

JCH-FC
1A8-F
E41
.1

ACELERACIÓN RESONANTE DE PARTÍCULAS ALFA EN EL VIENTO SOLAR RÁPIDO

Tesis

entregada a la

Universidad de Chile

en cumplimiento parcial de los requisitos

para optar al grado de

Magister en Ciencias Físicas

FACULTAD DE CIENCIAS

por

RENE AROLD O ELGUETA FERRADA

marzo, 1992

Patrocinante: Prof. Luis Gomberoff J.



Facultad de Ciencias

Universidad de Chile

INFORME DE APROBACIÓN
TESIS DE MAGISTER

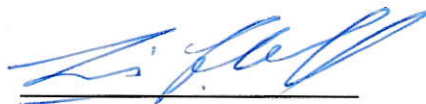
Se informa a la Escuela de Posgrado de la Facultad de Ciencias que
la Tesis de Magister presentada por el Candidato

RENE AROLDO ELGUETA FERRADA

ha sido aprobada por la Comisión Informante de Tesis como requisito
de tesis para el grado de Magister en Ciencias Físicas.

Patrocinante de Tesis:

Dr. Luis Gomberoff J.

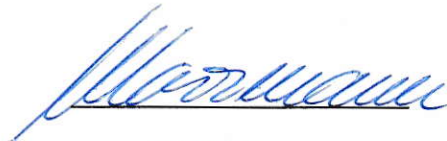


Comisión Informante de Tesis:

Dr. Patricio Fuentealba R.



Dr. Herbert Massmann L.



Prof. Jaime Rössler B.



A mi madre

A mi hermana



ÍNDICE

RESUMEN

Capítulo I	INTRODUCCIÓN	1
Capítulo II	RELACIÓN DE DISPERSIÓN EN UN PLASMA NO COLISIONAL	7
Capítulo III	RELACIÓN DE DISPERSIÓN EN UN PLASMA TIPO VIENTO SOLAR	14
Capítulo IV	ANÁLISIS DE ESTABILIDAD	22
Capítulo V	RESUMEN Y CONCLUSIONES	26
	REFERENCIAS	29
	Lectura de Figuras	33



RESUMEN

La aceleración preferencial de partículas alfa interactuando con ondas iónicas-ciclotrónicas, con polarización circular izquierda, es estudiada. Se demuestra que una pequeña velocidad relativa inicial entre las partículas alfa y los protones puede conducir a velocidades de las partículas alfa superiores a la velocidad del grueso de protones.

Durante el proceso de aceleración, el cual se asume que ocurre a distancias heliocéntricas menores que 0.3 UA, la velocidad relativa de las partículas alfa superaría la velocidad del grueso de protones, y entonces la brecha que existe alrededor de la girofrecuencia de las partículas alfa desaparece.

Se demuestra también que para anisotropías térmicas de los protones del orden de aquella observada en el viento solar rápido, las ondas crecen o no son excesivamente amortiguadas, de modo que estas ondas pueden existir y podrían, así, conducir a las velocidades diferenciales observadas.



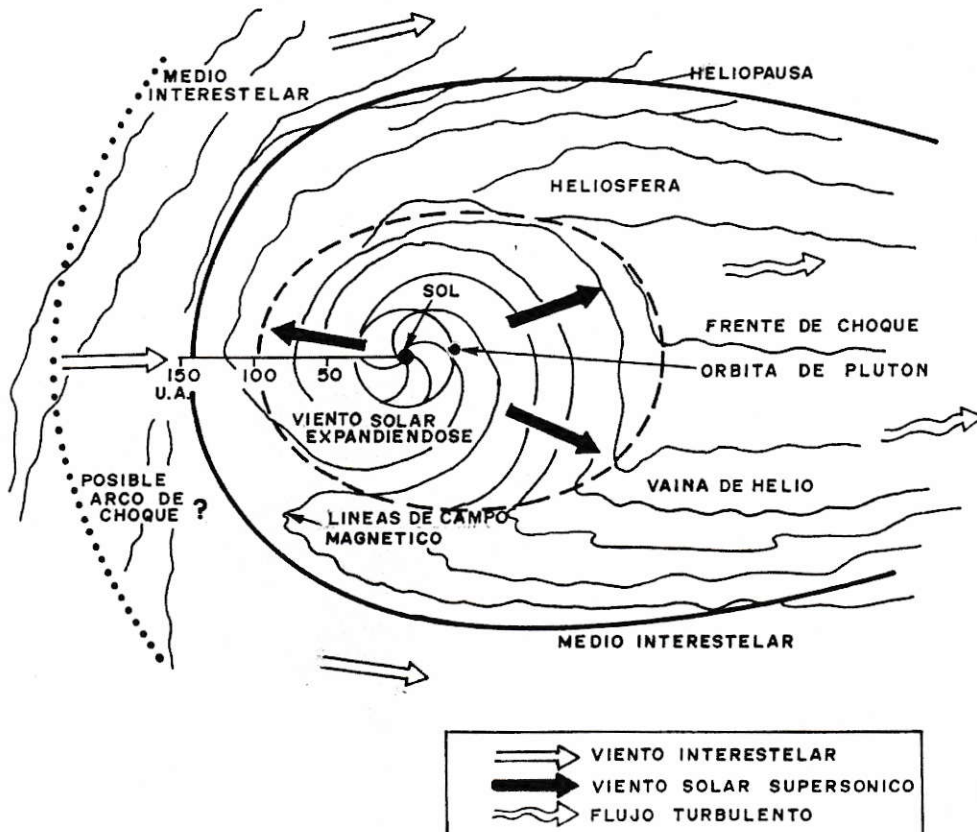
Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

