T_{eb1}/T_p=T_{eb1}/T_p$=20, $A_{eb1}=A_{eb2}$=-0.9 y $\eta_{b1}=\eta_{b2}$=0.005.

El caso de referencia se elige con U_b=150(=$U_{b1}=U_{b2}$), T_{eb}/T_p=20(=$T_{eb1}/T_p=T_{eb2}/T_p$), η_b=0.005(=$\eta_{b1}=\eta_{b2}$), es decir una abundancia total entre ambos grupos del 1%, y A_{eb}=-0.9(=$A_{eb1}=A_{eb2}$), esta gran anisotropía térmica refuerza la alineación observada entre las partículas y $\mathbf{B_0}$.

En la figura 24 se presentan resultados manteniendo fijos β_p=0.12, η_α=0.15, A_p=-0.75, T_α/T_p=4, A_α=-0.75, T_e/T_p=7 y A_e=-0.5, $T_{eb1}/T_p=T_{eb1}/T_p$=20, $A_{eb1}=A_{eb2}$=-0.9. Se muestran tres curvas que corresponden a los casos sin *halo* (η_b=0), con ùn único *halo* formado electrones sin *drift* (U_b=0) y con dos poblaciones en el *halo* con U_b=150.

Para el caso de *halo* sin *drift* se eligen, excepto U_b, los parámetros de referencia: abundancia total del *halo* del 1%, T_{eb}/T_p=20 y $A_{eb}=A_{eb}$=-0.9. El caso con dos poblaciones es el caso de referencia: U_b=150, T_{eb}/T_p=20, η_b=0.005, A_{eb}=-0.9.

Puede observarse que mientras que el agregado del *halo* con U_b=0 no modifica sustancialmente las condiciones de la inestabilidad, agregar el *halo* con *drift* produce aumentos de las tasas de crecimiento en casi un orden de magnitud, y produce una amplificación del intervalo de frecuencias inestables. En la banda de frecuencias absorbentes, inmediata a la banda inestable (hasta $\omega_r \sim 3\Omega$) se producen también aumentos en las tasas de absorción.

Aunque las observaciones indican que la anisotropía térmica de los electrones del *halo* es negativa y que estos electrones están más alineados con el campo magnético que los del *core*, los datos disponibles en la literatura no permiten determinar con exactitud valores observados para A_{eb}.

Con el objeto de explorar que ocurre cuando se modifican los valores de la anisotropía térmica de los electrones del *halo*, en la figura 25 se muestra el caso sin *halo*, el caso de referencia y casos como el de referencia pero con A_{eb}=0, -0.5, -0.75, -0.95, -0.99 (los que corresponden a $T_{eb,\perp}/T_{eb,//}$=1, 2, 4, 20, 100, respectivamente).

Puede observarse en esta figura que, dado el conjunto de parámetros elegido, la presencia del *halo* es la que modifica esencialmente las condiciones de la inestabilidad, mientras que el valor de $T_{eb,\perp}/T_{eb,//}$ sólo produce ligeras modificaciones de la relación de dispersión.

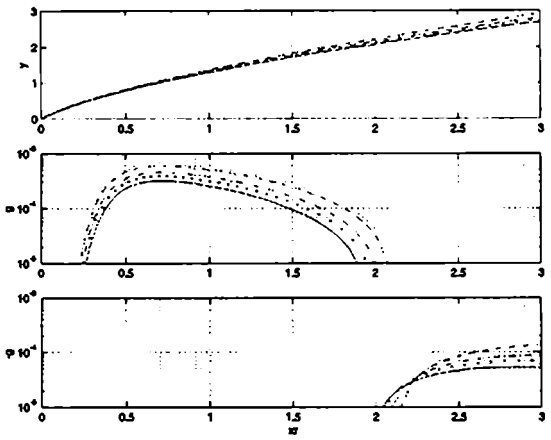


Figura 25: Idem figura 24, pero se muestra el efecto de la anisotropía térmica de los grupos minoritarios de electrones (varío $A_{eb}=A_{eb1}=A_{eb2}$). Las curvas sólida, puntos grandes, raya-punto, discontinua y puntos chicos, corresponden respectivamente a los casos con A_{eb}=0, -0.5, -0.75, -0.95, -0.99.

Se mantienen constantes β_p=0.12, $A_p=A_\alpha$=-3/4, η_α=0.15, T_α/T_p=4, T_e/T_p=7, A_e=-0.5, $T_{eb1}/T_p=T_{eb1}/T_p$=20, $U_{b1}=U_{b2}$=150 y $\eta_{b1}=\eta_{b2}$=0.005.

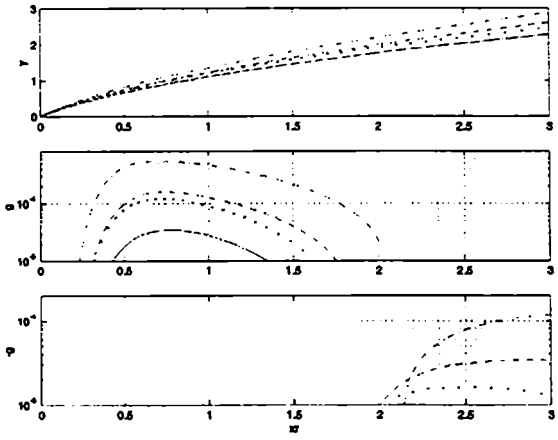


Figura 26: Idem figura 24, pero se muestran casos con flujos electrónicos direccionales y bidireccionales. Las curvas sólida, raya-punto, puntos y discontinua, corresponden respectivamente a los casos sin grupo minoritario de e$^-$, con flujo bidireccional, con flujo paralelo a $\mathbf{B_0}$, con flujo antiparalelo a $\mathbf{B_0}$.

Se mantienen constantes β_p=0.12, $A_p=A_\alpha$=-3/4, η_α=0.15, T_α/T_p=4, T_e/T_p=7, A_e=-0.5, $T_{eb1}/T_p=T_{eb1}/T_p$=20, $U_{b1}=U_{b2}$=150, $A_{eb1}=A_{eb2}$=-0.9 y $\eta_{b1}=\eta_{b2}$=0.005.

La presencia de flujos bidireccionales en CMEs es intermitente, encontrándose regiones sin presencia de electrones supratérmicos e incluso regiones con flujos monodireccionales. Varios autores interpretan estas observaciones mediante la conexión, o desconexión, de la CME con el Sol, a través de los pies de las líneas magnéticas a ambos extremos de la gran estructura interplanetaria. La presencia de flujos bidireccionales se deberá a la conexión directa de la CME con el Sol, en sus dos extremos. Adoptando esta hipótesis de trabajo, se examina ahora como afecta la topología de la

CME a la actividad de las EICWs, considerando las posibles diferencias en la actividad de las ondas en los casos en que estos flujos bidireccionales están o no presentes. También se explora el caso en que el flujo es monodireccional.

La figura 26 muestra resultados para cuatro configuraciones del plasma, todas con los mismos parámetros para iones y electrones del *core* como en el caso base (β_p=0.12, η_α=0.15, A_p=-0.75, T_α/T_p=4, A_α=-0.75, T_e/T_p=7 y A_e=-0.5). En un caso no hay *halo*, en otro hay un *halo* bidireccional como el caso de referencia (U_b=150, T_{eb}/T_p=20, η_b=0.005 y A_{eb}=-0.9), y otros dos casos representan flujos monodireccionales, en cada uno de éstos está "encendido" el flujo en sólo una de las dos direcciones (i.e., hay sólo un grupo de electrones en el *halo*). Estos últimos dos escenarios de parámetros representan configuraciones en las cuales la estructura CME está conectada al Sol mediante sólo uno de sus extremos. En los casos con flujos monodireccionales se agrega una velocidad diferencial al *core* de electrones, de tal forma que se cumpla la condición de corriente nula para la configuración de equilibrio.

En la figura 26 puede observarse que el agregado de un sólo grupo de electrones en el *halo* respecto de la configuración sin *halo*, produce incrementos de las tasas de crecimiento de la onda en casi un orden de magnitud. Aunque el efecto del flujo de electrones paralelo o antiparalelo a $\mathbf{B_0}$ es cualitativamente similar, se notan pequeñas diferencias cuantitativas en las tasas de crecimiento. Cuando el flujo es antiparalelo las tasas son mayores. Cuando se agrega el *halo* con dos grupos de electrones, el efecto se intensifica y la tasa de crecimiento máxima se incrementa respecto al caso sin *halo*, en un factor cercano a 15. Las tasas de máximo crecimiento son 3.56_x10^{-5}, 1.19_x10^{-4}, 1.16_x10^{-4} y 5.4_x10^{-4} para los casos sin *halo*, con *halo* monodireccional paralelo a $\mathbf{B_0}$, antiparalelo, y con *halo* bidireccional, respectivamente.

6-5 Protones supratérmicos en las eyecciones de masa coronal

En esta sección se investigan los efectos del flujo bidireccional de protones, que a menudo se observa en CMEs, sobre la inestabilidad de las ondas EICWs dextrógiras. Esta propiedad será modelada con alas no Maxwellianas de alta energía en la fdd de los protones a lo largo de las líneas de $\mathbf{B_0}$.

Existen observaciones de decaimientos de potencia en el rango de altas energías de la fdd de protones en CMEs. Este rango abarca las energías para las cuales los protones resuenan con las ondas, y por lo tanto es de gran importancia estudiar un modelo más adecuado que una simple bi-Maxwelliana.

Aquí, los protones del plasma serán modelados con dos grupos, un grupo mayoritario con una fdd bi-Maxwelliana, como en la sección **6-1**, y un grupo minoritario de protones con fdd κappa$_{//}$-Maxwelliana$_{\perp}$.

Específicamente, en este apartado se estudia como se modifican las condiciones de la inestabilidad ante la presencia del grupo minoritario de protones κ. Se investigan ejemplos con parámetros que representan anisotropías de iones moderadas, abundancia de αs típicas de las CMEs, y electrones isótropos. Se utiliza una fdd Maxwelliana para éstos últimos, a fin de no oscurecer el efecto de emisión de los protones con otros mecanismos físicos.

La relación de dispersión para este tipo de composición del plasma (ver ecuaciones **2**-19 y **2**-28) se resuelve mediante un código numérico rápido para κ=3, que fue elaborado para este fin. Este valor de κ es consistente con las observaciones de la fdd de protones en CMEs, dado que nuestra propuesta es que para altas energías $f_\kappa(v)\sim v^{-2\kappa}$, y los datos sugieren $f_\kappa(E)\sim E^{-\kappa}$, con κ entre 2.4 y 5.7 para energías supratérmicas.

Los parámetros de entrada del código, que se agregan a los parámetros requeridos para un plasma con especies bi-Maxwellianas solamente (secciones **6-2** y **6-3**) son η_κ, A_κ y T_κ/T_p. Notar que $\eta_\kappa=n_\kappa/n_p$ es la abundancia de protones κappa relativa a los protones bi-Maxwellianos y no al total de protones, que será $n_{Total}=n_p+n_\kappa$. Aquí T_κ y A_κ son la temperatura (segundo momento) y la anisotropía térmica de protones κappa, de forma análoga a como fueron definidas para los electrones del *halo* en la sección **6-4.1**.

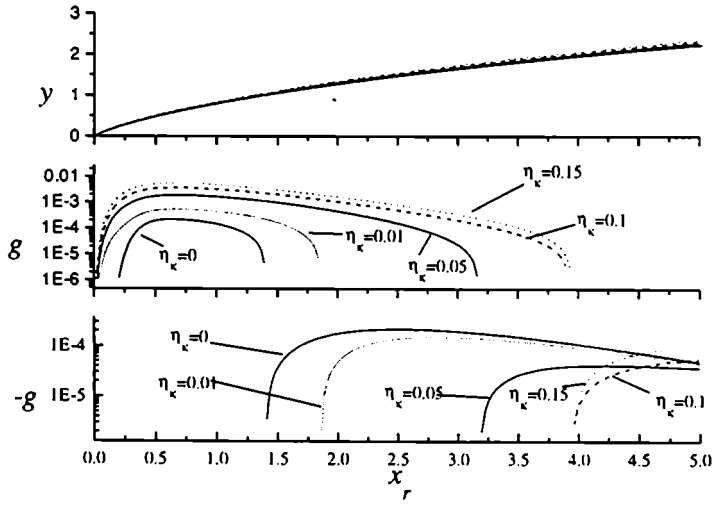


Figura 27: Número de onda (y), tasa de crecimiento (g) y tasa de absorción ($-g$) sin dimensiones, versus la frecuencia sin dimensiones (x_r). Dependencia sobre la abundancia de protones supratérmicos: variaciones de η_κ.
Se mantienen fijos β_p=0.4, $A_p=A_\alpha=A_\kappa$=-0.67, T_α/T_p=4, η_α=0.08, T_κ/T_p=2 y A_e=0.

La figura 27 muestra los resultados que corresponden a valores η_κ=0, 0.01, 0.05, 0.10 y 0.15, para un conjunto de parámetros fijos: β_p=0.4, A_p=-0.67, η_α=0.08, T_α/T_p=4, A_α=-0.67 (=A_p), A_e=0, T_κ/T_p=2 y A_κ=-0.67(=A_p).

Se realizaron corridas para verificar que, tal como se discutió en las secciones **6-1** y **6-2**, la inestabilidad es insensible a variaciones de la temperatura de electrones cuando su fdd es una Maxwelliana, i.e., los resultados con diferentes T_e/T_p son los mismos cuando los electrones son isótropos.

El agregado de protones κ aumenta la inercia de la onda, y dado que éstos tienen velocidad térmica paralela mayor que la perpendicular estos protones también colaboran en el efecto 'fire hose' neto (ver la discusión realizada en la sección **2-5**), es decir dos causas de frenado de la onda. Sin embargo, debido a que la cantidad de estos protones minoritarios es pequeña (aún en el caso extremo η_κ=0.15), la velocidad de la onda es débilmente afectada por las variaciones efectuadas en η_κ.

Las tasas de crecimiento y los anchos de las bandas de frecuencia inestable crecen cuando se incrementa η_κ. Así por ejemplo el valor máximo de g (g_{Max}) para η_κ=5% es ~3 veces que para η_κ=1%, y el rango de frecuencias inestables, x_r, es aproximadamente el doble. Cuando η_κ se modifica desde 0 hasta 15%, g_{Max} cambia desde ~2_x10^{-4} hasta ~5_x10^{-3}, un incremento de un factor 25 que ilustra el efecto considerable que tienen estos protones sobre la inestabilidad.

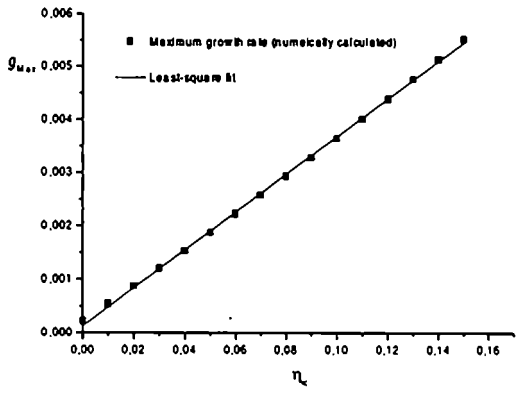


Figura 28: Máxima tasa de crecimiento (g_{Max}) versus abundancia de protones supratérmicos (η_κ). La dependencia de g_{Max} con η_κ es lineal, $g_{Max}(\eta_\kappa)=A\eta_\kappa+B$. Mediante un ajuste de cuadrados mínimos usando el escenario de parámetros de la figura 27, se obtuvieron A=0.0354 and B=0.0001.

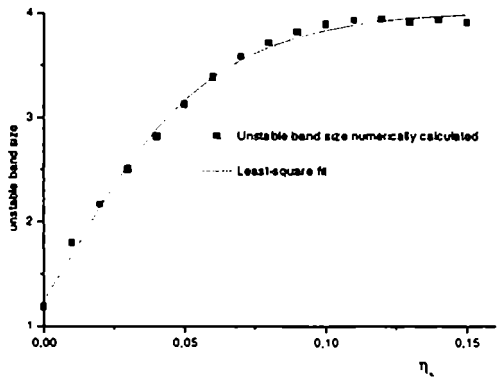


Figura 29: El tamaño de la banda de frecuencias inestables (Δx_r) crece con η_κ. Esta dependencia puede ser aproximada con $\Delta x_r=A-B\exp\{C\eta_\kappa^D\}$. Mediante un ajuste de cuadrados mínimos usando el escenario de parámetros de la figura 27, se obtienen A=4.01, B=2.76, C=45.40 y D=1.22.

Si se comparan estos resultados con los discutidos en la sección **6-1,** el efecto que tiene el incremento de η_κ es, en algunos aspectos, cualitativamente similar al que produce el incremento de $|A_p|$, i.e., ensanchar la banda de frecuencias inestables, aumentar las tasas de crecimiento, desplazar hacia frecuencias mayores la frecuencia donde cambia el signo de g. Sin embargo los cambios en A_p producen variaciones menores sobre la velocidad de fase de la onda, ya que entonces sólo cambian ligeramente las condiciones de 'fire hose'.

Un análisis muestra (figura 28) que g_{Max} crece linealmente con η_κ en el intervalo explorado, i.e., $g_{Max}=A\eta_\kappa+B$, donde $A=3.5_x10^{-2}$ y $B=1.3_x10^{-4}$, para los parámetros elegidos. La figura 29 muestra la ampliación de la banda de frecuencias inestables como función de η_κ. La relación, mostrada por una línea continua, es representada por $A\text{-}B\exp\{-C\eta_\kappa^{D}\}$, donde $A=4.01$, $B=2.76$, $C=45.40$, y $D=1.22$ para el mismo conjunto de parámetros que el estudiado en la figura 28. Se observa que el ancho del rango de frecuencias inestables satura cerca de $\eta_\kappa=10\%$.

Si en vez de protones energéticos, se tratara de considerar partículas alfa con un ala de alta energía, podríamos esperar un efecto aún más significativo, ya que el efecto inercial es 4 veces mayor ($m_\alpha/m_p=4$) y además la cantidad de cargas eléctricas por ion involucrada en el efecto resonante es el doble ($q_\alpha/q_p=2$).

7 Análisis Estadístico de Eyecciones de Masa Coronal y Selección de los Eventos más Favorables para la Actividad de EICW

En la primera parte de este capítulo (sección **7-1**) se presenta una reseña de los estudios estadísticos que se realizaron acerca de las propiedades cinéticas de las CMEs a 1UA del Sol, en particular se enfatizan cuales han sido los criterios utilizados para su identificación. En la sección **7-2** se presentan y se discuten nuestros resultados, que actualizan y complementan los estudios existentes en la bibliografía. Se han estudiado dos conjuntos de eventos. Uno de ellos está formado por todas los Halo-CMEs identificadas por el SOHO y observados por Wind durante un período de tiempo aproximado de un año. El otro conjunto está formado por todas las nubes magnéticas observadas por Wind durante un lapso de aproximadamente cuatro años. Los resultados del estudio de estas observaciones, junto con los resultados teóricos de los capítulos anteriores, nos han permitido seleccionar aquellos eventos con propiedades más adecuadas para el desarrollo de la inestabilidad de las EICWs. En la sección **7-3** se estudia la posibilidad de excitación de EICWs en la nube magnética que atravesó a Wind los días 7 y 8 de agosto de 1996.

7-1 Estadística obtenida por la sonda ISEE 3. Flujo bidireccional de electrones supratérmicos

En esta sección damos un resumen del estudio de las observaciones de CMEs realizadas por la sonda espacial ISEE 3 desde aproximadamente su lanzamiento, 15 de Agosto de 1978, hasta el 1^{ero} de Enero de 1980 [Gosling et al., 1987]. Este período coincide con la etapa de crecimiento, muy cercana al máximo 21 del ciclo solar. La sonda ISEE 3 fue originalmente colocada en órbita cerca del punto Lagrangiano L1[1]; este punto está ubicado sobre la línea que une a la Tierra con el Sol y a una distancia de ~ 1/100 UA respecto de la Tierra (i.e., aproximadamente a 1UA del Sol).

En ese trabajo, el más completo análisis estadístico publicado hasta el momento, se realizó un censo de eventos interplanetarios cuyo criterio para la identificación de CMEs fue la presencia en el plasma interplanetario de flujos bidireccionales de calor electrónico (Bidirectional Electron Heat Flux Event, BE) en el rango de energía ~80eV-1keV. Esta señal fue considerada la característica crucial. Con este criterio se identificaron 49 eventos durante el lapso de 1 año y medio que abarcó el estudio (i.e., una tasa de eventos de ~ 3 CMEs por mes). El flujo electrónico fue bidireccional durante el ~5% de los 18 meses explorados. Casi la mitad de los eventos fueron precedidos por ondas de choque interplanetarias.

---

[1] Para una explicación detallada del punto Lagrangiano y para una descripción de las sondas que han orbitado cerca de este punto, ver http://www-spof.gsfc.nasa.gov/Education/wlagran.html .

Se observó que si bien hay coincidencia entre los BEs y los flujos bidireccionales de protones (BPs) en el rango de 35keV-1MeV, no todos los eventos BEs han sido también BPs y viceversa. La presencia de BE es más frecuente que la de BP.

En el estudio estadístico de ISEE 3 se ha realizado una investigación exhaustiva de la velocidad media y densidad de protones, la dirección e intensidad del campo magnético (desviación respecto del plano de la eclíptica) del beta de plasma de protones, la anisotropía térmica de protones y electrones, la temperatura electrónica, la abundancia de H_e^{++}, el tiempo entre el paso del choque interplanetario y la estructura misma (se estima que el tamaño típico entre estos dos eventos es de 0.16 AU), y el tamaño del espesor radial de los BEs (~ 0.13AU).

Del estudio realizado en el capítulo anterior sabemos que las propiedades que determinan la excitación de las EICWs son el beta de plasma y la anisotropía térmica de protones, las fdd del tipo de flujo de calor electrónico (alas supratérmicas), la abundancia, la temperatura y la anisotropía térmica de las partículas alfa, la temperatura y la anisotropía térmica de electrones y las propiedades del flujo bidireccional de electrones. Es decir del conjunto de parámetros $\{\beta_p, A_p, \text{BP}, \eta_\alpha, T_\alpha/T_p, A_\alpha, T_e/T_p, A_e, \text{BE}\}$. Casi el 40% de los eventos BE coincide con una anisotropía de protones negativa tal que $T_{p,//}/T_{p,\perp}>1.8$ ($A_p<-0.44$), más del 10% tiene $T_{p,//}/T_{p,\perp}>3$ ($A_p<-0.66$), y casi el 10% de los BE coincide con una anisotropía negativa de electrones tal que $T_{e,//}/T_{e,\perp}>2$ ($A_e<-0.5$). Sin embargo, y dado que no todas las CMEs coinciden con eventos BE, los porcentajes de eventos CME con anisotropía negativa acentuada, es decir menor que un determinado valor, podrían variar con respecto a los informados en [Gosling et al., 1987] si se considera al espacio muestral como el conjuntos de todas las CMEs.

7-2 Estudios estadísticos de Halo-CMEs y de nubes magnéticas

En esta sección se presenta un nuevo estudio estadístico, que realizamos especialmente para esta tesis con datos de los instrumentos de SWE y de MFI, que están montados en la sonda Wind. En algunos aspectos nuestro análisis constituye una revisión y puesta al día significativa del estudio estadístico comentado en la sección anterior. Bajo otro punto de vista, nuestro estudio centrado sobre un período de mínimo del ciclo de actividad solar complementa el trabajo de [Gosling et al., 1987] que corresponde a una etapa de máximo. La investigación abarca dos tipos de eyecciones solares: Halo-CMEs y nubes magnéticas interplanetarias.

Para cada una de estas dos clases de objetos se consideran todos los eventos observados por Wind en dos períodos de tiempo especificados. Tanto para el estudio de los Halo-CMEs como para el de las nubes magnéticas se han elegido períodos de mínimo solar, con duración de uno y cuatro años respectivamente para cada tipo de evento.

La sonda Wind de la NASA fue lanzada el 1^{ero} de noviembre de 1994 y lleva a bordo varios instrumentos científicos (SWE, 3-D PLASMA, WAVES, EPACT, SMS, MFI, TGRS, KONUS, SWIM)[2] con el fin de observar diversas propiedades de las partículas cargadas y los campos eléctricos y magnéticos que caracterizan el plasma que compone el medio interplanetario en los alrededores de la Tierra (i.e., identificar las propiedades del viento solar a ~1 UA del Sol y actuar como monitor del plasma interplanetario), ver Figura 1. En esta tesis se estudian datos observados por Wind con MFI (Magnetic Field Investigation) y SWE (Solar Wind Experiment).

En particular, MFI es esencialmente un magnetómetro con un sistema electrónico asociado [Lepping et al., 1995]. SWE, en cambio, es un conjunto integrado de instrumentos, formado por dos copas de Faraday (FC), un espectrómetro vectorial de iones y electrones (VEIS), que está a su vez compuesto por dos conjuntos de 3 analizadores electrostáticos cada uno, simétricamente colocados en la sonda, y un sensor para medir las propiedades del strahl de electrones (i.e., distribución energética y angular del flujo de electrones en direcciones cercanas a la del campo magnético) [Ogilvie et al., 1993].

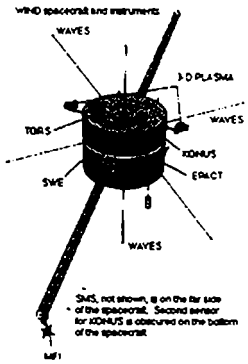


Figura 1: Esquema de los instrumentos a bordo de la sonda espacial Wind. Tomada de http://www-spof.gsfc.nasa.gov/istp/gifs/wind.gif.

En la entrada de cada uno de los analizadores electrostáticos de VEIS hay un colimador que restringe el campo de visión y a su vez cada analizador puede registrar tanto el rango de energía de electrones como el de protones, ya que al invertir la polaridad del analizador se selecciona que tipo de partícula cargada se observa. Estos analizadores están simétricamente dispuestos de modo tal que cada uno de ellos cubre aproximadamente $4\pi/6$ stereoradianes, y de forma tal que pueden medirse las funciones de distribución de electrones y de protones.

[2] Para más detalles acerca de las funciones específicas de cada uno de estos instrumentos, ver http://www-spof.gsfc.nasa.gov/istp/wind/wind_inst.html .

7-2.a Halo-CMEs (eventos del período Dic.1996-Nov.1997)

En esta sección se estudian todos los Halo-CMEs que observó el instrumento LASCO de la sonda SOHO[3] sobre el disco solar y que luego del anuncio del LASCO, fueron observados por Wind. El período de nuestro estudio es desde diciembre 1996 hasta noviembre de 1997. Durante este lapso se observaron 20 eventos, cantidad que corresponde a una tasa de 1.7 eventos por mes, es decir aproximadamente la mitad de los observados por ISEE 3 en el período del máximo solar (estudio descripto en la sección anterior). Debe ser notado que no necesariamente todos los eventos que anuncia LASCO pueden ser observados por Wind, y que nuestra muestra estadística está formada por aquellos objetos que pasaron a través de Wind.

Un evento Halo-CME ocurre cuando una eyección solar es emitida de tal forma que, visto desde la dirección Sol-Tierra, el Sol entero aparece rodeado por la CME. Estos eventos son producidos por CMEs que se dirigen hacia la Tierra. En el sitio de Internet de la NASA, URL: http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/cmes.htm puede verse una secuencia animada del Halo-CME ocurrido el 7 de abril de 1997, uno de los 20 eventos Halo-CMEs estudiados en esta tesis.

Vamos a presentar ahora un caso de esta estadística. El 19 de diciembre de 1996 a las 17:40 hs (UT) el instrumento LASCO observó en el disco solar la violenta expulsión de una CME. Cuatro días después, a las 17 hs (UT) del 23 de diciembre, esta estructura alcanzó la sonda Wind, quien registró las propiedades del plasma que la compone.

En la Figura 2 se muestran observaciones de Wind correspondientes a los días 23, 24, 25 y 26 de diciembre de 1996. En los 9 paneles de esta figura pueden observarse en trazo continuo y de arriba hacia abajo: la densidad (N), la temperatura (T_p) y la velocidad media respecto a un sistema de referencia heliosférico (V_p) de protones, la presión dinámica de protones ($P=nmV^2$), la intensidad magnética (B), los ángulos θ_B y ϕ_B (latitud y longitud respectivamente) del vector magnético en coordenadas GSE[4], el beta de plasma de protones (β_p) y por último la frecuencia de ciclotrón de protones (Ω_p).

---

[3] Para consultar más información acerca de la sonda SOHO y/o el instrumento LASCO, ver http://sohowww.nascom.nasa.gov/ .

[4] El eje X de las coordenadas GSE (Geocentric Solar Ecliptic) apunta desde la Tierra hacia el Sol, el eje Y se elige dentro del plano de la eclíptica apuntando hacia el anochecer (opuesto al movimiento planetario) y el eje Z es perpendicular al plano de la eclíptica.

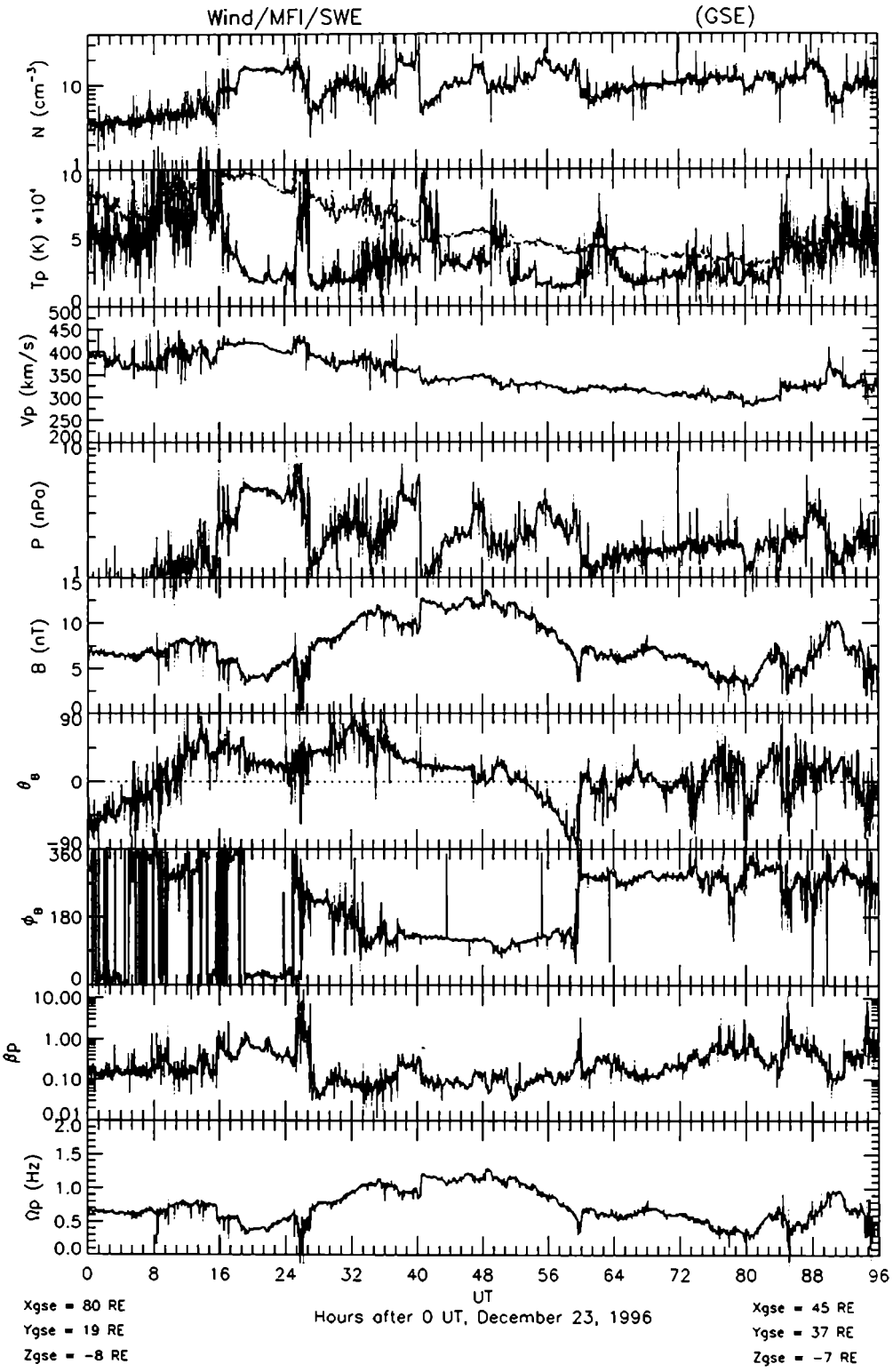


Figura 2: De arriba hacia abajo se muestran densidad protónica (N), temperatura de protones (T_p), velocidad media de protones (respecto a la sonda Wind, V_p), presión dinámica (P), intensidad del campo magnético (B), latitud (θ_B) y longitud (ϕ_B) del vector magnético, beta (β_p) y frecuencia de ciclotrón de protones (Ω_p), para los días 23 al 26 de diciembre de 1996.

Las mediciones *in situ* que registra una sonda espacial son observados a medida que el viento solar la atraviesa, es decir que el tiempo que se lee en el eje de las abscisas de la Figura 2 puede ser traducido, con ayuda de la velocidad V_p, al espesor de la estructura interplanetaria que viaja a través de la sonda, la cual puede suponerse prácticamente en reposo respecto al sistema heliosférico.

En el viento solar usual ha sido identificada a 1AU una correlación lineal entre la velocidad media (bulk) y la temperatura de los protones. Esta relación ha sido establecida desde las primeras observaciones del viento solar [Neugebauer y Snyder, 1966; Hundhausen et al., 1970]. Una de las expresiones que habitualmente se utilizan y que aproximan razonablemente bien esta relación es

$$T^{1/2}=AV+B. \quad ^{5} \qquad (1)$$

Hay que notar, también, que existe un cambio en la pendiente alrededor de V=500 km/s, i.e., cambia el valor de las constantes A y B. Datos de las sondas Helios, Explorer, Pioneer y IMP8 han estimado estos parámetros sin diferencias significativas. Por ejemplo haciendo un ajuste de parámetros, utilizando datos de IMP8, se han obtenido A=0.031 y B=-5.1 para viento solar lento (V<500 km/s) y A=0.02 y B=0.5 para viento solar rápido (V>500 km/s) [López, 1987]. La propiedad esencial de las CMEs es estar formada por protones fríos (respecto a la temperatura ambiente del viento solar) [Gosling et al., 1973], es decir que esta correlación de temperatura-velocidad no corresponde a CMEs, sino al viento solar típico.

En el segundo panel de la Figura 2 (T_p), además de la curva continua que representa la temperatura observada, se muestra también una curva con línea discontinua que representa la estimación de la temperatura de los protones según la ley ec. (1), acorde con la velocidad observada, velocidad que es mostrada en la misma figura, en el tercer panel.

En el panel de temperatura (T_p) puede observarse que alrededor de las 17 hs (UT), la temperatura de protones observada empieza a disminuir significativamente respecto de la curva esperada para el viento solar usual (ecuación (1)). En ese momento la CME alcanzó a Wind y el material frío de la frontera de la CME fue observado por los sensores de la sonda.