El sol es una estrella ordinaria de temperatura y tamaño medio con una magnitud absoluta de 4.8. Su proximidad a la tierra nos permite estudiar en detalle su estructura y dinámica de una forma tal que no es posible con cualquier otra estrella. La edad del sol es de alrededor de 4.6 billones de años y su expectativa de vida es estimada en otros 5 billones de años. Esto hace de nuestro sol una típica estrella enana que justo pasa por su medianía de edad. El sol está compuesto de alrededor de un 90% de hidrógeno, 9.9% de helio, y 0.1% de otros constituyentes menores, tal como carbón, nitrógeno y oxígeno. Estos constituyentes están ionizados debido a que la temperatura excede la energía de ligadura de los átomos. La temperatura de su núcleo es estimada en aproximadamente $5 * 10^7 K$. La atmósfera del sol es dividida en la fotosfera, la cromósfera y la corona. La fotosfera es una capa de alrededor de 500 km de grosor, la cromósfera se extiende a una altura de aproximadamente 2500 km sobre la fotosfera y luego sobre la

cromósfera se encuentra la corona, que se extiende al espacio interplanetario. La temperatura de la fotosfera es de alrededor de 6000 K, después de una disminución inicial justo sobre la fotosfera, la temperatura alcanza aproximadamente $10^6 K$ en la base de la corona. La temperatura gradualmente decrece a medida que la corona se extiende en el espacio interplanetario.

La corona solar se expande dentro del espacio debido a que la atmósfera del sol no está en equilibrio estático. Esta corona expandiéndose, llamada viento solar (ver figura más abajo), fue detectada a comienzos de la era espacial. La corona solar se expande dentro de las más distintas regiones del espacio y nuestro sistema solar es enteramente invadido por el viento solar.



El sol es una estrella magnética. La intensidad promedio de su campo magnético es de alrededor de 10^{-4} Teslas.

Por ser un muy buen conductor eléctrico, el viento solar arrastra una gran fracción del campo magnético solar dentro del espacio interplanetario. Así, el campo magnético interplanetario observado en regiones distantes del centro del sistema solar tiene su origen en el campo magnético del sol, el cual ha sido transportado por el viento solar.

La existencia del viento solar fue primero reportada por los satélites Soviéticos Luna 1 y 2 en 1959. Desde entonces, numerosos otros satélites han efectuado experimentos en el viento solar y es ahora bien sabido que la principal componente iónica elemental del viento solar son los protones. La segunda componente iónica más abundante es el ${}^4\text{He}^{++}$. Estas dos componentes iónicas, junto con un número similar de electrones, esencialmente constituyen el viento solar. Iones tales como ${}^3\text{He}^{++}$, ${}^4\text{He}^+$, O^{6+} , C^{3+} y F_e^+ , etc., también existen en pequeñas cantidades.

El viento solar es altamente variable y depende de la actividad solar. Su temperatura promedio es de alrededor de 10^5K y el contenido de ${}^4\text{He}^{++}$ es típicamente de alrededor de un 4%. Aún cuando el advenimiento de la era espacial ha permitido grandes avances en el estudio de su composición y dinámica, su comprensión total está lejos de ser satisfactoria. Así, un problema crucial para comprender su dinámica es el referido a la aceleración preferencial que sufren las partículas alfa (${}^4\text{He}^{++}$) y otras componentes minoritarias en el viento solar rápido.

Desde que se descubrió que las partículas alfa fluyen más rápido que el grueso de los protones, en condiciones de viento solar rápido (Formisano *et al.*, 1970;

Asbridge *et al.* 1976; Bosqued *et al.*, 1977; Neugebauer and Feldman, 1979), se ha dedicado mucho esfuerzo para explicar las observaciones.

Colisiones coulombianas pueden dar cuenta de la igualación de las velocidades de ambas componentes (Geiss *et al.*, 1970), pero el hecho de que la velocidad relativa puede llegar a ser del orden de la velocidad de Alfvén, y algunas veces mayor que ella (Marsch *et al.*, 1982a) ha permanecido inexplicado. Por otra parte, se ha demostrado que la interacción resonante cuasilineal de partículas alfa con ondas iónicas-ciclotrónicas, con polarización izquierda, que se propagan paralelamente al campo magnético interplanetario pueden acelerar preferencialmente las partículas alfa que se mueven con la velocidad protónica (Dusenbery and Hollweg, 1981; Marsch *et al.*, 1982b; Isenberg 1983). Por tal razón, la interacción onda partícula puede constituir, por lo menos, un primer paso en la explicación del mecanismo conducente a las velocidades preferenciales observadas.

En los estudios ya mencionados las partículas alfa no fueron consideradas o bien fueron tratadas como partículas de prueba en la relación de dispersión ión-ciclotrón.