En el tercer panel, que corresponde a la velocidad (V_p), puede observarse que es una estructura que se expande, ya que las regiones que alcanzan primero a Wind viajan más rápido que las que lo alcanzan hacia el final de la CME (i.e., el perfil de velocidades es decreciente).

---

[5] T en 10^3 K y V en km/s.

Tanto en el perfil de la densidad (N) como en el de la intensidad del campo magnético (B) puede observarse que hay una estratificación en el interior de la CME y se pueden identificar al menos 6 estratos.

El primer estrato corresponde al período de tiempo desde las 17 hs hasta 26 hs después de las 0 hs (UT) del 23 de diciembre. En casi toda esta región los valores de β_p han sido mayores que 0.4, incluso se han alcanzado valores cercanos a la unidad. La frecuencia de ciclotrón de protones de este plasma es ~ 0.5 Hz. En la tabla1 se muestran los rangos de tiempo en los que Wind observó cada uno de los seis estratos que componen esta CME y los correspondientes rangos de valores típico para β_p, el cual es uno de los parámetros principales para caracterizar al plasma y como se recordará para determinar si es posible o no la excitación de EICWs.

Tabla 1

N°de Tramo	Rango de tiempo	Rango de valores de β_p
1	17-26	0.40-1.00
2	26-38	0.06-0.10
3	38-40	0.20-0.30
4	40-50	0.08-0.12
5	50-60	0.07-0.20
6	60-83	0.10-0.70

En la primer columna de la tabla se muestra el número de estrato identificado en la CME observada por Wind el 23 de diciembre de 1996; en la segunda columna se muestra el rango de tiempo que corresponde a cada sector, en horas después de las 0hs (UT) del día 23; la tercer columna muestra un rango de valores significativos para cada tramo.

En el estudio llevado a cabo en esta sección de la tesis se han utilizado dos criterios para identificar los bordes o fronteras de los Halo-CMEs en la serie temporal de datos. La utilización del doble criterio se debe a que en ocasiones usar sólo uno de ellos produce serias ambigüedades. Uno de los criterios utilizados es la presencia de bajos valores para β_p, respecto del viento solar ambiente; el otro es la presencia de bajas temperaturas para los protones, respecto de la estimación de T_p para el viento solar típico realizada con la ecuación (1). Con estos criterios se identifican el comienzo y el final de los 20 Halo-CMEs, es decir que definimos con precisión cada uno de los 20 elementos del conjunto que forma parte de la muestra para el estudio estadístico (conjunto A). El conjunto A, como hemos anticipado, está formado por todos los Halo-CMEs anunciados por LASCO y observados por Wind desde Diciembre de 1996 hasta Noviembre de 1997.

Todos los datos de Wind, del tipo de los empleados en la Figura 2, fueron inmediatamente accesibles mediante la colaboración con el C.J. Farrugia y las autoridades del Space Research Center de la Universidad de New Hampshire, USA.

Respecto de otros datos importantes, y a pesar de que los datos provenientes de satélites de NASA se declaran públicos, y las autoridades se precian de que los archivos de datos están abiertos a la comunidad científica internacional, en muchas ocasiones existen serias dificultades prácticas y administrativas para acceder a ellos. Debido a estas dificultades se decidió realizar una selección de los objetos de A con las mejores posibilidades "a priori" para manifestar actividad de ondas EICWs, y entonces requerir a NASA sólo los datos de SWE que corresponden a las propiedades electrónicas, sólo para el subconjunto de eventos seleccionado. De esta forma fue posible obtener los datos para nuestro trabajo en un período de tiempo razonable.

Con el fin de obtener información útil que ayude a realizar esta selección, se llevó a cabo un estudio minucioso del parámetro β_p, uno de los parámetros principales para el desarrollo de esta inestabilidad. Se desarrolló un código numérico que calcula para cada evento, la información que es mostrada en la Tabla2: el valor medio de β_p, su desviación standard, el mínimo y el máximo valor de beta y el tiempo durante el cual β_p fue mayor que un umbral (β_p^u=0.1). El valor del umbral fue elegido acorde a los resultados del estudio teórico llevado a cabo en el capítulo 6 de esta tesis.

En primer lugar el algoritmo lee, para cada evento, aquellos valores de T_p, N y B de una de las bases de datos de Wind con resolución de aproximadamente 2 datos por minuto: las propiedades de los protones del instrumento SWE y el campo magnético del instrumento MFI. Con estas mediciones se construyen los valores para el parámetro $\beta_p=8\pi NT_p/B^2$. El procesamiento de los datos incluye también la ejecución de un criterio sistemático de revisión de los datos espurios, que elimina aquellos valores de β_p^j que corresponden a errores del instrumento de la sonda espacial. El criterio rechaza aquellos valores que están fuera del intervalo ($<\beta_p^j>-3\sigma$, $<\beta_p^j>+3\sigma$), donde $<\beta_p^j>$ es el promedio de los β_p considerando las 10 mediciones anteriores y las 10 posteriores a β_p^j y σ es la desviación standard considerando este promedio.

A pesar de que los protones que forman las CMEs son fríos y de que generalmente las CMEs son objetos con gran intensidad de campo magnético, los valores de β_p en ciertas regiones de algunos eventos observados por Wind no son tan pequeños como se esperaría. Estos valores de β_p ocurren debido a valores grandes para la densidad de partículas. Por ejemplo durante un lapso de dos horas del evento #16 (de 15 a 17 hs del 24 de octubre de 1997) las observaciones de Wind indican que a pesar de que T_p es del orden de 1.5_x10^5K y de que B~10nT, debido a que la densidad de protones es mayor que 30 cm^{-1}, β_p alcanza valores

cercanos a la unidad. En el 65% de los casos (13 eventos) el valor de β_p se incrementa hacia el final de la CME.

Tabla2

En la primer columna de esta tabla se muestra el número que identifica el evento observado por Wind. La segunda muestra la fecha (año, mes y día) y la tercera la hora en la que ocurre el evento. La cuarta muestra la duración del evento (en horas). En las columnas quinta a octava se muestran el valor medio de β_p, la desviación standard, el mínimo y el máximo valor alcanzados por β_p, respectivamente. La novena columna muestra la cantidad de horas durante las que β_p ha sido mayor que 0.1 y la décima el correspondiente porcentaje de tiempo (respecto a la duración de cada evento).

N°	Fecha (aammdd)	Hora del comienzo	Duración en horas	Promedio de β_p	Desviación standard	Mínimo β_p	Máximo β_p	Tiempo (hs) con β_p>0.1	Tiempo (%) con β_p>0.1
1*♥◊	961204	20	64	0.77	0.61	0.08	9.75	63.82	99,72
2♥◊	961223	17	66	0.25	0.38	0.03	7.67	47.44	71,88
3*♣◊	970110	03	24	0.11	0.21	0.01	3.35	04.85	20,21
4*♣◊	970210	03	17	0.24	1.05	0.00	9.89	02.23	13,12
5*◊	970411	06	10	0.08	0.11	0.00	0.55	02.08	20,80
6*♣♥◊	970421	16	36	0.18	0.10	0.03	0.89	27.74	77,06
7♥♠	970503	07	05	0.69	0.29	0.26	1.93	04.94	98,80
8♣◊	970515	10	14	0.03	0.05	0.00	0.44	00.69	4,93
9*	970526	16	19	0.09	0.05	0.03	0.66	03.62	19,05
10*♥◊	970608	19	29	0.14	0.17	0.01	3.01	15.40	53,10
11*♣◊	970803	14	13	0.05	0.12	0.00	1.02	01.15	8,85
12*♥	970903	08	13	0.15	0.10	0.02	0.63	08.47	65,15
13*♣Ξ◊	970921	22	29	0.15	0.29	0.00	3.51	09.29	32,03
14*♣	971001	17	31	0.06	0.06	0.01	0.79	02.04	6,58
15♣♥◊	971010	12	36	0.09	0.07	0.02	0.55	10.01	27,81
16*♦♥	971024	10	09	0.39	.0.37	0.05	1.80	08.27	91,89
17*♥◊	971025	05	04	0.20	0.20	0.02	1.32	02.20	55,00
18♥	971026	20	37	0.28	0.51	0.01	8.83	24.35	65,81
19♣♥♠◊	971107	02	58	0.24	0.30	0.01	2.76	32.05	55,26
20	971122	13	29	0.06	0.10	0.00	1.21	04.74	16,34

* Los tiempos que corresponden al principio y el final de estos Halo-CMEs han sido determinados con el criterio de bajo beta de plasma de protones (i.e., menor que el valor ambiente). Para el resto de los eventos han sido determinados con el criterio de baja temperatura de protones (i.e., temperatura de protones menor que la estimación con la ecuación (1)).

♣ Son simultáneamente Halo-CMEs y Nubes Magnéticas Interplanetarias.

♦ En la etapa final el valor de beta del plasma de protones resultó muy alto, β_p~10.

♥ Eventos con β_p>0.1 durante tres o más horas consecutivas.

♠ Contienen grandes regiones con β_p~0.4.

Ξ El comienzo y el final resulta muy diferente si se aplica el criterio de bajo beta o el de baja temperatura de protones. Se ha optado por el criterio de bajo beta debido a que coincide con un cambio muy marcado en el campo magnético de la estructura que podría ser otro indicio de su borde.

◊ Hacia el final de la CME existe una región con β_p mayor que su valor medio.

En algunas ocasiones no se ha podido hacer una asociación exacta entre la CME observada por LASCO y aquella observada por Wind. Debido a que los valores de temperatura de protones observadas *in situ* por Wind han sido del orden de aquella que se obtiene para T_p con la estimación de la ecuación (1), valores no esperados para estos objetos, los eventos #01 y #07 podrían no corresponder a CMEs, pero sin embargo acorde a lo informado por LASCO este tipo de estructuras interplanetarias deberían haber pasado a través de Wind alrededor de las fechas indicadas en la Tabla2.

La asociación entre los eventos #16, #17 y #18 observados por Wind y el único que anunció LASCO no ha sido evidente. El 21 de octubre de 1997 a las 18:03 hs LASCO observó una CME que fue observada en todo el disco solar. Sesenta y cuatro horas más tarde, el 24 de octubre a las 10 hs, Wind comenzó a observar características (evento #16) que podrían corresponderse con la CME percibida por LASCO, y sin embargo en otras dos oportunidades, 78 y 122 horas más tarde del anuncio de LASCO, Wind observó nuevamente propiedades típicas de CMEs (eventos #17 y #18). Otra propiedad de interesante de algunas regiones de estas tres CMEs en 1UA ha sido el gran valor del beta de plasma de protones (β_p~1) y la gran cantidad de fluctuaciones que puede ser observada.

Casi la mitad (45%) de los Halo-CME estudiados también han sido identificados como nubes magnéticas interplanetarias [Burlaga et al., 1981]. En el 55% de los casos estudiados (11 eventos) el valor de β_p resultó ser mayor que 0.1 durante tres o más horas consecutivas. Si se promedian los porcentajes de tiempo durante los cuales se observaron valores β_p>0.1, resulta el 45.2%.

En las figuras 3 y 4 se muestran los resultados del estudio estadístico llevado a cabo sobre el parámetro β_p. El eje de las abscisas de la Figura 3 representa el número de evento (acorde a la Tabla2). El eje de las ordenadas representa β_p. Las barras representan el rango de valores recorrido por β_p en cada evento y el rombo marca su valor medio. El número encima de cada barra es la cantidad de horas que se observan con β_p>0.1. El signo de interrogación (?) debajo de las barras de los eventos #1 y #7 señala que la identificación en Wind del anuncio de LASCO ha sido dudosa. El asterisco (*) debajo de las barras representa indica que durante más de 20 horas el valor de beta de plasma de protones ha sido mayor que 0.1. Esto significa que, en base a la información disponible, podrían ser los eventos con mejores posibilidades para sostener actividad de EICWs. Los diamantes de la Figura 4 muestran el valor medio de β_p y los extremos de las barras su desviación media, para los 20 eventos de la Tabla2.

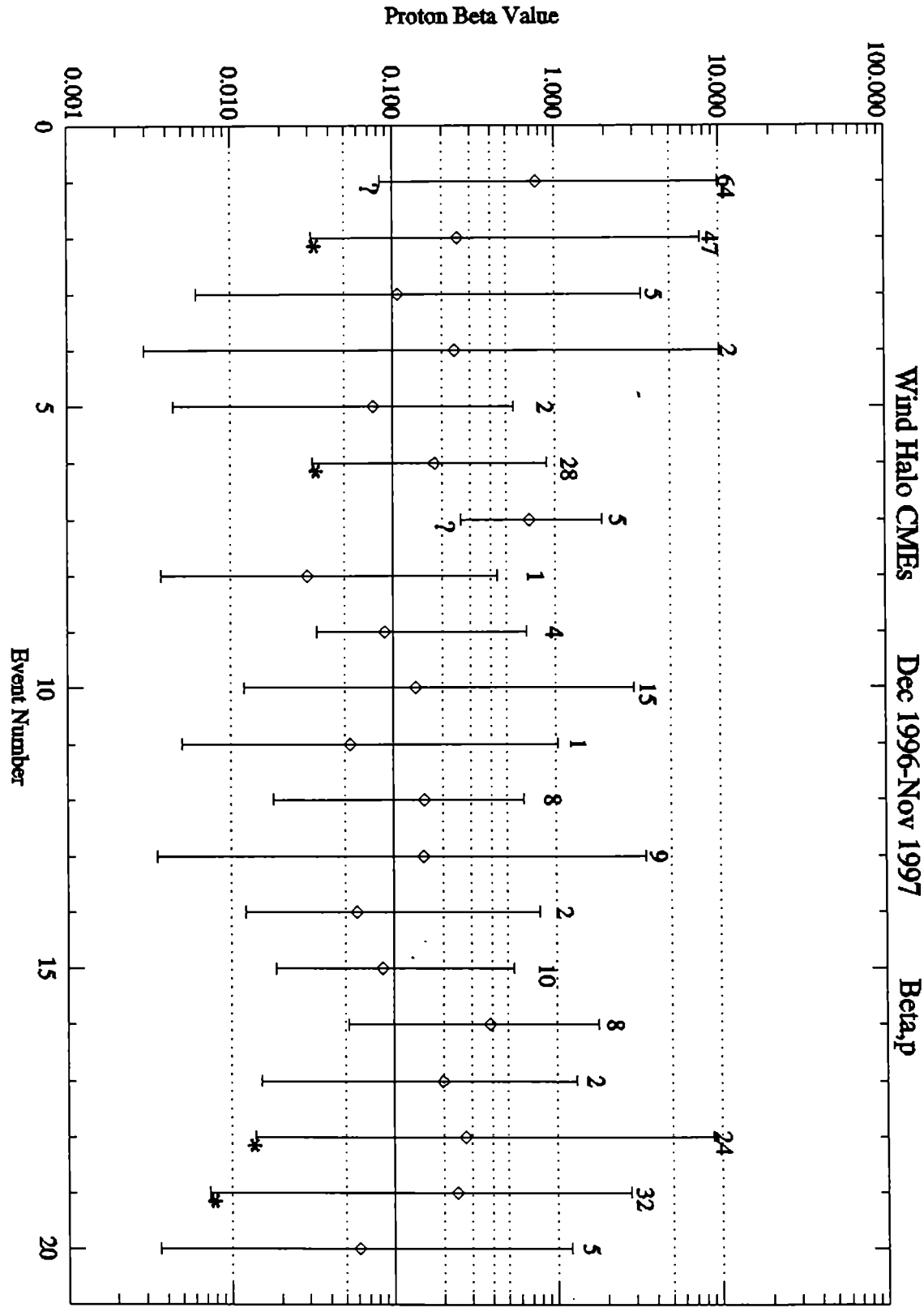


Figura 3: Rango de los valores recorridos por β_p para cada uno de los eventos del conjunto A (ver texto). El eje de las abscisas muestra el número de evento, según la clasificación de la Tabla 2. En el eje de las ordenadas se representa β_p. El número encima de cada barra indica la cantidad de horas en las que β_p>0.1.

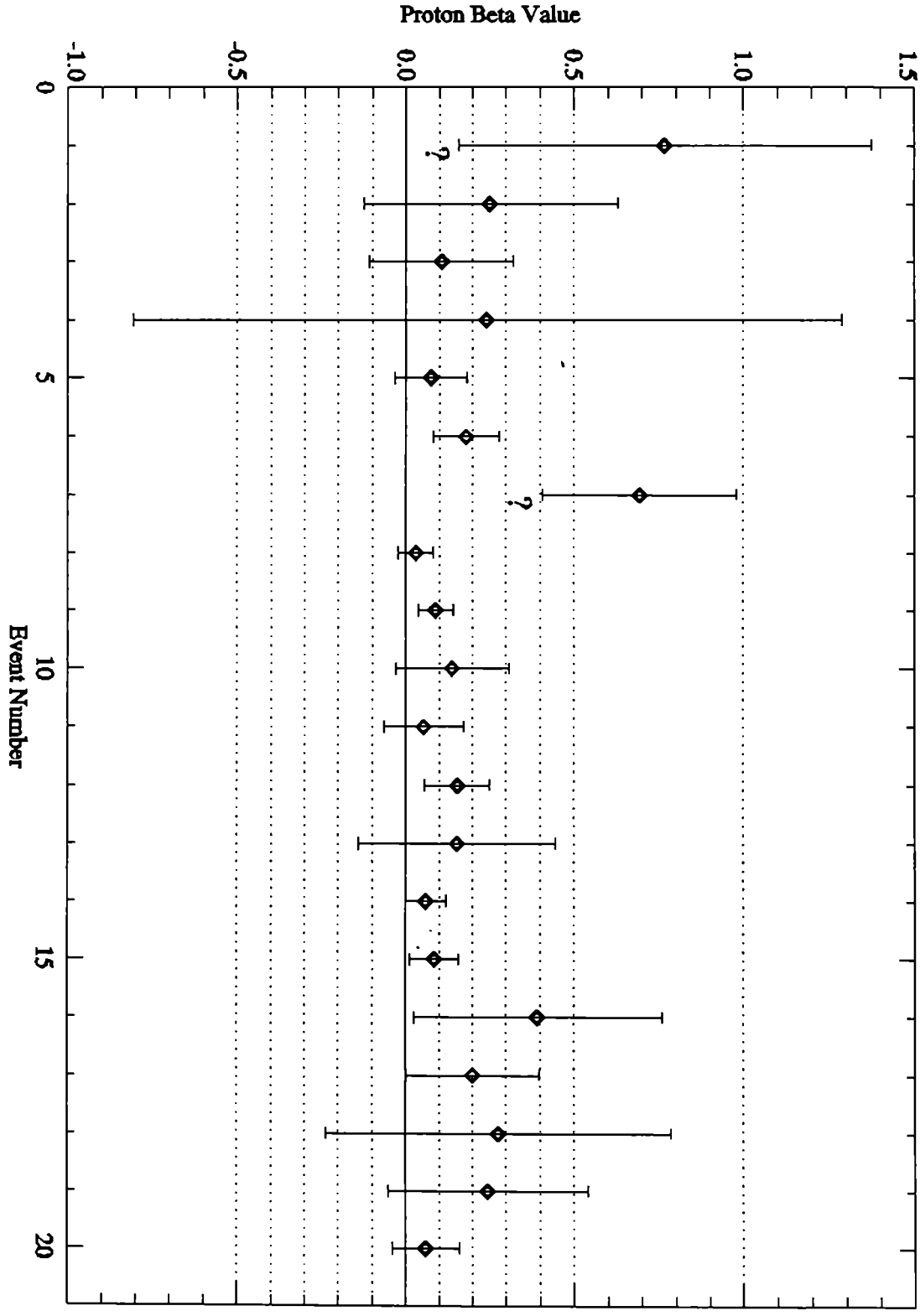


Figura 4: Los rombos representan el valor medio de β_p para cada uno de las CMEs del conjunto A. Las barras indican la dispersión cuadrática media de los valores recorridos por β_p.

7-2.b Nubes magnéticas (eventos del período Feb.1995-Nov.1998)

En esta sección realizamos un análisis estadístico de todas las nubes magnéticas interplanetarias observadas por Wind durante el lapso desde febrero de 1995 y hasta noviembre de 1998: 34 nubes. En este período, que corresponde a la finalización del mínimo entre los máximos 22 y 23 del ciclo solar, las nubes magnéticas alcanzaron a Wind con una tasa de 0.8 nubes por mes.

Todos los eventos de esta lista han sido identificados según el criterio más aceptado para identificar nubes magnéticas interplanetarias (baja temperatura de protones, intensidad de campo magnético mayor que los valores del viento solar ambiente, y la rotación coherente del vector magnético) [Burlaga, 1995]. Luego de una identificación visual y mediante un ajuste de parámetros de la solución magnetohidrodinámica libre de fuerzas con coeficiente constante (solución de Lundquist, [1951]), han sido determinadas las fronteras (tiempo inicial y final) para cada una de estas nubes (Farrugia C.J., comunicación privada). Este conjunto de nubes magnéticas, que llamamos B, es la muestra empleada para nuestro estudio estadístico.

Comenzaremos por examinar un elemento típico de esta muestra: En los 9 paneles de la Figura 5 es posible observar los mismos perfiles que en la Figura 2, pero para la nube magnética que pasó por Wind durante veintidós horas, a partir de las 13 hs (UT) del 7 de agosto de 1996.

Pueden observarse al menos cuatro estratos con diferentes valores típicos para β_p. El primer sector, con β_p~0.3-0.4, corresponde a las primeras 12 horas. Luego, desde la primera hora del 8 de agosto hasta la 20 hs del mismo día, el valor de β_p disminuyó hasta ~0.1 y en este período se observa un valle para este parámetro. Wind observó el tercer estrato hasta las 22 hs, y durante este período el valor de beta de protones aumentó alcanzando β_p~0.2. Finalmente en la cuarta región de la nube, hacia el final del evento, β_p alcanzó valores ~ 0.4-0.5.

El código numérico que se aplicó para eliminar datos instrumentales espurios en los Halo-CMEs del conjunto A y que ha sido descripto en la sección anterior, también se aplicó a las nubes del conjunto B. Una lista con equivalente a la de la Tabla 2, pero para las nubes magnéticas es presentada en la Tabla 3.

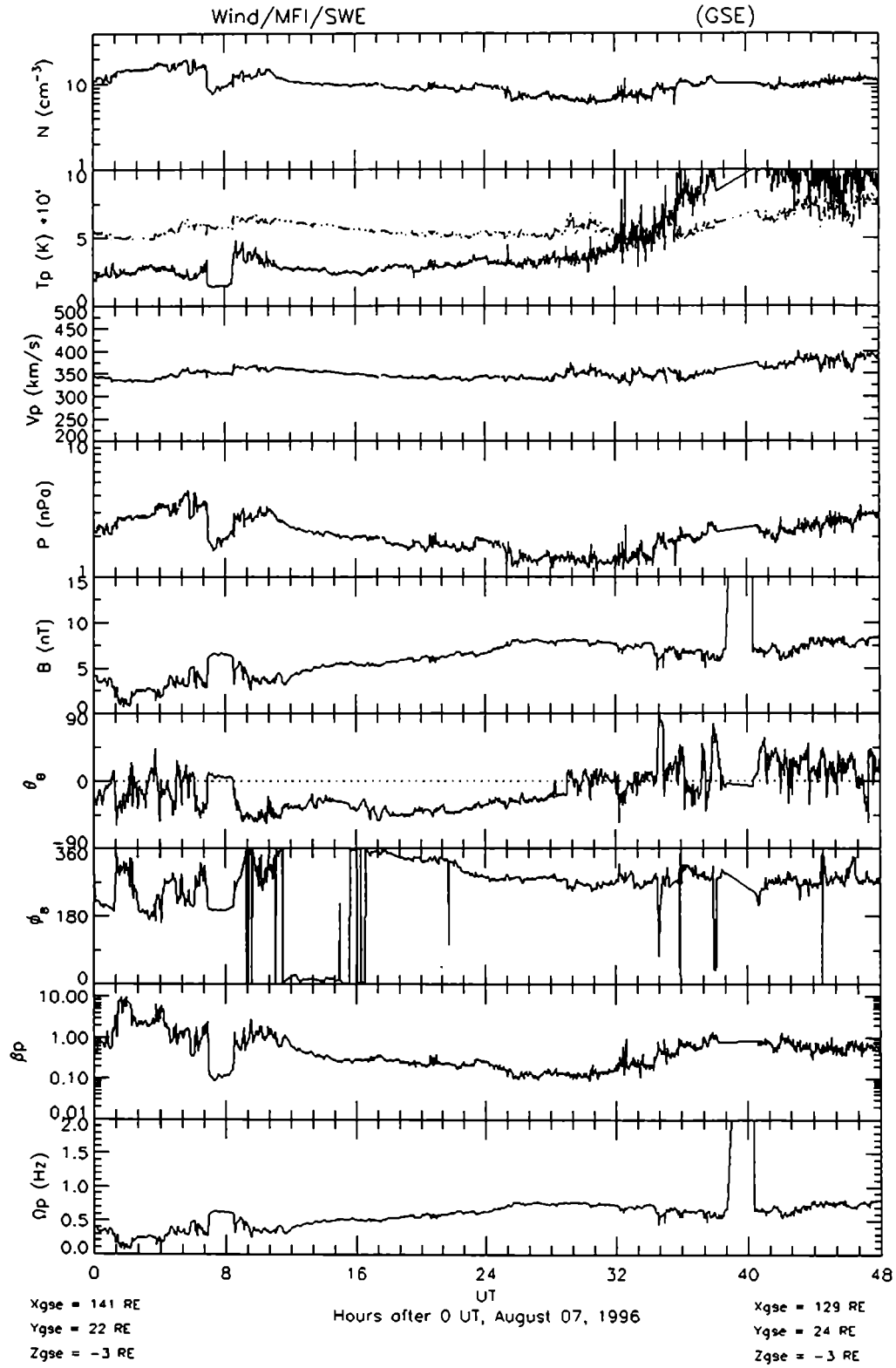


Figura 5: Idem Figura 2, pero mostrando las propiedades de la nube magnética observada por Wind el 7 y 8 de agosto de 1996.

Tabla 3

Idem Tabla 2, pero aplicado a los eventos "Nubes Magnéticas Interplanetarias", que pertenecen al conjunto B.

N°	Fecha (aammdd)	Hora del comienzo	Duración en horas	Promedio de β_p	Desviación standard	Mínimo β_p	Máximo β_p	Tiempo (hs) con β_p>0.1	Tiempo (%) con β_p>0.1
1♥	950208	3	20	0.09	0.08	0.02	0.58	5.05	25,25
2	950304	12	16	0.16	0.26	0.01	1.63	5.82	36,38
3♥◊♠	950406	7	11	0.20	0.14	0.10	0.98	10.91	99,18
4♥	950513	11	5	0.17	0.33	0.01	1.95	2.23	44,60
5♥	950822	22	22	0.19	0.19	0.05	1.24	14.96	68,00
6♥	951018	19	29	0.03	0.03	0.00	0.17	1.28	4,41
7♦♥◊	951216	5	18	0.27	0.40	0.03	3.34	10.07	55,94
8♥	960527	15	40	0.18	0.12	0.03	0.72	27.88	69,70
9♥◊	960701	17	17	0.20	0.16	0.03	1.38	12.74	74,94
10♥♠◊	960807	13	22	0.23	0.10	0.08	0.97	21.70	98,64
11♥◊	961224	4	31	0.11	0.06	0.03	0.45	13.49	43,52
12♥	970110	5	21	0.05	0.05	0.01	0.25	2.40	11,43
13♥	970210	3	15	0.03	0.03	0.00	0.20	0.25	1,67
14♥◊	970421	15	41	0.22	0.16	0.03	1.45	32.51	79,29
15♥	970515	9	17	0.08	0.13	0.00	0.86	3.44	20,24
16♥	970609	2	21	0.12	0.07	0.01	0.39	10.49	49,95
17♥	970715	6	20	0.16	0.14	0.02	1.54	14.58	72,90
18•	970803	14	11	0.02	0.01	0.00	0.05	0.00	0,00
19♥℘	970918	0	60	0.17	0.17	0.02	2.28	36.22	60,37
20♥⊗◊	970921	22	26	0.11	0.21	0.00	3.51	6.98	26,85
21	971001	16	33	0.09	0.15	0.01	1.30	4.04	12,24
22	971010	23	26	0.06	0.05	0.02	0.61	3.21	12,35
23⊕	971107	5	31	0.15	0.19	0.01	1.65	11.00	35,48
24	971122	14	29	0.06	0.09	0.00	0.86	4.91	16,93
25♣♥	980107	3	31	0.07	0.17	0.01	2.76	2.76	8,90
26♥◊	980108	14	9	0.38	0.73	0.02	6.88	5.92	65,78
27♥	980204	4	42	0.09	0.12	0.00	1.30	14.50	34,52
28♥	980304	14	40	0.08	0.07	0.01	0.43	10.75	26,88
29♥	980502	12	30	0.13	0.12	0.01	0.93	12.65	42,17
30♥	980602	11	6	0.11	0.08	0.04	0.39	1.66	27,67
31◊	980624	14	27	0.14	0.14	0.02	1.03	10.46	38,74
32	980820	10	34	0.05	0.04	0.01	0.35	1.78	5,24
33	980925	5	33	0.02	0.04	0.00	0.41	0.96	2,91

Continuación Tabla 3

En esta página están los comentarios que corresponden a las llamadas realizadas en la Tabla 3.

ϒ Excepto estas nubes, todas han tenido β_p>0.1 al menos durante una hora.

◊ Se observa β_p>0.1, al menos durante 3 horas consecutivas.

♥ Hacia el final de la nube los valores del beta de protones son mayores o del orden de 0.1.

♣ Durante las últimas 5 horas, β_p se incrementa desde 0.1 hasta 0.8, ya cuatro horas antes del borde se alcanza beta β_p~0.4.

♦ Desde las 6:30 hs hasta las 7:30 hs del 16 de diciembre se observó un pico cuyo máximo alcanzó β_p~1. Hacia el final de la nube β_p creció y durante las últimas 4 hs β_p fue mayor que 0.1 e incluso alcanzó la unidad.

♠ Wind registró β_p>0.1 durante casi todo el tiempo que observó a estas nubes.

℘ Durante las primeras 4 horas (~5_x10^6 km), se observaron dos picos en los valores de β_p (uno alcanzó 0.7 y el otro 1).

⊗ Desde 41:30 hs hasta 44 horas (UT) posteriores al 21 de septiembre se observa un crecimiento abrupto en los valores de beta que alcanzaron β_p~1.

⊕ Durante las primeras 10 horas de observación de la nube (1.6_x10^7 km) se registró un único estrato con β_p~0.4.

• Única nube en la que el valor de β_p se mantuvo debajo de 0.1 durante casi todo el evento.

ℑ Visualmente pueden observarse gran cantidad de fluctuaciones del campo magnético.

Una misma estructura interplanetaria puede ser clasificada simultáneamente como Halo-CME (conjunto A) y como nube magnética (conjunto B). Sin embargo debido a que su frontera es identificada con criterios diferentes según se trate de A o de B, sus propiedades en la Tabla 2 (Halo-CMEs), no coinciden necesariamente con aquellas presentadas en la Tabla 3 (nubes magnéticas).

El 73% de las nubes del conjunto B han tenido $\beta_p > \beta_p''$ ($\beta_p''=0.1$) hacia el final de la nube y en 19 eventos (56% del total de MC estudiadas) han sido observados consecutivamente valores de beta de protones mayores que 0.1 durante al menos tres horas. Si se promedia el porcentaje de tiempo durante el cual $\beta_p > \beta_p''$ para todos las nubes estudiadas, se obtiene el 38.6%.

Cuando se observada una significativa presencia de fluctuaciones, debe tenerse en cuenta que la resolución de los datos presentados no es suficiente (~ dos datos por minuto) para inferir directamente actividad de ondas en frecuencias cercanas a la de ciclotrón de protones (~1Hz). La identificación de ondas en este rango de frecuencias debería aguardar los datos de más alta resolución de Wind, que no estuvieron disponibles a tiempo para la investigación de esta tesis.

Las figuras 6 y 7 presentan la misma información que las figuras 3 y 4 pero presentan información de las nubes estudiadas en esta sección. Puede observarse que el evento #18 es el único evento cuyo β_p se mantuvo todo el tiempo menor que β_p'' y que más de la mitad (el 58%) de las nubes tienen un valor medio de β_p mayor que β_p''.

Es interesante notar la gran dispersión en los valores de β_p durante el evento #26, la nube con mayor desviación standard (σ=0.73); durante ~70% del tiempo se observaron valores de β_p mayores que β_p''. Creemos que esta nube, junto con aquellas cuyo β_p resultó mayor que β_p'' durante más de 20 horas (eventos marcados con un asterisco * en la Figura 6), tienen buenas chances de haber sostenido actividad de ondas iónico ciclotrónicas.

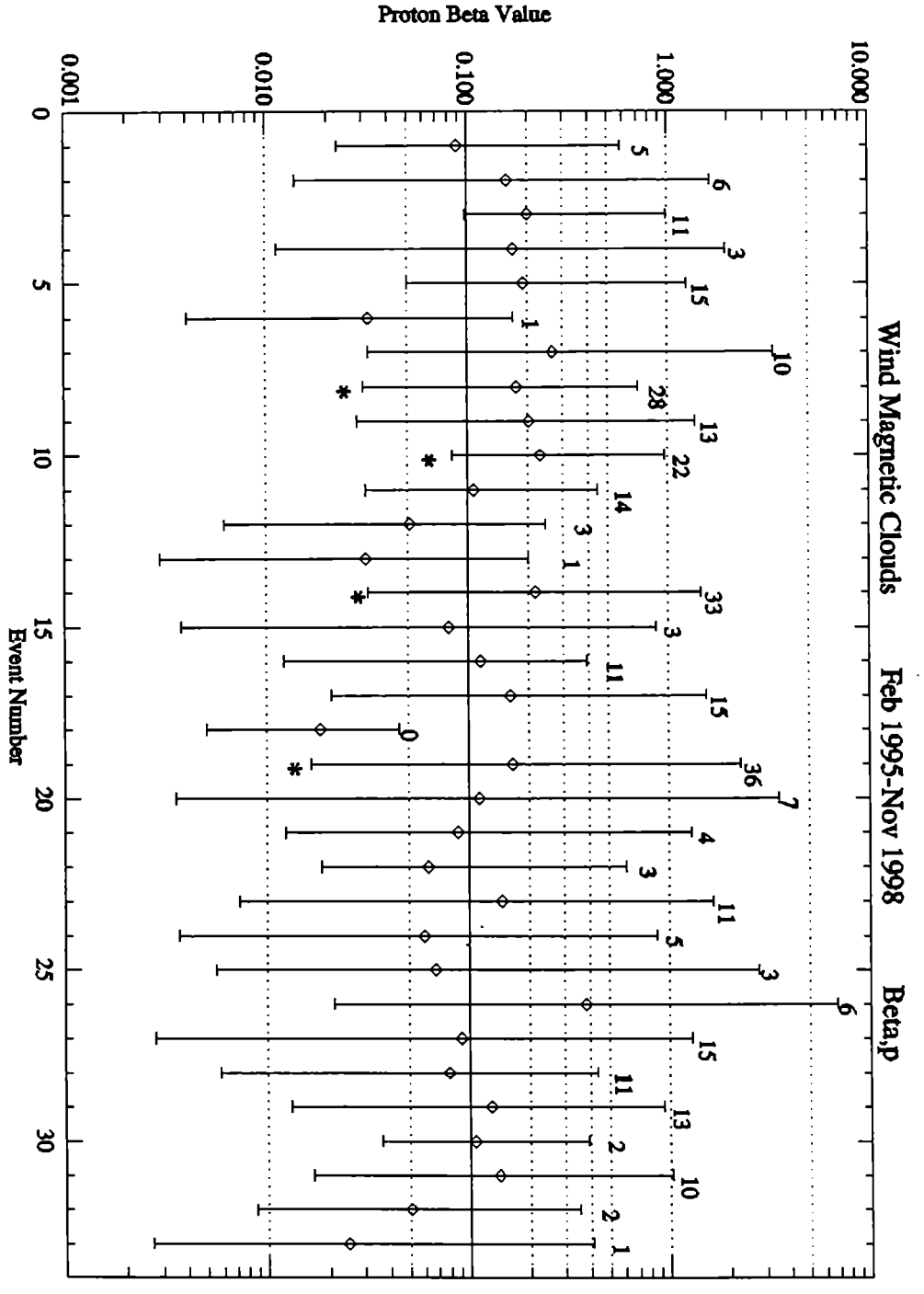


Figura 6: Idem figura 3, pero para todos las nubes magnéticas que pertencen al conjunto B.