Más recientemente, Isenberg (1984) incluyó efectos dispersivos de las partículas alfa en la relación de dispersión. Considerando la relación de dispersión de plasma frío para propagación paralela de ondas iónicas-ciclotrónicas, Isenberg (1984) mostró que la banda prohibida generada por los iones pesados (ver también Gomberoff y Cuperman, 1982, y otras referencias allí citadas) produce una brecha en las velocidades resonantes de las partículas alfa que se mueven con la velocidad de los protones. Esta brecha implica que las partículas alfa pueden ser aceleradas hasta la velocidad protónica por las ondas iónicas-ciclotrónicas resonantes pero

no superarlas. Isenberg (1984) mostró a continuación que los efectos térmicos pueden disminuir el ancho de la banda prohibida que aparece en la relación de dispersión de plasma frío, y, para algunos valores críticos, la banda prohibida puede desaparecer completamente recobrando, de este modo, la aceleración preferencial de Dusenbery and Hollweg (1981). Dichos autores trataron los iones pesados como partículas de prueba. Como fuera indicado por el mismo Isenberg (1984), los efectos anteriores hacen aún menos probable que el mecanismo pueda conducir a las velocidades diferenciales observadas.

Isenberg (1984) supuso un modelo de plasma consistente en protones y partículas alfa con velocidad relativa cero. Sin embargo, hizo notar que un estudio completo de la interacción resonante entre ondas iónicas-ciclotrónicas e iones del viento solar debería incluir una velocidad relativa entre las especies iónicas. La velocidad relativa podría substancialmente modificar la relación de dispersión.

Se muestra aquí que una velocidad relativa entre las componentes iónicas agrega una nueva rama a la relación de dispersión que permite a las ondas propagarse en todo el intervalo $0 < w < \Omega_p$. Como una consecuencia de este hecho, se muestra que las partículas alfa pueden ser aceleradas a velocidades superiores a la velocidad del grueso de los protones.

También se demuestra que cuando la anisotropía térmica de los protones es grande, $T_{\perp}/T_{\parallel} \simeq 3 - 4$, las ondas son fuertemente inestables alrededor de la girofrecuencia del He^{++} y débilmente amortiguadas alrededor de la girofrecuencia del protón. Así, para anisotropía térmica grande el mecanismo podría eficientemente acelerar las partículas alfa a altas velocidades .

Por otra parte, anisotropías térmicas grandes del orden de 2 a 3 parece ser la

condición predominante en el viento solar rápido, en contraste al viento solar moderado y lento para los cuales $T_{\perp}/T_{\parallel} < 1$ (Marsch *et al.*, 1982a; Marsch *et al.*, 1982b; Marsch 1991).

Con este propósito, se procede en primer lugar a derivar la relación de dispersión para ondas iónicas-ciclotrónicas con una velocidad relativa entre las especies de iones, junto con la condición de interacción ión-ciclotrón resonante. A continuación se obtiene una expresión analítica para la tasa de crecimiento y su comportamiento en términos de la anisotropía térmica es analizado. Finalmente las conclusiones son expuestas.

Capítulo 2

RELACIÓN DE DISPERSIÓN EN UN PLASMA NO COLISIONAL

En este capítulo se obtiene la relación de dispersión de un plasma no colisional, multicomponente, con función de distribución de velocidades bimaxwelliana; para una perturbación a lo largo de un campo magnético externo \vec{B}_0 .

En el presente estudio, por tratarse de un plasma no colisional, utilizaremos la ecuación de Vlasov, la que se resolverá mediante el empleo de métodos perturbativos. Dicha ecuación viene dada por:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f + q(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0 \quad , \quad (2.1)$$

donde

$f = f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ = función de distribución

q = carga de la partícula

\vec{v} = velocidad de cada partícula

\vec{E} = campo eléctrico

\vec{B} = campo magnético

(para cada especie en el caso de f , q y \vec{v}).

La ecuación de Vlasov, conjuntamente con las ecuaciones de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{\text{especies}} q n_o \int f \vec{v} d\vec{p}, \quad (2.3)$$

n_o = densidad promedio de partículas por cm^3
de cada especie

forman el conjunto de ecuaciones dinámicas que nos dan el punto de partida a nuestro estudio.

Este sistema de ecuaciones no lineales y acopladas, se resolverá mediante el uso de teoría de perturbaciones a primer orden, en torno a un estado de equilibrio uniforme.

Teniendo en cuenta que en un plasma en equilibrio no hay gradientes espaciales o variaciones temporales de él, que no hay campo eléctrico ($\vec{E}_o = \vec{0}$), y solamente hay un campo magnético \vec{B}_o en la dirección \hat{z} , la función distribución en el estado de equilibrio f_o , obedece a las ecuaciones

$$\frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}_o \cdot \frac{\partial f_o}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum q n_o \int f_o \vec{v} d\vec{p} \quad . \quad (2.5)$$

Al considerar una perturbación en el plasma, con las condiciones anteriores, la función de distribución, el campo eléctrico y el campo magnético quedan dados por:

$$f = f_o + f^{(1)} \quad \vec{E} = \vec{E}^{(1)} \quad \vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}^{(1)} \quad . \quad (2.6)$$

Reemplazando (2.6) en (2.1), (2.2), (2.3) y considerando sólo los términos lineales, se obtiene:

$$\frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f^{(1)} + q(\vec{E}^{(1)} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}^{(1)}) \cdot \frac{\partial f_o}{\partial \vec{p}} + \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}_o \cdot \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}^{(1)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}^{(1)}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}^{(1)} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}^{(1)}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}^{(1)} \quad , \quad (2.9)$$

donde

$$\vec{J}^{(1)} = \sum_{\text{especies}} q n_o \int f^{(1)} \vec{v} d\vec{p} \quad . \quad (2.10)$$

Para resolver este conjunto de ecuaciones se aplica la Transformada de Fourier y a continuación la Transformada de Laplace

$$[\vec{E}, \vec{B}, \vec{J}, f](S, k) = \int_0^\infty e^{-St} dt \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} [\vec{E}^{(1)}, \vec{B}^{(1)}, \vec{J}^{(1)}, f^{(1)}](\vec{x}, t) d\vec{x} \quad (2.11)$$

con $\text{Re}(S) > 0$.

En consecuencia, al aplicar las transformadas y posteriormente combinar (2.8) y (2.9), se obtiene:

$$(S^2 + c^2 k^2) \vec{E} - c^2 \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) = -4\pi S \vec{J} + S \vec{e} + ic \vec{k} \times \vec{b} , \quad (2.12)$$

donde

$$[\vec{e}, \vec{b}] \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} (\vec{E}^{(1)}(t=0), \vec{B}^{(1)}(t=0)) d\vec{x} . \quad (2.13)$$

A partir de la ecuación (2.7) se tiene

$$(S + i\vec{k} \cdot \vec{v}) f^{(1)} + \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}_o \cdot \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \vec{p}} + q \left[\vec{E} - \frac{i}{S} \vec{v} \times (\vec{k} \times \vec{E}) \right] \cdot \frac{\partial f_o}{\partial \vec{p}} = g - \frac{q}{Sc} \vec{v} \times \vec{b} \cdot \frac{\partial f_o}{\partial \vec{p}} , \quad (2.14)$$

donde

$$g \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} f^{(1)}(t=0) d\vec{x} . \quad (2.15)$$

Asumiendo una distribución de velocidades bimaxwelliana, esto es, considerar una velocidad paralela (v_{\parallel}) y una velocidad perpendicular (v_{\perp}) con respecto a \vec{B}_o , y trabajando en coordenadas cilíndricas (recordar que $\vec{B}_o = B_o \hat{z}$), se tiene: $v_x = v_{\perp} \cos \phi$, $v_y = v_{\perp} \sin \phi$, $v_z = v_{\parallel}$. Además asumiendo (sin pérdida de generalidad) que $\vec{k} = (k_x, 0, k_z)$, la ecuación (2.12) se transforma en:

$$(S^2 + c^2 k^2) \vec{E} - c^2 \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) + \quad (2.16)$$

$$+ 4\pi S \sum \frac{n_o q^2}{M \Omega_o} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{p} d\vec{p} \int_{\pm\infty}^{\phi} \left\{ \vec{E} - \frac{i}{S} \vec{v} \times (\vec{k} \times \vec{E}) \right\} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_o G(\phi') d\phi' = \vec{\Pi}$$

donde

$$\frac{\Omega_o}{\gamma^*} = \Omega = \frac{qB_o}{Mc\gamma^*} \quad : \text{ frecuencia ciclotrónica relativista ,}$$

$$\gamma^* = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad ,$$

$$G(\phi') = \exp \left[\frac{1}{\Omega} (S + ik_{\parallel} v_{\parallel}) (\phi - \phi') - i k_{\perp} v_{\perp} (\text{sen} \phi' - \text{sen} \phi) \right] \quad (2.17)$$

$$\vec{v}' = (v_{\perp} \cos \phi', v_{\perp} \text{sen} \phi', v_{\parallel}) = \frac{\vec{P}'}{M\gamma^*} \quad (2.18)$$

y

$$\vec{\Pi} = S\vec{e} + i c\vec{k} \times \vec{b} + 4\pi S \sum \frac{q^2 n_o}{M\Omega_o} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{p} d\vec{p} \int_{\pm\infty}^{\phi} \left\{ g - \frac{q}{Sc} \vec{v}' \times \vec{b} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}'} f_o \right\} G(\phi') d\phi' . \quad (2.19)$$

En notación tensorial, para la ecuación (2.16), se tiene:

$$\vec{R} \cdot \vec{E} = \vec{\Pi} \quad (2.20)$$

En el presente análisis estamos interesados en una perturbación a lo largo de \vec{B}_o , es decir, $\vec{k} = k\hat{z}$, obteniendo de este modo

$$\begin{bmatrix} A & -iB & 0 \\ iB & A & 0 \\ 0 & 0 & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Pi_x \\ \Pi_y \\ \Pi_z \end{bmatrix} \quad , \quad (2.21)$$

donde

$$A = S^2 + c^2 k^2 - S\pi \sum \frac{\omega_p^2}{\Omega_o} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} p_{\perp}^2 \frac{\Omega(S + i kv_{\parallel})\chi}{[\Omega^2 + (S + i kv_{\parallel})^2]} dp_{\perp} , \quad (2.22)$$

$$B = -i S\pi \sum \frac{\omega_p^2}{\Omega_o} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} p_{\perp}^2 \frac{\Omega^2 \chi}{[\Omega^2 + (S + i kv_{\parallel})^2]} dp_{\perp} , \quad (2.23)$$

$$C = S^2 - 2S\pi \sum \omega_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} p_{\parallel} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} \frac{\frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}}}{\gamma^*(S + i kv_{\parallel})} dp_{\perp} , \quad (2.24)$$

$$\omega_{pj}^2 = \frac{4\pi q_j^2}{m_j} \quad \text{y} \quad \chi = \left(\frac{\partial f_o}{\partial p_{\perp}} + \frac{ikv_{\parallel}}{S} \frac{\partial f_o}{\partial p_{\perp}} - \frac{ikv_{\perp}}{S} \frac{\partial f_o}{\partial p_{\parallel}} \right) . \quad (2.25)$$