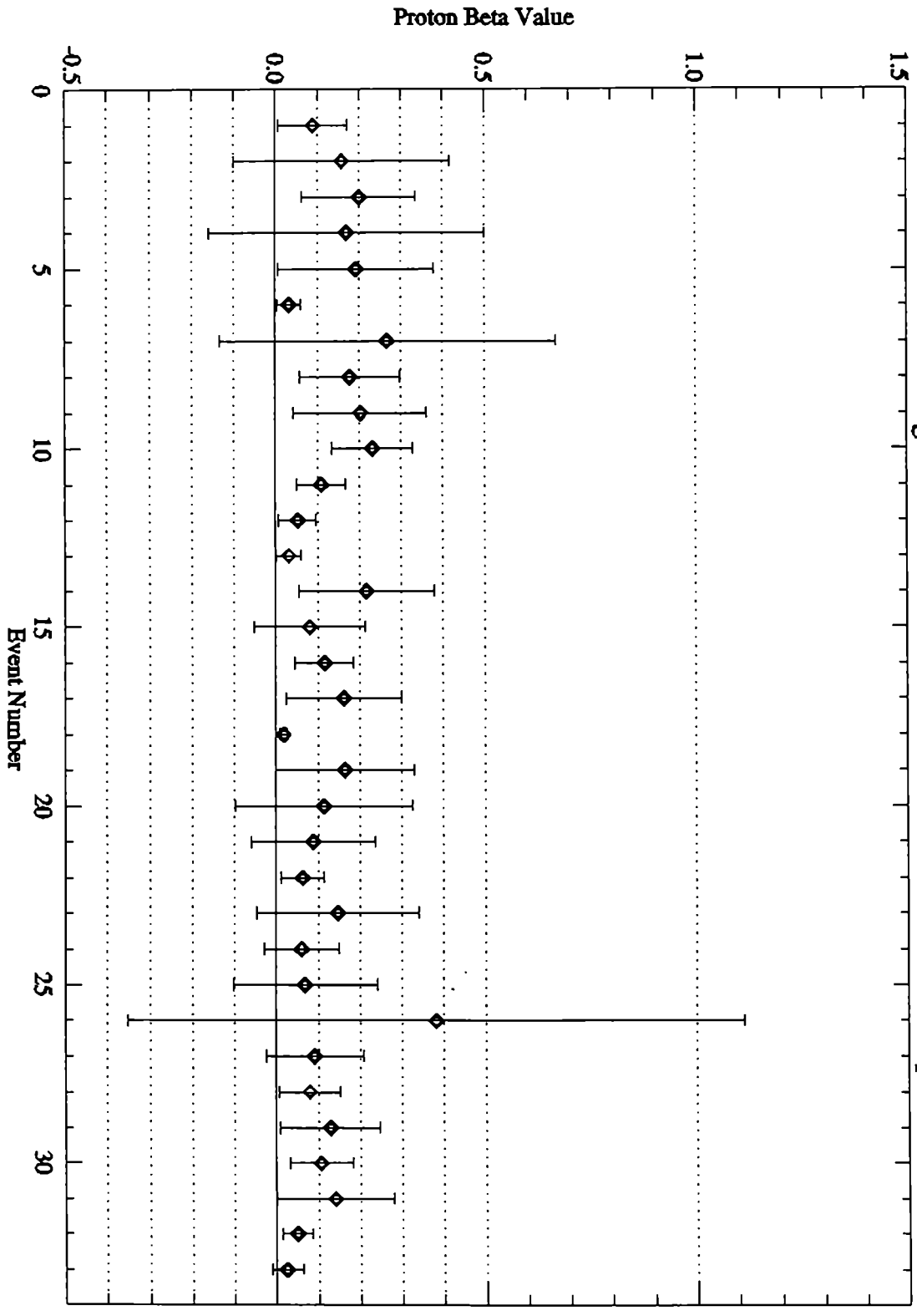


Figura 7: Idem figura 4, pero para todos las nubes magnéticas que pertencen al conjunto B.

7-2.c Propiedades Electrónicas

Con el objeto de realizar la búsqueda de aquellos eventos que tengan mejores posibilidades de sostener actividad de EICWs se define un criterio de selección. El criterio está basado en el estudio teórico de la sección 6 y consiste en elegir aquellos eventos (tanto de A como de B) que hayan tenido $\beta_p > \beta_p^{u}$ durante más de 20 horas (no necesariamente consecutivas). De este criterio resulta un conjunto (S) con los 8 eventos marcados con asterisco (*) en las figuras 3 y 6. De este conjunto, y no sin considerable expectativa, pudimos finalmente conseguir datos de electrones por cortesía de varios investigadores de NASA.

Debe destacarse que el Halo-CME #6 de A también es nube magnética (#14 de B). Sin embargo en este estudio los trataremos como eventos distintos, debido a que los criterios en la determinación de sus bordes cuando es tratado como Halo son diferentes a los que se utilizaron cuando es tratado como nube.

Como caso particular del subconjuto S, con la Figura 8 se muestran observaciones de SWE de electrones y protones que realizó Wind el 7 de agosto de 1996, evento #10 de B ($\in$ S). En esta figura pueden observarse seis paneles, con línea continua se indican las propiedades de electrones y en discontinua la de los protones. En el primer panel, desde arriba hacia abajo, se muestran la densidad de electrones; en el segundo la temperatura, en el tercero el cociente entre la temperatura paralela y perpendicular al campo magnético (en la figura *anis* es igual a $T_{e,//}/T_{e,\perp}$); en el cuarto y el quinto son mostradas $T_{e,//}$ y $T_{e,\perp}$ respectivamente, la línea discontinua representa la temperatura media de protones, $T_p=(T_{p,//}+2T_{p,\perp})/3$; por último es mostrado el cociente entre la temperatura de electrones y la temperatura de protones.

En el frente de la nube y durante las primeras 5 horas (traducidas a $\sim 6_x 10^6$ km), desde las 13 hs hasta las 18 hs, se observa que $T_e/T_p \sim 5\text{-}6$ y $T_{e,//}/T_{e,\perp} \sim 1.3\text{-}1.4$. Si se considera que durante este lapso de tiempo (ver Figura 5) $\beta_p \sim 0.3\text{-}0.4$, concluimos que las propiedades magnéticas y del plasma disponibles indican que esta región de la nube es favorable para el desarrollo de la inestabilidad de las ondas EICWs.

La Figura 9 muestra la presencia de flujo bidireccional de electrones con energía entre ~100 y 300 eVs para el Halo CME #18. Con una escala de colore para la energía, cada uno de los cinco paneles de la figura muestra las cuentas registradas en cada uno los respectivos canales de energía. El eje de las abscisas representa al tiempo y el de las ordenadas el ángulo de vuelo de la partícula (i.e., ángulo formado entre el vector velocidad y el vector magnético). Durante el 27 de octubre de 1997 puede observarse en los cuatro canales de menor energía presentados, la presencia intermitente de aproximadamente igual cantidad de partículas con ángulo de vuelo cercano a 0° y a 180°. La ausencia puntos durante el lapso 18:30-21:00 hs es debido a la carencia de datos del instrumento para dicho período de tiempo.

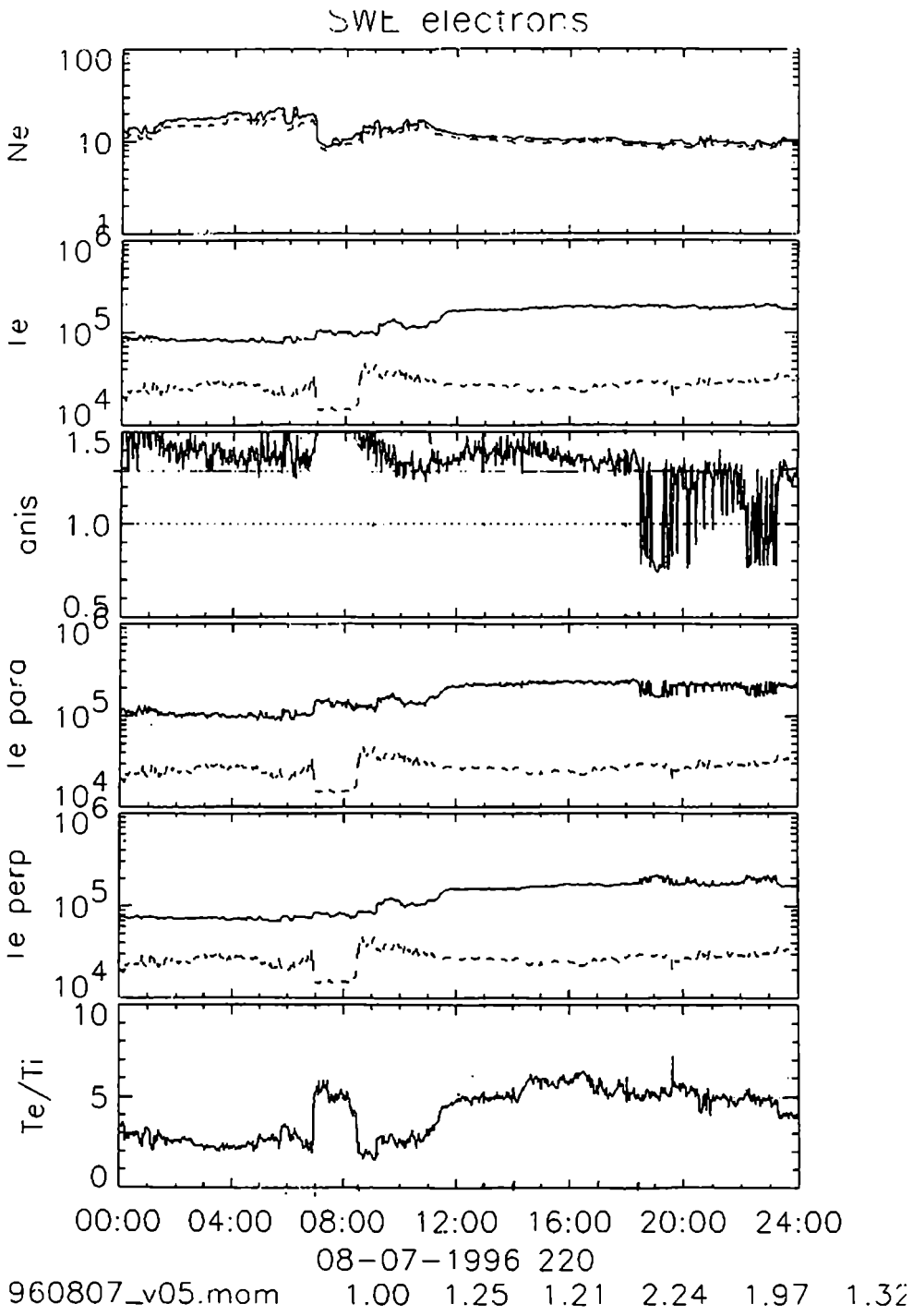


Figura 8: El primer panel, de arriba hacia abajo, muestra en línea contínua la densidad *Ne* (en cm^{-3}) de electrones y en línea discontínua la densidad de protones; la línea contínua del segundo panel muestra la temperatura *Te* (en K), la discontínua la de protones; el tercero muestra el cociente $T_{e,//}/T_{e,\perp}$ (=*anis*), el cuarto la temperatura paralela ($T_{e,//}$ o *Te para*); el quinto la temperatura perpendicular ($T_{e,\perp}$ o *Te perp*) de electrones; por último el sexto panel presenta el cociente entre la temperarura de electrones y de protones (T_e/T_i). Los datos corresponden a las observaciones de Wind del día 7 de agosto de 1996.

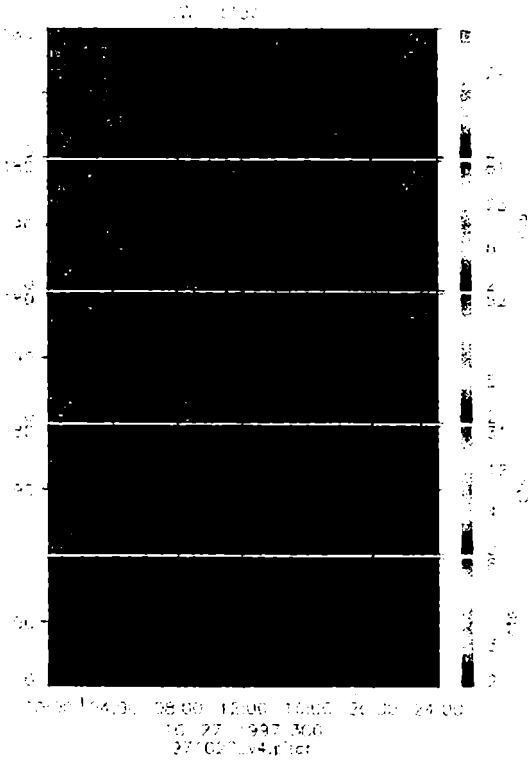


Figura 9: Se muestran las cuentas de electrones según su ángulo de vuelo y según el rango de su energía. Los datos corresponden a las observaciones de Wind el día 27 de octubre de 1997. Puede observarse la presencia de flujo bidireccional de electrones.

En la Tabla4 se muestra un resumen de las propiedades de electrones más importantes para los elementos del conjunto S. En la primera y segunda columna se identifica al evento. En la tercera y cuarta columna se muestran respectivamente los intervalos de tiempo en los que se observan flujos bidireccionales de electrones con energías supratérmicas (100-300 eVs). En la quinta y en la sexta se presentan respectivamente la cantidad de horas durante las que la temperatura de electrones fue mayor que tres veces la de protones ($T_e/T_p>3$) y durante las que la temperatura de electrones paralela al campo magnético superó en un 10% a la temperatura perpendicular ($T_{e,//}/T_{e,\perp}>1.1$). En las últimas tres columnas también se señala el porcentaje de tiempo, respecto al tiempo asociado a toda la estructura interplanetaria, durante el cual se cumple la respectiva condición.

Una de los resultados más interesantes que se observan en esta tabla está vinculado con la frecuencia con que los flujos bidireccionales de electrones son observados en CMEs. A pesar de lo sugerido en [Gosling et al., 1987] (ver sección **7-1**), el flujo bidireccional de electrones energéticos no parece ser la propiedad fundamental de los eventos CMEs, al menos esto es lo que se observa en los eventos que pertenecen a S. Sin embargo podemos confirmar que con

frecuencia se observan temperaturas de electrones mayores que la de los protones, y temperaturas de electrones paralelas al campo magnético mayores que las perpendiculares correspondientes.

Tabla 4

En esta tabla se muestran las propiedades electrónicas de los elementos seleccionados como aquello con más posibilidad de sostener actividad de EICWs (conjunto S). En la primer y segunda columna se identifican los eventos según la Tabla 2 (conjunto A de Halo-CMEs) y la Tabla 3 (conjunto B de nubes).

N° de evento	Fecha (aammdd)	Lapso con BEs, hh:mm-hh.mm (dd/mm-dd/mm)	Cantidad de horas con Bes (% del tiempo)	Cantidad de horas con $T_e/T_p>3$ (% del tiempo)	Cantidad de horas con $T_{e\parallel}/T_{e\perp}>1.1$ (% del tiempo)
#2(A)	961223	04:30-09:00 (23/12-23/12)* 03:00-05:00 (24/12-24/12) 07:00-09:00 (24/12-24/12)♣ 07:00-11:30 (25/12-25/12)	11½ (27%)	58 (88%)	41 (62%)
#6(A)	970421	11:00-16:00 (21/04-21/04)* 03:00-06:30 (22/04-22/04)	4½ (12%)	1 (2%)	14 (39%)
#18(A)	971026	20:00-02:00 (26/10-27/10) 09:00-19:00 (27/10-27/10)♦ 21:00-05:00 (27/10-28/10)♦	27 (73%)	8 (22%)	29 (78%)
#19(A)	971107♥	---	---	---	---
#8(B)	960527	No se registraron lapsos con BEs.	0 (0%)	12 (30%)	28 (70%)
#10(B)	960807	No se registraron lapsos con BEs.	0 (0%)	19 (86%)	16 (73%)
#14(B)	970421	11:00-15:00 (21/04-21/04)* 15:00-16:00 (21/04-21/04) 03:00-06:30 (22/04-22/04)	6½ (16%)	1 (2%)	18 (44 %)
#19(B)	970918	04:00-13:00 (18/09-18/09) 15:30-19:00 (18/09-19/09)	38½ (64%)	23 (38%)	42 (70%)

* Este lapso es previo al evento mismo.