De la ecuación (2.21) se concluye que existen dos modos de vibración de la perturbación con respecto a \vec{B}_o , uno longitudinal (C, que no es afectado por \vec{B}_o) y otro transversal. Esta última onda transversal viene dada por:

$$\begin{bmatrix} A & -iB \\ iB & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Pi_x \\ \Pi_y \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

la que se puede representar en término de dos ondas polarizadas circularmente con denominadores de Landau dados por $F_{R,L}^+ = A \pm B$, donde el supraíndice '+' en $F_{R,L}^+$ se refiere a la prolongación de las integrales que han sido mostradas en este capítulo para $Re(S) > 0$, a $Re(S) < 0$ (extensión del dominio de integración a todo el espacio). Reemplazando A y B se obtiene:

$$F_{R,L}^+ = S^2 + c^2 k^2 - iS\pi \sum \omega_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{\partial f_o}{\partial p_{\perp}} + \frac{ikv_{\parallel}}{S} \frac{\partial f_o}{\partial p_{\perp}} - \frac{ikv_{\perp}}{S} \frac{\partial f_o}{\partial p_{\parallel}} \right)}{\gamma^*(S + i kv_{\parallel} \mp i\Omega)} p_{\perp}^2 dp_{\perp} \quad (2.27)$$

donde, en el denominador, el signo ‘-’ corresponde al sentido de giro inverso (polarización derecha R) y el signo ‘+’ al sentido directo (polarización izquierda L). Las energías asociadas a los eventos en consideración (desde los eV a cientos de KeV), nos permiten tratar la ecuación (2.27) de manera no relativista. Reemplazando S por $-i\omega$ (ω frecuencia de las ondas) e igualando $F_{R,L}^+$ a cero, se obtiene la relación de dispersión, que queda dada por:

$$0 = -\omega^2 + c^2 k^2 - \omega \pi \sum_{\text{especies}} \omega_p^2 m^3 \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{\partial f_o}{\partial v_{\perp}} - \frac{kv_{\parallel}}{\omega} \frac{\partial f_o}{\partial v_{\perp}} + \frac{kv_{\perp}}{\omega} \frac{\partial f_o}{\partial v_{\parallel}} \right)}{(\omega - kv_{\parallel} \pm \Omega)} v_{\perp}^2 dv_{\perp} \quad (2.28)$$

Redefiniendo ‘ f_o ’ como $f_o = m^3 f_o$, se obtiene

$$c^2 k^2 = \omega^2 + \pi \sum_{\text{especies}} \omega_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \int_0^{\infty} \frac{(\omega - kv_{\parallel}) \frac{\partial f_o}{\partial v_{\perp}} + kv_{\perp} \frac{\partial f_o}{\partial v_{\parallel}}}{(\omega - kv_{\parallel} \pm \Omega)} v_{\perp}^2 dv_{\perp} , \quad (2.29)$$

donde, en este caso, el signo ‘+’ corresponde a polarización derecha (R) y el signo menos a polarización izquierda (L).

Capítulo 3

RELACIÓN DE DISPERSIÓN EN UN PLASMA TIPO VIENTO SOLAR

Como fue mencionado en el primer capítulo, el viento solar básicamente está compuesto por electrones y protones, con una componente minoritaria de partículas alfa de más o menos un 4 % y otra componente de iones aún más minoritarios y más pesados.

Nos situaremos en el sistema coordenado solidario con los protones; allí supondremos a los protones descritos por una función de distribución bimaxwelliana con anisotropía térmica $A_p = (T_{\perp}/T_{\parallel}) - 1$; a las partículas alfa descritas por una maxwelliana con velocidad de deriva U_o a lo largo del campo magnético interplanetario. Por último, a los electrones los consideraremos como *dos especies*:

una fracción de ellos descritos por una maxwelliana y la otra fracción de electrones descritos por una maxwelliana con velocidad de deriva U_o a lo largo del campo magnético interplanetario. Esta última especie se incluye con el objeto de que la densidad de corriente resultante sea nula.

El viento solar se va a considerar como un plasma no colisional, y con el objeto de acortar los cálculos algebraicos, las funciones de distribución de todas las especies se van a considerar, inicialmente, como bimaxwellianas, lo cual nos permitira hacer uso de la relación de dispersión obtenida en el capítulo anterior (ecuación (2.29)).

De este modo, para las condiciones dadas, se tiene que la función de distribución protónica viene descrita por:

$$f_{oP}(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} (\delta_{\perp}^P)^2 \delta_{\parallel}^P} \exp \left[-\frac{v_{\perp}^2}{(\delta_{\perp}^P)^2} - \frac{v_{\parallel}^2}{(\delta_{\parallel}^P)^2} \right] \quad (3.1)$$

donde

$$\delta_{\mu}^2 = \frac{2KT_{\mu}}{m} \quad ; \quad \mu = \perp, \parallel \quad ; \quad K \text{ es la constante de Boltzmann .}$$

Para el caso de las partículas alfa se tiene:

$$f_{o\alpha}(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} (\delta_{\perp}^{\alpha})^2 \delta_{\parallel}^{\alpha}} \exp \left[-\frac{v_{\perp}^2}{(\delta_{\perp}^{\alpha})^2} - \frac{(v_{\parallel} - U_o)^2}{(\delta_{\parallel}^{\alpha})^2} \right] \quad , \quad (3.2)$$

donde U_o es la velocidad relativa inicial de las partículas alfa y de los electrones "2" con respecto a los protones.

Para los electrones:

$$f_{oe1}(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}(\delta_{\perp}^{e1})^2(\delta_{\parallel}^{e1})} \exp \left[-\frac{v_{\perp}^2}{(\delta_{\perp}^{e1})^2} - \frac{(v_{\parallel})^2}{(\delta_{\parallel}^{e1})^2} \right] \quad (3.3)$$

y

$$f_{oe2}(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}(\delta_{\perp}^{e2})^2(\delta_{\parallel}^{e2})} \exp \left[-\frac{v_{\perp}^2}{(\delta_{\perp}^{e2})^2} - \frac{(v_{\parallel} - U_o)^2}{(\delta_{\parallel}^{e2})^2} \right] \quad (3.4)$$

Luego, a partir de las ecuaciones (2.29), (3.1), (3.2), (3.3) y (3.4), para ondas con polarización izquierda, se obtiene:

$$\begin{aligned} c^2 k^2 = & \omega^2 + \omega_{PP}^2 \left\{ A_P - \frac{1}{k\delta_{\parallel}^P} [(A_P + 1)(\Omega_P - \omega) - \Omega_P] Z(\xi_P) \right\} + \\ & + \omega_{P\alpha}^2 \left\{ A_{\alpha} - \frac{1}{k\delta_{\parallel}^{\alpha}} [(A_{\alpha} + 1)(\Omega_{\alpha} - \omega + kU_o) - \Omega_{\alpha}] Z(\varphi_{\alpha}) \right\} + \\ & + \omega_{Pe1}^2 \left\{ A_{e1} - \frac{1}{k(\delta_{\parallel}^{e1})} [(A_{e1} + 1)(\Omega_e - \omega) - \Omega_e] Z(\xi_{e1}) \right\} + \\ & + \omega_{Pe2}^2 \left\{ A_{e2} - \frac{1}{k(\delta_{\parallel}^{e2})} [(A_{e2} + 1)(\Omega_e - \omega + kU_o) - \Omega_e] Z(\varphi_{e2}) \right\} , \quad (3.5) \end{aligned}$$

donde

Z = función de dispersión de plasma (Fried and Conte, 1961)

y

$$\begin{aligned} \xi_P &= \frac{\omega - \Omega_P}{k\delta_{\parallel}^P} , & \varphi_{\alpha} &= \frac{\omega - \Omega_{\alpha} - kU_o}{k\delta_{\parallel}^{\alpha}} \\ \xi_{e1} &= \frac{\omega - \Omega_e}{k(\delta_{\parallel}^{e1})} , & \varphi_{e2} &= \frac{\omega - \Omega_e - kU_o}{k(\delta_{\parallel}^{e2})} . \end{aligned}$$

Regresemos a las hipótesis originales, para ello basta anular la anisotropía térmica de electrones y partículas alfa, es decir, se considera

$$A_{\alpha} = A_{ei} = 0 \quad i = 1, 2 \quad .$$

Con esta condición, la ecuación (3.5) se transforma en:

$$\begin{aligned}
 c^2 k^2 = \omega^2 + \omega_{PP}^2 \left\{ A_P - \frac{1}{k \delta_{\parallel}^P} [(A_P + 1)(\Omega_P - \omega) - \Omega_P] Z(\xi_P) \right\} + \\
 + \frac{\omega_{P\alpha}^2}{k \delta_{\parallel}^{\alpha}} (\omega - kU_o) Z(\varphi_{\alpha}) \left. \right\} + \\
 + \frac{\omega_{Pe1}^2}{k(\delta_{\parallel}^{e1})} \omega Z(\xi_{e1}) + \frac{\omega_{Pe2}^2}{k(\delta_{\parallel}^{e2})} (\omega - kU_o) Z(\varphi_{e2}) \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

Para efectos de expresar la ecuación (3.6) en términos del *número de onda normalizado* (Y) y de la *frecuencia normalizada* (X), se definen:

$$\beta_j = \frac{\delta_j}{(V_{\text{alfvén}}^P)^2} \quad ; \quad U = \frac{U_o}{V_{\text{alfvén}}^P} \quad (3.7)$$

$$Y = k_{\parallel} \frac{V_{\text{alfvén}}^P}{\Omega_P} \quad ; \quad X = \frac{\omega}{\Omega_P} \quad (3.8)$$

y

$$\eta = \frac{n_{\alpha}}{n_P} = \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{PP}^2} \quad . \quad (3.9)$$