♣ Bidireccional sólo en altas energías (~200-300 eV).

♦ Desde las 19 a las 21 hs del 27 de octubre no hay datos de propiedades electrónicas disponibles, en consecuencia se podría especular con la posibilidad de un único lapso desde las 09 hs del 27 de octubre hasta las 05 del 28.

♥ Los datos de las propiedades de electrones no están disponibles para este evento.

7-3 Actividad de EICWs en la nube magnética de Agosto 7, 1996

En esta sección se analiza la posibilidad de excitación de ondas iónicas ciclotrónicas en la región frontal de la nube magnética observada por Wind entre los días 7 y 8 de agosto de 1996. El tamaño de la región espacial estudiada es de ~6_x10^6 km (~20% del tamaño transversal de la nube).

Las propiedades del campo magnético, de protones y de electrones de esta fase de la nube han sido comentadas en las secciones 6-2-2 y 6-2-3 y pueden observarse en las figuras 5 y 8. Los parámetros necesarios para estudiar la relación de dispersión y calcular las tasas de crecimiento de la inestabilidad de estas ondas con un modelo de especies bi-Maxwellianas son $\{\beta_p, A_p, \eta_\alpha, T_\alpha/T_p, A_\alpha, T_e/T_p, A_e\}$. En el interior del estrato que se estudia, desde las 13 hasta las 18 hs del 7 de agosto, las observaciones disponibles indican que β_p~0.3-0.4,

T_e/T_p~5-6 y $T_{e,//}/T_{e,\perp}$~1.3-1.4. Lamentablemente, no se dispone de valores para el resto de los parámetros.

En el estudio que presentamos aquí se divide al conjunto de parámetros desconocidos en dos grupos. Aquellos parámetros que forman el primer grupo (A_p, η_α) serán variados alrededor de un valor típico, ya que frecuentemente en las CMEs es observada una gran irregularidad de estas propiedades [Gosling et al., 1987; Galvin et al., 1987]. Sin embargo, generalmente se observa que los parámetros que forman el segundo grupo (T_α/T_p, A_α) son más estables y en consecuencia se mantendrán fijos, suponiendo que $A_\alpha=A_p$ y que $T_\alpha/T_p=4$.

Los valores para los parámetros del caso base sobre el cual se variarán A_p y η_α se eligen como sigue: $\beta_p=0.35$; $A_p=-2/3$, anisotropía de protones moderada ($T_{p,//}/T_{p,\perp}=3$); $\eta_\alpha=0.04$, baja abundancia de partículas alfa (4%); $T_\alpha/T_p=4$; $A_\alpha=A_p=-2/3$; $T_e/T_p=5.5$ y $A_e=-0.286$, esta anisotropía térmica corresponde a considerar $T_{e,//}/T_{e,\perp}=1.4$.

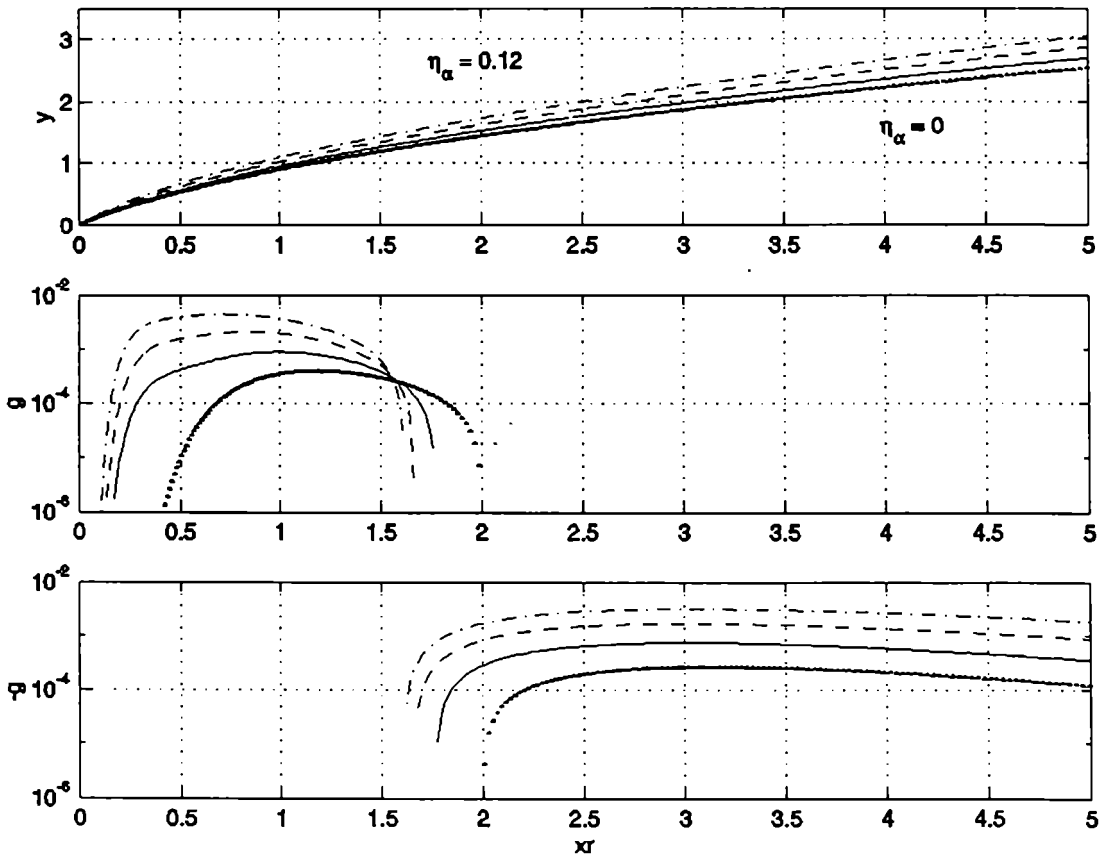


Figura 10: De arriba hacia abajo se muestra el número de onda (y), la tasa de crecimiento (g) y la tasa de absorción ($-g$), versus la frecuencia (x_r). Las curvas de punto, línea contínua, línea discontínua y línea-punto corresponden respectivamente a $\eta_\alpha=0$, $\eta_\alpha=0.04$, $\eta_\alpha=0.08$ y $\eta_\alpha=0.12$. Han sido mantenidos constantes: $\beta_p=0.35$, $T_{p,//}/T_{p,\perp}=3$, $T_\alpha/T_p=4$, $T_{\alpha,//}/T_{\alpha,\perp}=3$, $T_e/T_p=5.5$ y $T_{e,//}/T_{e,\perp}=1.4$.

La Figura 10 muestra el número de onda, la tasa de crecimiento y la tasa de absorción para el caso base y para otros tres que consideran variaciones en la abundancia de partículas alfa.

El valor de la tasa de crecimiento máxima que corresponde al caso base y a la frecuencia $\omega \sim \Omega_p \sim ½$Hz es $\gamma \sim 0.5_x 10^{-3}$Hz, esto se traduce en un tiempo de crecimiento típico (tiempo en el que una perturbación crece ~3 veces en amplitud) de $\tau \sim 5$ minutos.

Si la abundancia de H_e^{++} resulta ser el 12% (respecto a la cantidad de protones), la máxima tasa de crecimiento ocurre en ω=0.36Hz y su valor es $\gamma = 2.3_x 10^{-3}$Hz, esta tasa corresponde a un tiempo típicos de crecimiento de τ=1 minuto. Además se tienen tasas de crecimiento mayores a $\gamma \sim 0.5_x 10^{-3}$Hz en un amplio rango de frecuencias, $\Omega_p/5 < \omega < 3\Omega_p/2$ (0.1Hz<ω<0.75Hz).

Incluso si no hay presencia de partículas alfa, la inestabilidad de estas ondas es apreciable. En este caso, η_α=0, la tasa de crecimiento es $\gamma = 2_x 10^{-4}$Hz (τ=14 minutos) en ω=0.6Hz.

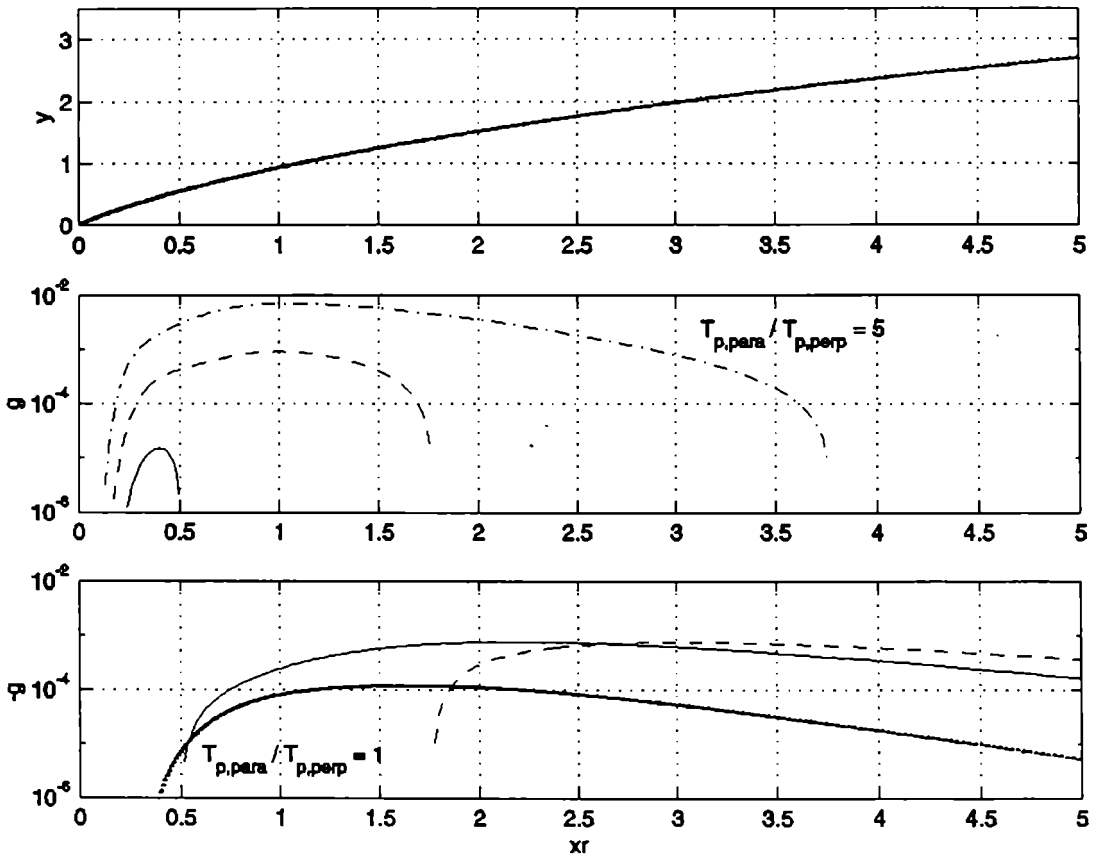


Figura 11: Idem Figura 10, pero aquí han sido mantenidos constantes: β_p=0.35, η_α=0.04, T_α/T_p=4. $A_\alpha = A_p$, T_e/T_p=5.5 y $T_{e,//}/T_{e,\perp}$=1.4. Las curvas de punto, línea contínua, línea discontínua y línea-punto corresponden respectivamente a $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=1, $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=2, $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=3 y $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=5.

En la Figura 11 pueden observarse el número de onda, y las tasas de crecimiento y absorción en función de la frecuencia sin dimensiones, para el caso base y para tres valores de la anisotropía térmica de protones (correspondientes a $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=1, $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=2 y $T_{p,//}/T_{p,\perp}$=5) [Gosling et al., 1987; Galvin et al., 1987].

En el caso con mayor anisotropía ($T_{p,//}/T_{p,\perp}$=5) la tasa de emisión alcanza el valor $\gamma \sim 3.5_x 10^{-3}$Hz ($\tau$~45 segundos) en ω=0.53Hz. Sin embargo si la anisotropía de protones es más débil ($T_{p,//}/T_{p,\perp}$=2) que el caso base, la inestabilidad resulta marginal y el crecimiento es prácticamente insuficiente, con una tasa máxima de $\gamma \sim 10^{-6}$Hz (τ~12 horas) en ω=0.2Hz. Aunque para un objeto con esta configuración de parámetros no se espera emisión de ondas, si puede esperarse absorción ya que hay un amplio rango de frecuencias ($3\Omega_p/4<\omega<5\Omega_p$, es decir 0.4Hz<$\omega$<2.5Hz) con tasas de absorción mayores a γ=10^{-4}Hz (las fluctuaciones decaen a un tercio de su amplitud en τ~½ hora). Si los protones son isótropos ($T_{p,//}$=$T_{p,\perp}$) sólo habrá moderada absorción con τ~1 hora, para el decaimiento en un rango de frecuencias (0.5Hz<ω<1.5Hz).

Es importante destacar que la inestabilidad en el caso base estudiado depende sensitivamente de la presencia de electrones calientes con anisotropía negativa ($T_{e,//}>T_{e,\perp}$). Un caso con igual valor base para todos los parámetros, excepto los electrones que se suponen isótropos ($T_{e,//}$=$T_{e,\perp}$), es sólo marginalmente inestable con un tiempo típico de crecimiento de la onda τ~3½ horas, ~40 veces más grande que para el caso base.

Para determinar con certeza si la configuración de la región de la nube que se estudia es o no inestable, es necesario conocer la lista completa de propiedades que influyen sobre la relación de dispersión. Sin embargo y en virtud de los resultados estadísticos de ISEE3 [Gosling et al., 1987], la posibilidad de que los parámetros no conocidos estén en un rango de valores que corresponden a tasas de crecimiento significativas, y en consecuencia a una configuración inestable, es muy alta. En el estrato de la nube magnética interplanetaria que Wind observó el 7 de agosto, de 13 a 18 UT, debería existir gran actividad de ondas electromagnéticas iónico ciclotrónicas de polarización derecha. El resultado de este examen es el de estimular los experimentales a analizar, o dar a conocer a la comunidad, los datos de más alta resolución del magnetómetro, para estudiar las propiedades del espectro de fluctuaciones y, posiblemente, identificar las actividad de EICWs en este evento.

8 Conclusiones

En esta tesis se ha realizado una investigación de los efectos de las propiedades térmicas y supratérmicas de las partículas (protones, partículas alfa y electrones) que componen los plasmoides interplanetarios de origen solar sobre la actividad de las ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas (EICWs) dextrógiras. Hemos presentado una recopilación de los parámetros físicos claves según los más recientes progresos de la fenomenología de las eyecciones solares y también hemos realizado una nueva investigación estadística de las propiedades de las eyecciones de masa coronal con datos originales del satélite Wind. Hemos determinado las condiciones para el desarrollo de la inestabilidad resonante de las ondas de polarización derecha en un amplio dominio del espacio de parámetros físicos cruciales de estos objetos. Hemos determinado también la influencia y la sensibilidad de cada parámetro crítico $\{\beta_p, A_p, \eta_\alpha, T_\alpha/T_p, A_\alpha, T_e/T_p, A_e\}$ y de las propiedades supratérmicas de protones y electrones, sobre la emisión de este tipo de ondas. Estudiamos las propiedades térmicas de la nube magnética que observó Wind el 7 y 8 de agosto de 1996 y exploramos la actividad de ondas EICWs en este evento.

La presencia de anisotropía negativa ($T_{//} > T_{\perp}$) favorece la emisión de ondas, sin embargo la participación de las distintas especies en el mecanismo físico de la inestabilidad es muy diferente.

La actividad de las ondas crece al aumentar $T_{//,p}$ (ya sea por incrementos en β_p o en $|A_p|$) ya que se produce un incremento en la cantidad de protones con velocidades próximas a la velocidad resonante.

Resolviendo las relaciones de dispersión dadas por la teoría cinética se ha encontrado que el valor del beta de protones (β_p) es un parámetro crítico. Su incremento aumenta considerablemente la tasa de crecimiento de estas ondas. La anisotropía negativa de protones desempeña una función similar al beta de protones. Cuando Si el beta de protones no es suficiente para amplificar la onda y la inestabilidad es marginal, una anisotropía mayor permite que estas ondas se amplifiquen.

Un aumento en la proporción de partículas alfas respecto de protones provoca un aumento significativo de las tasas de crecimiento así como también un desplazamiento del rango inestable. Existe también un intervalo de absorción que se presenta en frecuencias ligeramente superiores al rango activo. Se espera entonces que la actividad de estas ondas disminuya rápidamente para estas frecuencias. Cabe esperar que, dependiendo de la anisotropía de protones, exista un rango activo cercano a Ω_p. Este intervalo activo se extiende hacia frecuencias más bajas al incrementarse la cantidad de alfas con anisotropía negativa.

El efecto de los electrones térmicos es indirecto ya que incrementar $T_{//,e}$ no tiene consecuencias resonantes en el plasma) y sólo modifica la velocidad de fase de la onda. Esto ocurre debido a que la frecuencia de ciclotrón de los electrones es muy alta, y sin electrones supratérmicos la cantidad de éstos en condiciones de resonancia es prácticamente nula. Los electrones térmicos, en cambio, afectan la resonancia iónica reduciendo la velocidad de fase de la onda mediante el efecto 'fire-hose', permitiendo que más iones estén en resonancia.

El incremento de la anisotropía electrónica negativa (aumento de $|A_e|$), produce aumentos en los rangos de frecuencia y en las tasas de la inestabilidad resonante debido al efecto 'fire-hose'. Al crecer el intervalo de frecuencias inestables se produce un desplazamiento del rango amortiguado hacia frecuencias mayores. La combinación de un beta electrónico alto ($\beta_e >> \beta_p$) y anisotropía electrónica negativa ($T_e^{//} >> T_e^{\perp}$) aumenta significativamente las tasas de crecimiento de la inestabilidad resonante.

Las partículas alfa afectan a esta inestabilidad mediante ambos mecanismos, resonante y no resonante. El mecanismo no resonante o indirecto, tiene dos componentes: (i) El agregado de partículas alfa aumenta la inercia de la onda produciendo una disminución de su velocidad. (ii) Contribuyen a incrementar la presión paralela al campo magnético (aumentar $T_{//,\alpha}$), con lo cual también se produce un frenado de la onda al aumentar $T_{//,\alpha}$. Este último es análogo al mecanismo físico que producen los electrones no resonantes. El efecto resonante de las alfas sobre la onda es directo: estas partículas tienen una frecuencia de ciclotrón cercana a la de los protones, y en consecuencia sus condiciones de resonancia son similares a la de los protones. Cuando aumenta la cantidad de partículas alfa o crece $T_{//,\alpha}$, se incrementa la cantidad de alfas en condiciones de resonancia.

Los protones supratérmicos, presentes frecuentemente en las CMEs, favorecen la inestabilidad resonante y por lo tanto la emisión de EICWs. Dado que el rango de energía de los protones supratérmicos observados corresponde a velocidades paralelas que abarcan el valor de la velocidad de la onda, el mecanismo físico de excitación de la onda es equivalente al de los protones térmicos cuando se aumenta $T_{//,p}$. Los protones supratérmicos de las CMEs tienen entonces gran influencia sobre las tasas de crecimiento de la onda.

Los electrones supratérmicos tienen una influencia neta que resulta de dos efectos opuestos. Por un lado la presencia de electrones supratérmicos es equivalente al incremento de $T_{//,e}$ y en consecuencia producen un frenado de la onda, mejorando las condiciones de resonancia de iones y emisión de ondas. Por el otro, si estos electrones son muy energéticos, ellos mismos pueden alcanzar condiciones de resonancia con la onda debido al corrimiento

Doppler, a pesar del alto valor de su frecuencia de ciclotrón. Dado que el efecto resonante de los electrones en este caso produce mayor absorción, el resultado final depende de la competencia entre el frenado de la onda (debido al aumento de la presión paralela) que indirectamente produce mayor emisión de ondas por resonancia iónica, y la propia resonancia electrónica, que favorece la absorción. La presencia de una pequeña proporción de electrones formando un halo supratérmico (~1% respecto de los térmicos) puede reducir significativamente el rango de frecuencias de la inestabilidad y aumentar el tamaño de la banda de frecuencias de absorción.

A pesar de que, en términos generales la inestabilidad de las ondas dextrógiras no es esperada para configuraciones con bajos beta de plasma, hemos encontrado que aún en CMEs con bajo β_p es posible la amplificación las EICWs. Por ejemplo, en casos con β_p~0.1 hemos obtenido tasas de crecimiento γ~$6.10^{-4}\Omega_p$. Para esto se han elegido condiciones plausibles en el resto de los parámetros críticos de la configuración: abundancia de alfas elevada, protones con fuerte anisotropía y electrones calientes con moderada anisotropía negativa. Considerando un campo magnético típico de CMEs de ~15nT, la tasa de crecimiento citada corresponde a tiempos de exponenciación de ~20 minutos (aún en CMEs con β_p~0.08). Este tiempo es mucho menor que la escala de evolución temporal de los parámetros físicos de estos objetos (~ un día). Esto significa que las ondas podrán crecer en lapsos de tiempo durante los cuales los parámetros de la CME no varían sensiblemente.

Se realizó un estudio estadístico más extenso y más reciente que el realizado en [Gosling et al., 1987], además se han utilizado criterios actualizados para la identificación de los eventos. Mientras que el criterio utilizado en el estudio de Gosling et al. [1987] para identificar CMEs ha sido la presencia de BE, en la investigación llevada a cabo en esta tesis se han identificado los Halo-CMEs utilizado el reconocimiento visual de emisiones solares con datos del instrumento LASCO de la sonda SOHO y las observaciones de Wind de bajas temperaturas *in situ* (temperaturas menores a las predichas con modelos empíricos de correlación con la velocidad media de protones [Lopez, 1987]). Para identificar nubes magnéticas hemos utilizado sólo datos *in situ*, empleando la definición de Burlaga [1995] (baja temperatura de protones, gran intensidad del campo magnético y rotación coherente del vector magnético). Se investigaron 19 Halo-CMEs y 34 nubes magnéticas interplanetarias.

El valor del beta de protones resultó mayor que 0.1 durante más de tres horas continuadas en el 56% de las nubes magnéticas y en el 55% de los Halo-CMEs investigados en esta tesis. La longitud típica (en la dirección Sol-Tierra) de estas inmensas regiones es mayor a los 3_x10^6km. Los valores observados para β_p resultaron mayores que 0.1 durante

aproximadamente la mitad del tiempo que Wind observó Halo-CMEs y nubes magnéticas. Cuatro de los Halo-CMEs y cuatro de las nubes magnéticas estudiadas tuvieron beta de protones mayor que 0.1 durante 20 hs, de las cuales por lo menos 3 hs fueron continuas. El valor medio de β_p (con su dispersión cuadrática media) resultó $<\beta_p>=0.21\pm0.87$, 0.13 ± 0.45 y 0.16 ± 1.02, respectivamente para Halo-CMEs, para nubes y para ambos tipos de eventos. Existe una tendencia a valores mayores de β_p en regiones de las CMEs que corresponden al final observado por Wind, i.e., la región más cercana al Sol; β_p resultó mayor que 0.1 hacia la cola de la nube en el 73% de las nubes magnéticas analizadas. Estos resultados indican que la región final es más favorable a la actividad de las ondas EICW.

Encontramos que las propiedades observadas en la región inicial de la nube que atravesó Wind los días 7 y 8 de agosto de 1996, son óptimas para el desarrollo de la inestabilidad si el resto de las propiedades no observadas estuvieran en valores típicos de CMEs. Hallamos tasas de crecimiento de algunos minutos con anisotropías moderadas para protones, incluso sin presencia de partículas alfa.

Las condiciones para el desarrollo de la inestabilidad de las EICW junto con las observaciones de Wind discutidas en esta tesis, son fundamentales para comprender la actividad de ondas en el rango de la frecuencia de ciclotrón de protones en CMEs. Estos resultados incluso pueden ayudar e comprender e interpretar los niveles inusuales en el espectro de fluctuación magnética de bajas frecuencias observado por el satélite Wind (por ejemplo [Janoo et al., 1998]).

No esperamos que las EICW sean excitadas en todas las CMEs ya que estos objetos tienen una gran heterogeneidad que permite la variabilidad de los parámetros claves dentro de un amplio dominio que abarca condiciones de inestabilidad. Sin embargo basándonos en estudios estadísticos como el de [Gosling et al., 1987], [Richardson et al., 1997], y en nuestra propia investigación estadística, concluimos que en una proporción significativa de CMEs están dadas las condiciones para la amplificación de ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas de polarización derecha.

Apéndice: Teoría Cinética. Solución de las Ecuaciones de Vlasov-Maxwell

En el capítulo correspondiente a la teoría de ondas electromagnéticas en plasmas uniformemente magnetizados, específicamente para el cálculo de la relación de dispersión, se ha supuesto conocida la solución de la ecuación de Vlasov de primer orden (ecuación 1).

$$\partial_t f_{1,s} + \mathbf{v} \bullet \nabla f_{1,s} + \frac{q_s}{c m_s}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \bullet \nabla_v f_{1,s} = -\frac{q_s}{m_s}\left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}_1}{c}\right) \bullet \nabla_v f_{0,s} \qquad (1)$$

En este apéndice damos una breve deducción de la solución, empleando el método de integración sobre las trayectorias no perturbadas. Para ello se considera el giro de ciclotrón que las partículas cargadas desarrollan alrededor del campo magnético de equilibrio ($\mathbf{B_0}$) y el movimiento de translación uniforme paralelo a $\mathbf{B_0}$. En la ecuación (1), $f_{0,s}(\mathbf{x},\mathbf{v},t)$ es la densidad de partículas (en el estado de equilibrio) de la especie s en el punto $(\mathbf{x},\mathbf{v})$ del espacio de fases a tiempo t; $f_{0,s}(\mathbf{x},\mathbf{v},t)$ se supone conocida.

En nuestro estudio suponemos que la función de equilibrio para cada especie satisface la ecuación de Vlasov estacionaria con el campo magnético $\mathbf{B_0}$ (esto significa que $f_{0,s}$ solo depende de las velocidades paralela y perpendicular a $\mathbf{B_0}$, $f_{0,s}(v_{//}, v_\perp{}^2)$). La condición de neutralidad de carga total y la de corriente total nula se cumplen en el estado no perturbado.

Prefijemos un punto $(\mathbf{x},\mathbf{v})$ y un tiempo t y elijamos la trayectoria descripta en el espacio de fases por las partículas (posición: $\mathbf{x}'(t')$ y velocidad: $\mathbf{v}'(t)$) de modo que se cumpla que $\mathbf{x}'(t'=t)=\mathbf{x}$ y $\mathbf{v}'(t'=t)=\mathbf{v}$. Definimos al eje $\hat{\mathbf{z}}$ en la dirección del campo magnético de equilibrio, es decir $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{\mathbf{z}}$.

La frecuencia de ciclotrón es $\Omega_s = \frac{q_s |\mathbf{B_0}|}{m_s c}$, donde q_s y m_s son la carga eléctrica y la masa de la especie s y c es la velocidad de la luz en vacío. El parámetro temporal de la trayectoria es τ ($\tau = t'-t$), de forma que las trayectorias no perturbadas están dadas por

$$x' = x - v_\perp \operatorname{sen}(\phi - \Omega_s \tau)/\Omega_s + v_\perp \operatorname{sen}(\phi)/\Omega_s \quad , v_x' = v_\perp \cos(\phi - \Omega_s \tau),$$
$$y' = y - v_\perp \cos(\phi - \Omega_s \tau)/\Omega_s + v_\perp \cos(\phi)/\Omega_s \quad , v_y' = v_\perp \operatorname{sen}(\phi - \Omega_s \tau),$$
$$z' = z + v_{//}\tau \quad , \quad v_z' = v_{//}.$$

Se han utilizado coordenadas cilíndricas para la velocidad ($v_\perp$ y $v_{//}$ son respectivametne las componentes de la velocidad paralela y perpendicular al campo magnético de equilibrio, $\mathbf{B_0}$). En un tiempo $t'=t$, se tiene

$$v_x=v_\perp \cos(\phi), \qquad v_y=v_\perp \operatorname{sen}(\phi), \qquad v_z=v_{//}.$$

En la trayectoria no perturbada, la componente de la velocidad paralela al campo magnético ($v_{//}$) y la suma del cuadrado de las componentes perpendiculares ($v_\perp^2=v_x^2+v_y^2$) son invariantes.

Una forma alternativa de escribir (1) es

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt'} f_{1,s}(\mathbf{x}',\mathbf{v}',t') = \left[\frac{\partial}{\partial t'} + \mathbf{v}'\cdot\nabla' + \frac{q_s}{m_s}\frac{\mathbf{v}'\times\mathbf{B}_0}{c}\cdot\nabla_{\mathbf{v}'}\right] f_{1,s}(\mathbf{x}',\mathbf{v}',t) = \\ &-\frac{q_s}{m_s}\left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{v}'\times\mathbf{B}_1}{c}\right)\cdot\nabla_{\mathbf{v}'} f_{0,s}(\mathbf{x}',\mathbf{v}',t) \end{aligned}, \qquad (2)$$

utilizando el operador derivada total en el espacio (**x**,**v**) aplicado a $f_{1,s}$(**x**',**v**',t'). Para ersolver $f_{1,s}$ se integra esta ecuación sobre las trayectorias que las partículas recorrieron en tiempos anteriores al actual.

Al integrar formalmente la ecuación se obtiene,

$$\begin{aligned} f_{1,s}(\mathbf{x},\mathbf{v},t) &= -\frac{q_s}{m_s}\int_{t=-\infty}^{t} dt' \left[\mathbf{E}_1(\mathbf{x}',t') + \frac{\mathbf{v}'\times\mathbf{B}_1(\mathbf{x}',t')}{c}\right]\bullet\nabla_{\mathbf{v}'} f_{0,s} + \\ &+ f_{1,s}(\mathbf{x}(t=-\infty),\mathbf{v}(t=-\infty),t=-\infty) \end{aligned} \qquad (3)$$

Se utiliza ahora un desarrollo en modos normales, teniendo en cuenta el encendido causal de la perturbación, que muy lejos en el tiempo es infinitesimal (encendido adiabático). Aquí la frecuencia ω es generalmente compleja y la causalidad se introduce suponiendo que ω tiene una pequeña parte imaginaria, (i.e., $\omega\rightarrow\omega+i\varepsilon$). Al finalizar los cálculos se toma el límite $\varepsilon\rightarrow 0$.

Los modos tienen la forma

$$\begin{aligned} f_{s,1}(\mathbf{x},\mathbf{v},t) &= f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v})\ \mathrm{Re}\{\exp[i(\mathbf{k}\bullet\mathbf{x} - \omega t)]\} \\ \mathbf{E}_1(\mathbf{x},t) &= \mathbf{E}_{\mathbf{k}}\ \mathrm{Re}\{\exp[i(\mathbf{k}\bullet\mathbf{x} - \omega t)]\} \\ \mathbf{B}_1(\mathbf{x},t) &= \mathbf{B}_{\mathbf{k}}\ \mathrm{Re}\{\exp[i(\mathbf{k}\bullet\mathbf{x} - \omega t)]\} \end{aligned} \qquad (4)$$

Las ecuaciones de Vlasov-Maxwell en la representación generalizada de Fourier resultan entonces,

$$f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v}) = -\frac{q_s}{m_s}\int_{-\infty}^{0} d\tau \left[\mathbf{E}_{\mathbf{k}} + \frac{\mathbf{v}\times\mathbf{B}_{\mathbf{k}}}{c}\right]\bullet\nabla_{\mathbf{v}} f_{0,s}(\mathbf{v})\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{X})\exp(i\omega\tau), \qquad (5)$$

$$i\mathbf{k}\cdot\mathbf{E}_{\mathbf{k}} = 4\pi\rho_{\mathbf{k}} \quad , \quad \rho_{\mathbf{k}} = \sum_s q_s n_{0,s}\int d\mathbf{v}\, f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v}), \qquad (6)$$

$$i\mathbf{k}\times\mathbf{B}_{\mathbf{k}} = -\frac{i\omega}{c}\mathbf{E}_{\mathbf{k}} + \frac{4\pi}{c}J_{\mathbf{k}} \ , \qquad J_{\mathbf{k}} = \sum_s q_s n_s^0\int d\mathbf{v}\ \mathbf{v}\, f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v}), \qquad (7)$$

$$\mathbf{k}\times\mathbf{E}_{\mathbf{k}} = \frac{\omega}{c}\mathbf{B}_{\mathbf{k}} \qquad (8)$$

Se han definido $\mathbf{X} = \mathbf{x}'-\mathbf{x}$ y $\tau = t'-t$.

La función de distribución $f^0_s(v_{//},v_\perp^2)$ no depende del tiempo, así como tampoco dependen del tiempo $\partial f^0/\partial v_\perp^2$ o $\partial f^0/\partial v_{//}$.

Siendo $f^0=f^0(v_{//},v_\perp{}^2)$, el operador gradiente con respecto al vector velocidad da como resultado, $\nabla_v f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial v_{//}}\frac{v_{//}}{v_{//}} + \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp}\frac{v_\perp}{v_\perp} = 2(\mathbf{v}-\mathbf{v}_{//})\frac{\partial f_0}{\partial v_\perp^2} + 2\frac{\partial f_0}{\partial v_{//}^2}\mathbf{v}_{//}$. Si se remplaza (8) en (5), y teniendo en cuenta la identidad del triple producto vectorial, $\mathbf{v}'\times\mathbf{k}\times\mathbf{E}_\mathbf{k} = (\mathbf{v}'\cdot\mathbf{E}_\mathbf{k})\mathbf{k} - (\mathbf{v}'\cdot\mathbf{k})\mathbf{E}_\mathbf{k}$, se tiene

$$f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v}) = -\frac{2q_s}{\omega m_s}\frac{\partial f_{s,0}}{\partial v_\perp^2}\int_{-\infty}^{0} d\tau\, \exp\{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{X}-\omega\tau)\}\{\mathbf{k}(\mathbf{v}'\cdot\mathbf{E}_\mathbf{k}) + \mathbf{E}_\mathbf{k}(\omega-\mathbf{v}'\cdot\mathbf{k})\}\cdot(\mathbf{v}'-v_{//}\hat{\mathbf{z}}) -$$

$$-\frac{2q_s}{\omega m_s}\frac{\partial f_{s,0}}{\partial v_{//}^2}v_{//}\hat{\mathbf{z}}\int_{-\infty}^{0} d\tau\, \exp\{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{X}-\omega\tau)\}\{\mathbf{E}_\mathbf{k}(\omega-\mathbf{v}'\cdot\mathbf{k}) + \mathbf{k}(\mathbf{v}'\cdot\mathbf{E}_\mathbf{k})\}$$

Se estudiarán aquellas perturbaciones que se propagan en dirección paralela al campo magnético de equilibrio, es decir aquellas en las que se cumple **k**=k**z**. También se restringirá el estudio a ondas transversales ($\mathbf{E}_\mathbf{k}$.**z**=0), electromagnéticas.