Con lo cual, y teniendo en cuenta que

$$\omega^2 \ll k^2 c^2 \quad , \quad (3.10)$$

se obtiene:

$$\begin{aligned}
 Y^2 = A_P - \frac{A_P(1-X) - X}{Y\sqrt{\beta_P}} Z\left(\frac{X-1}{Y\sqrt{\beta_P}}\right) + \\
 + \frac{\eta(X-YU)}{Y\sqrt{\beta_{\alpha}}} Z\left(\frac{2X-2YU-1}{2Y\sqrt{\beta_{\alpha}}}\right) \\
 - \frac{\Omega_e X}{k(\delta_{\parallel}^{e1})} Z\left(\frac{\omega - \Omega_e}{k(\delta_{\parallel}^{e1})}\right) - \frac{\Omega_e 2\eta(X-YU)}{k(\delta_{\parallel}^{e2})} Z\left(\frac{\omega - \Omega_e - kU_o}{k(\delta_{\parallel}^{e2})}\right) \quad . \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

Dado que los electrones son *transparentes* a la perturbación, esto es

$$\omega \ll \Omega_e \quad (3.12)$$

y a que las partículas alfa no son energéticas; ambas especies serán consideradas como frías, lo que en términos de la función Z equivale a:

$$Z(\xi_{e1}) \approx -\frac{1}{\xi_{e1}} \quad (3.13)$$

$$Z(\varphi_{e2}) \approx -\frac{1}{\varphi_{e2}} \quad (3.14)$$

$$Z(\varphi_\alpha) \approx -\frac{1}{\varphi_\alpha} . \quad (3.15)$$

En cambio las frecuencias de los protones está dentro del rango de la perturbación, luego estos serán considerados como especie semifría (β_P pequeño), de este modo la función Z protónica se puede expresar como:

$$Z(\xi_P) \approx -\frac{1}{\xi_P} + i \sqrt{\pi} e^{-\xi_P^2} . \quad (3.16)$$

Por otro lado se cumple que:

$$\sum_{\text{especies}} n_i q_i = 0 \Rightarrow \sum_{\text{especies}} \frac{\omega_{pj}^2}{\Omega_j^2} = 0 \quad (\text{cuasineutralidad}) , \quad (3.17)$$

$$n_{e2} q_e U_o + n_\alpha q_\alpha U_o = 0 \quad (\text{densidad de corriente nula}) , \quad (3.18)$$

$$kU_o \ll \Omega_e , \quad (3.19)$$

$$\frac{\omega_{pe1}^2}{\Omega_e} = \frac{\omega_{PP}^2}{\Omega_P} , \quad (3.20)$$

y

$$\frac{\omega_{pe2}^2}{\Omega_e} = \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\Omega_\alpha} = 2 \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\Omega_P} \quad (3.21)$$

Las dos últimas ecuaciones se obtienen a partir de la condición de cuasi-neutralidad y de la no existencia de campos eléctricos locales (o equivalentemente, de la densidad de corriente resultante nula).

Desde (3.6), y usando (3.7) a (3.10) y (3.12) a (3.21), se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{c^2 k^2}{\omega_{PP}^2} = & - \frac{\omega}{\omega - \Omega_P} - \frac{i\sqrt{\pi}}{k\delta_{\parallel}^P} e^{-\xi_P^2} [-\omega(A_P + 1) + A_P \Omega_P] \\ & - \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{PP}^2} \frac{\omega - kU_o}{\omega - \Omega_\alpha - kU_o} - \frac{\omega}{\Omega_P} - 2 \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{PP}^2} \frac{\omega - kU_o}{\Omega_P} \end{aligned} \quad (3.22)$$

lo que en términos de variables normalizadas, y recordando que se trata de una función real, se obtiene la siguiente expresión para la relación de dispersión

$$Y^2 = \frac{X^2}{1 - X} + 4\eta \frac{(X - YU)^2}{1 - 2X + 2YU} \quad (3.23)$$

Nótese que la ecuación (3.23) es la aproximación de plasma frío. Sin embargo, la ecuación (3.23) es también una buena aproximación para la relación de dispersión de plasma caliente siempre que $\beta_P < 1$ (ver Gomberoff y Vega, 1989 y referencias allí contenidas).

La relación de dispersión para $U = 0$ es mostrada en la figura 3.1. Se puede ver allí que la banda prohibida comienza en la girofrecuencia del He^{++} y que tiene su término en la frecuencia de corte

$$\frac{\omega_c}{\Omega_P} = \frac{1 + 4\eta}{2(1 + 2\eta)} .$$

La figura 3.2 muestra la ecuación (3.23) para $U = 0.1$. Podemos ver que allí no hay banda prohibida a partir de la girofrecuencia de la partícula alfa. En cambio, hay un continuo conjunto de ondas con frecuencias en el rango $0 < \omega < \Omega_P$. Hay también otra rama cuyo origen se encuentra a partir de la frecuencia de corte ω_c . Ahora determinaremos las velocidades de resonancia de una partícula alfa moviéndose en el campo ondulatorio dado por la ecuación (3.23). Desde la ecuación (2.29), para ondas con polarización izquierda, se obtiene la siguiente condición de resonancia

$$\omega - kV_i^r - \Omega_i = 0, \quad (3.24)$$

donde V_i^r es la velocidad de un ion moviéndose a lo largo del campo magnético externo (en este caso el campo magnético interplanetario).