Con estas consideraciones, se integra en el tiempo τ, y se obtiene la dependencia de los modos de Fourier de la función de distribución perturbada de las componentes del campo eléctrico de la onda:

$$f_{s,\mathbf{k}}(\mathbf{v}) = -\frac{2q_s}{\omega m_s}\left\{\frac{\partial f_{s,0}}{\partial v_\perp^2}(\omega - k\,v_{//}) + k\,v_{//}\frac{\partial f_{s,0}}{\partial v_{//}^2}\right\}\left(E_x T_x + E_y T_y\right).$$

Donde

$$T_x = -\frac{v_\perp}{\Omega_s}\frac{sin(\phi) + i\cos(\phi)\left(\omega - kv_{//}\right)/\Omega_s}{1-\left(\omega - kv_{//}\right)^2/\Omega_s^2}$$

$$T_y = \frac{v_\perp}{\Omega_s}\frac{isin(\phi)\left(\omega - kv_{//}\right)/\Omega_s - \cos(\phi)}{\left(\omega - kv_{//}\right)^2/\Omega_s^2 - 1}.$$

Esta relación tensorial es la que ha sido utilizada para el cálculo de la relación de dispersión de las ondas EICWs.

Referencias

Abraham-Shrauner and Feldman, W. C., Electromagnetic ion-cyclotron wave growth rates and their variation with velocity distribution function shape, *J. Plasma Physics*, **17**, part 1, 123, 1977.

Abramowitz M. And Stegun I. A., *Handbook of Mathematical functions*, Dover publications, Inc., New York, 1970.

Astudillo H.F., Gomberoff L., and Hernández M. R., Electromagnetic instabilities in a gyrotropic and nongyrotropic hybrid solar-wind-like plasma, *J. of Geophys. Res.*, **103**, 26799, 1998.

Beardsley T., The way to go in space, *Scientific American*, **280**, No. 2, 60, 1999.

Baumjohann W., Treumann R.A., *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London, UK, 1997.

Borrini G., J.T. Gosling, S.J. Bame, and W.C. Feldman, Helium Abundance Enhancements in the Solar Wind, *J. of Geophys. Res.*, **87**, 7370-7378, 1982.

Bürgi, A., Effects of Non-Maxwelian Electron Velocity Distribution Functions and Nonspherical Geometry on Minor Ions in the Solar Wind, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 1057, 1987.

Burlaga, L. F. y King, J. H., Intense interplanetary magnetic fields observed by geocentric spacecraft during 1963-1075, *J. of Geophys. Res.*, **84**, 6633, 1979.

Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. of Geophys. Res.*, **86**, 6673, 1981.

Burlaga, L.F., Magnetic clouds and force-free filds with constant alpha, *J. of Geophys. Res.*, **93**, 7217, 1988.

Burlaga, L. F., Magnetic Clouds, in *Physics of the Inner Heliosphere, 2. Particles Waves and Turbulence*, eds. Schwenn, R. y Marsch, E., Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 1, 1991.

Burlaga, L. F., *Interplanetary Magnetohidrodynamics*, Oxford Univ. Press, New York, 1995.

Burlaga, L. F., R. Fitzenreiter, R. Lepping, K. Ogilvie, A. Szabo, A. Lazarus, J. Steinberg, G. Gloeckler, R. Howard, D. Michels, C. J. Farrugia, R. P. Lin, and D. E. Larson, A magnetic cloud containing prominence material: January 1997, *J. of Geophys. Res.*, **103**, 277, 1998a.

Burlaga, L. F., N.F. Ness, Y.M. Wang, and N.R. Sheeley Jr., Heliospheric magnetic field strength out to 66 AU: Voyager 1, 1978-1996, *J. of Geophys. Res.*, **103**, 277, 1998b.

Dasso S., Gnavi G., Gratton F. T., and Farrugia C.J., Nubes magnéticas: Influencia de la anisotropía electrónica sobre la inestabilidad de ondas electromagnéticas iónicas ciclotrónicas; *82ª Reunión Nacional de Física*, organizada por la Asociación Física Argentina, 22-25/9/97, San Luis, Pcia. de San Luis.

Dasso S., Gratton F.T., and Farrugia C.J., The influence of proton thermal properties on electromagnetic ion cyclotron wave activity in solar ejecta, in *Solar Wind Nine*, edited by S. Habbal et al., American Institute of Physics Conference Proceedings, **471**, 669, New York, 1999.

Dasso, S., F. T. Gratton, C. J. Farrugia, and G. Gnavi, Influence of alpha particles on the resonant instability of right-hand polarized electromagnetic ion cyclotron waves in solar ejection plasmas, in *Proc. VIII Latin American Workshop on Plasma Physics*, in press, 1999b.

Dasso S., Gratton F. T., Farrugia C. J., and Gnavi G., The Influence of Electron Thermal Properties on the Instability of Right Hand Polarized Cyclotron Waves in Coronal Mass Ejections, in *Proc. International workshop on The Solar Wind-Magnetosphere System 3, Graz, Austria*, Austrian Academy of Sciences Press, in press, 1999c.

Dungey J.W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47, 1961.

Eddy J. A., The Maunder Minimum, *Science*, **192**, No. 4245, 1189, 1976.

Farrugia C.J., Erkaev N.V., Biernat H.K., Burlaga L.F., Lepping R.P., Osherovich V.A., Possible plasma depletion layer ahead of an interplanetary ejecta, *J. Geophys. Res.*, **102**, 7087, 1997.

Farrugia, C. J., F. G. Gratton, G. Gnavi, and K. W. Ogilvie, On the possible excitation of electromagnetic ion cyclotron waves in solar ejecta, *J. Geophys. Res.*, **103**, 6543, 1998a.

Farrugia, C. J., J. D. Scudder, M. P. Freeman, L. Janoo, G. Lu, J. M., Quinn, R. L. Arnoldy, R. B. Torbert, L. F. Burlaga, K. W. Ogilvie, R. P. Lepping, A. J. Lazarus, J. T. Steimberg, F. T. Gratton, and G. Rostoker, Geoeffectiveness of three Wind magnetic clouds: A comparative study, *J. Geophys. Res.*, **103**, 17261, 1998b.

Farrugia C.J., Janoo L., Torbert R.B., Quinn J.M., Ogilvie K.W., Lepping R.P., Fitzenreiter R.J., Lin R.P., Larson D., Steinberg J.T., Lazarus A.J., Dasso S., Gratton, F.T., Berdichevsky D., and Lin, Y., Hot magnetic flux rope in the solar wind, in *Solar Wind Nine*, edited by S. Habbal et al., American Institute of Physics Conference Proceedings, **471**, 745, New York, 1999.

Fainberg, J., V. A. Osherovich, R. G. Stone, R. J. MacDowall, and A. Balogh, Ulysses observations of electron and proton components in a magnetic cloud and related wave activity, in *Solar Wind Eight*, edited by D. Winterhalter et al., *AIP Conf. Proc.*, **382**, 554, 1996.

Fitzenreiter R.J., K.W. Ogilvie, D.J. Chorney, and J. Keller, Observations of electron velocity distribution functions in the solar wind by the WIND spacecraft: High angular resolution strahl measurements, Geophys. Research Letters, **25**, 249, 1998.

Fried, B. D. y Conte, S. D.,*The Plasma Dispersion Function*, Academic, New York, 1961.

Galvin, A. B., Ipavich, F. M., Gloeckler, G., Hovestadt, D., Bame, S. J., Kleckler, B., Scholer, M. y Tsurutani, B.T., Solar wind iron charge states preceding a driver plasma, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 12069, 1987.

Galvin, A. B., Minor Ion Composition in CME-Related Solar Wind, in *Coronal Mass Ejections*, Edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, pp. 253, AGU, Washington, D.C., 1997.

Gary S. P., M. D. Montgomery, W.C. Feldman, D. W. Forslund, Proton temperature anisotropy instabilities in the solar wind, *J. of Geophys. Res.*, **81**, 1241, 1976.

Gary, S. P., *Theory of Plasma Microinstabilities*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993.

Gillmor C.S., The formation and early evolution of studies of the magnetosphere, in *Discovery of the magnetosphere*, eds. Gillmor C.S., Spreiter J.R., American Geophysical Union, USA, 1, 1997.

Gonzalez W.D., J.A. Joselyn, Y. Kamide, H.W. Kroehl, G. Rostoker, B.T. Tsurutani, and V.M. Vasyliunas, What is a geomagnetic storm?, J. of Geophys. Res., **99**, 5771, 1994.

Golub, T.E. and Pasachoff J.M., *The solar corona*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.

Gosling J.T., Pizzo V., and Bame S.J., Anomalously Low Proton Temperature in the Solar Wind following Interplanetary Shock Waves- Evindence for Magnetic Bottles?, *J. of Geophys. Res.*, **78**, 2001, 1973.

Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C. y Zwickl, R. D., Interplanetary ions during an energetic storm particles event: The distribution function from solar wind thermal energies to 1.6 MeV, *J. of Geophys. Res.*, **86**, 547, 1981.

Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C. y Zwickl, R. D., Bidirectional solar wind electron heat events, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 8519, 1987.

Gosling, J. T., Coronal mass ejections and flux ropes in interplanetary space, in *Physics of Flux Ropes*, eds. Russel, C. T., Priest, E. R. y Lee L. C., AGU Geophysical Monograph, 58, American Geophysical Union, Washington, DC, 343, 1990.

Gosling J.T., Coronal Mass Ejection: An Overview, in *Coronal Mass Ejections*, Edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, pp. 9-16, AGU, Washington, D.C., 1997.

Gratton, F. T., S. Dasso, and C. J. Farrugia, Electron and alpha particle influence on the excitation of right hand polarized electromagnetic ion cyclotron waves in solar ejecta, in *Proc. of 1998 Int. Congress on Plasma Physics & 25th European Physical Society Conf on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha*, edited by P. Pavlo, *ECA, European Physical Society*, **22C**, 1122, 1998.

Helliwell R.A., Whistlers, in *Discovery of the magnetosphere*, eds. Gillmor C.S., Spreiter J.R., American Geophysical Union, USA, 83, 1997.

Hundhausen A.J., Bame S.J., Asbridge J.R., and Sydoriak S.J., Solar wind proton properties: VELA 3 observations from july 1965 to June 1967, *J. of Geophys. Res.*, **75**, 4643-4657, 1970.

Hundhausen A.J., The solar wind, in *Introduction to Space Physics*, eds. Kivelson M.G., Russell C.T., Cambridge University Press, USA, 91, 1995.

Hundhausen A.J., An Introduction, in *Coronal Mass Ejections*, Edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, pp. 1, AGU, Washington, D.C., 1997.

Janoo L., C. J. Farrugia, R. B. Torbert, J. M. Quinn, A. Szabo, R. P. Lepping, K. W. Ogilvie, R. P. Lin, D. Larson, J. D. Scudder, V. A. Osherovich, and J. T. Steinberg, Field and flow perturbations in the October 18-19, 1995, magnetic cloud, *J. Geophys. Res.*, **103**, 17249, 1998.

Kennel, C.F. y F.L. Scarf, Thermal Anisotropies and Electromagnetic Instabilities in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.*, **73**, 6149, 1968.

Krall, N. A. and Trivelpiece, A. W., *Principles of Plasma Physics*, McGraw Hill Book Co., New York, 1973.

Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., *Mecánica cuantica no relativista*, Reverté, Barcelona, 1978.

Lepping R.P., Jones J.A., and Burlaga L.F., Magnetic Field structure in interplanetary magnetic clouds at 1AU, *J. of Geophys. Res.*, **95**, 11957, 1990.

Lepping R.P., Acuña M.H., Burlaga L.F., Farrell W.M., Slavin J.A., Schatten K.H., Mariani F., Ness N.F., Neubauer F.M., Whang Y.C., Byrnes J.B., Kennon R.S., Panneta P.V., Scheifele J., and Worley E.M., The Wind Magnetic Field Investigation, *Space Sci. Rev.*, **71**, 207-229, 1995.

Lopez R.E., Solar Cycle Invariance in Solár Wind Proton Temperature Relationships, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 11189-11194, 1987.

Lundquist S., Magnetohydrostatic fields, Ark. Fys., **2**, 361, 1950.

Marsden, R., G., Sanderson, T. R., Tranquille, C., Wenzel, K. P. y Smith, E. J., ISEE 3 observations of low-energy proton bidirectional events and their relation to isolated interplanetary magnetic structures, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 11009, 1987.

Mace R. L. and Hellberg M. A., A dispersion function for plasmas containing superthermal particles, *Phys. Plasmas*, **2** (6), 2098, 1995.

Melrose D.B., Plasma Astrophysics I, Gordon and Breach Science Publishers, NY, 1980.

Melrose D.B., Instabilities in space and laboratory plasmas, Cambridge University Press, NY, 1986.

Marsch, E., Kinetic Physics of the Solar Wind Plasma, in *Physics of the inner heliosphere II*, eds. Schwenn R. and Marsch E., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 45, 1990.

Marsch, E., Theoretical models for the solar wind, *Adv. Space Res.* Vol. **14** N°4, 103, 1994.

Meng Z., Thorne, R. and Summers D., Ion-acustic wave instability driven by drifting electrons in a generalizad Lorentzian distribution, *J. Plasma Physics*, Vol. **47**, part 3, 445, 1992.

Neugebauer M., and Snyder C.W., Mariner 2 observations of the solar wind, 1. Average properties, *J. of Geophys. Res.*, **71**, 4469-4483, 1966.

Neugebauer M. and Goldstein R., Particles and Field Signatures of Coronal Mass Ejections in the Solar Wind, in *Coronal Mass Ejections*, Edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, pp. 245, AGU, Washington, D.C., 1997.

Neugebauer M., The three-dimensional solar wind at solar activity minimum, *Reviews of Geophysics*, **37**, 1, 107, 1999.

Nezlin, M. V., Negative-energy waves and the anomalous Doppler effect, *Sov. Phys. Usp.*, Vol. **19**, N° 11, 946, 1976.

Nicholson D.R., *Introduction to Plasma Theory*, J. Wiley, NY, 1983.

Ogg J.G., Magnetic polarity time scale of the Phanerozoic, in *Global Earth Physics. A Handbook of Physical Constants*, ed. Thomas J.A., American Geophysical Union, Washington, 1995.

Ogilvie K.W., Chornay D.J., Fritzenreiter R.J., Hunsaker F., Keller J., Lobell J., Miller G., Scudder J.D., Sittler Jr. E.C., Torbert R.B., Bodet D., Needle G., Lazarus A.J., Steinberg J.T., Tappan J.H., Mavretic A., and Gergin E., SWE, A comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft, *Space Sci. Rev.*, **71**, 55-77, 1995.

Osherovich V.A., Farrugia C.J., Burlaga L.F., Lepping R.P., and Stone R.G., Polytropic relationship for magnetic clouds, *J. of Geophys. Res.*, **98**, 15331, 1993.

Osherovich, V. A., Farrugia, C. J., Burlaga, L. F., Nonlinear evolution of magnetic flux ropes 2. Finite beta plasma, *J. of Geophys. Res.*, **100**, 12307, 1995.

Osherovich, V. and L. F. Burlaga, Magnetic clouds, in *Coronal Mass Ejections*, Edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, pp. 157-168, AGU, Washington, D.C., 1997.

Parks G.K., *Physics of Space Plasmas*, Addison-Wesley, NY, 1991.

Pilipp, W. G., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., Mühlhäuser, K. H., Rosenbauer, H., and Schwenn, R., *Unusual Electron Distribution Functions in the Solar Wind Derived From the Helios Plasma Experiment: Double-Strahl Distributions and Distributions With an Extremly Anosotropic Core*, J. of Geophys. Res., 92, 1093, **1987**.

Priest E.R., The sun and its magnetohydrodynamics, in *Introduction to Space Physics*, eds. Kivelson M.G., Russell C.T., Cambridge University Press, USA, 58, 1995.

Quevedo Hernán, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentina, 1999.

Richardson, I.G. and H. V. Cane, Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta, *J. Geophys. Res.*, **100**, 23397, 1995.

Richardson, I. G., C. J. Farrugia, and H. V. Cane, A statistical study of the behavior of the electron temperature in ejecta, *J. Geophys. Res.*, **102**, 4691, 1997.

Russell C.T., A brief history of solar-terrestrial physics, in *Introduction to Space Physics*, eds. Kivelson M.G., Russell C.T., Cambridge University Press, USA, 1, 1995.

Schwenn, R., Unusual Electron Distribution Functions in the Solar Wind Derived From the Helios Plasma Experiment: Double-Strahl Distributions and Distributions With an Extremly Anosotropic Core, *J. of Geophys. Res.*, **92**, 1093, 1987.

Schwenn R., Large-scale structure of the interplanetary medium, in *Physics of the inner heliosphere I*, eds. Schwenn R. and Marsch E., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 99, 1990.

Sittler E.C. Jr. and Burlaga L.F., Electron temperatures within magnetic clouds between 2 and 4 AU: Voyager 2 observations, *J. of Geophys. Res.*, **103**, 17447, 1998.

Summers D. and Thorne R.M., The modified plasma dispersion function, *Physics of Fluids*, **B 3** (8), 1835, 1991.

Summers D. and Thorne R.M., A New Tool for Analizing Microinstabilities in Space Plasmas Mdeled by a Generalized Lorentzian (Kappa) Distribution, *J. of Geophys. Res.*, **97**, 16827, 1992.

Stix, T. H., *Waves in Plasmas*, American Institute of Physics, New York, 1992.

Thorne R.M. and Summers D., Enhancement of Wave Growth for Warm Plasmas with a High-Energy Tail Distribution, *J. of Geophys. Res.*, **96**, 217, 1991a.

Thorne R.M. and Summers D., Landau Damping in Space Plasmas, *Physics of Fluids*, **B 3** (8), 2117, 1991b.

Tsurutani B.T., and Lakhina G.S., Some Basic Concepts of Wave-Particle Interactions in Collisionless Plasmas, *Reviews of Geophysics*, **35**, 4 , 491, 1997.

Xue, S., and Thorne, R. M., Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability in Space Plasmas, *J. of Geophys. Res.*, **98**, 17475, 1993.