Resolviendo para V_α^r se obtiene

$$V_\alpha^r = \left(\frac{\omega}{k}\right)\left(1 - \frac{\Omega_\alpha}{\omega}\right). \quad (3.25)$$

En términos de nuestras variables 'X' e 'Y', la ecuación (3.25) se transforma en

$$U_\alpha^r = \left(\frac{X}{Y}\right)\left(1 - \frac{1}{2X}\right), \quad (3.26)$$

donde $U_\alpha^r = \frac{v_\alpha^r}{V_P^{\text{alfvén}}}$. Así, un ion moviéndose en el campo ondulatorio descrito por la ecuación (3.23) resonará con las ondas cuando su velocidad esté dada por la ecuación (3.26). La figura 3.3 muestra la velocidad resonante de una partícula alfa cuando $U = 0$, y la figura 3.4 cuando $U = 0.1$. En el primer caso, hay un intervalo partiendo en $U_\alpha^r = 0$, implicando que no hay ondas las cuales puedan resonar con las partículas alfa comoviéndose con los protones. En contraste, de la figura 3.4 se sigue que cuando $U \neq 0$ hay una transición continua desde $U_\alpha^r < 0$ a $U_\alpha^r > 0$. Las partículas que resuenan con la rama superior de la relación de dispersión (ver figura 3.2) pueden ser aceleradas hasta velocidades iguales a U (curva inferior de la figura 3.4). La otra rama de la relación de dispersión, es decir, la rama que comienza en $\omega = \omega_c$ (ver figura 3.2), da origen a la curva superior en figura 3.4. Las dos curvas casi se tocan en $\omega = 0.95\Omega_P$ (figura 3.4). La brecha entre las curvas es muy pequeña, $\Delta U_\alpha^r \simeq 10^{-2}$, y llega a ser más y más pequeña a medida que U disminuye. Si las partículas alfa pueden unir este pequeño intervalo, entonces una partícula que tiene inicialmente $U_\alpha^r < 0$ puede ser acelerada continuamente hasta alcanzar altas velocidades.

Estudios de ondas electromagnéticas de baja frecuencia generadas por iones cometarios surgidos con velocidades relativas mutuas, muestran que los efectos térmicos pueden realmente hacer desaparecer el salto mencionado anteriormente (Brinca and Tsurutani, 1987).

Capítulo 4

ANÁLISIS DE ESTABILIDAD

Para que el mecanismo de aceleración discutido en el capítulo anterior sea eficiente, la tasa de amortiguamiento debería ser pequeña o bien las ondas debieran crecer en la región de frecuencias $\Omega_\alpha < \omega < \Omega_P$.

A fin de direccionar esta interrogante, tomaremos en ecuación (3.22)

$$\omega = \omega_r + i\omega_i, \quad (4.1)$$

y asumiremos

$$\omega_r \gg |\omega_i|. \quad (4.2)$$

La suposición (4.2) se justificara posteriormente. Con las condiciones (4.1) y (4.2), se obtiene

$$\frac{\omega}{\omega - \Omega_P} \simeq \frac{\omega_r}{\omega_r - \Omega_P} - i \frac{\omega_i \Omega_P}{(\omega_r - \Omega_P)^2} , \quad (4.3)$$

$$\frac{\omega - kU_o}{\omega - \Omega_\alpha - kU_o} \simeq \frac{\omega_r - kU_o}{\omega_r - \Omega_\alpha - kU_o} - i \frac{\omega_i \Omega_\alpha}{(\omega_r - \Omega_\alpha - kU_o)^2} , \quad (4.4)$$

y

$$\begin{aligned} i \exp[-\xi_P^2] [A_P(\Omega - \omega) - \omega] &\simeq \omega_i(A_P + 1) \exp\left[-\frac{(\omega_r - \Omega_P)^2}{(k\delta_{\parallel}^P)^2}\right] + \\ &+ i [A_P(\Omega_P - \omega_r) - \omega_r] \exp\left[-\frac{(\omega_r - \Omega_P)^2}{(k\delta_{\parallel}^P)^2}\right] . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Al reemplazar (4.3) a (4.5) en (3.22) se obtiene para la parte real (despreciando el término exponencial) la relación de dispersión de la cual se partió, como era de esperar. Para la parte imaginaria se llega a

$$\begin{aligned} -\frac{\omega_i \Omega_P}{(\omega_r - \Omega_P)^2} - \sqrt{\pi} \frac{[A_P(\Omega - \omega_r) - \omega_r]}{k\delta_{\parallel}^P} \exp\left[-\frac{(\omega_r - \Omega_P)^2}{(k\delta_{\parallel}^P)^2}\right] + \\ + \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{PP}^2} \frac{\omega_i \Omega_\alpha}{(\omega_r - \Omega_\alpha - kU_o)^2} - \frac{\omega_i}{\Omega_P} - \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{PP}^2} \frac{\omega_i}{\Omega_\alpha} = 0 . \end{aligned} \quad (4.6)$$

Definiendo

$$\gamma = \frac{\omega_i}{\Omega_P} , \quad (4.7)$$

y haciendo uso de las ecuaciones (3.7), (3.8) y (3.9), la ecuación (4.6) toma la forma

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_P}} e^{-\frac{(1-X)^2}{Y^2 \beta_P}} \frac{[A_P(1-X) - X]}{Y \frac{X(2-X)}{(1-X)^2} + \frac{8\eta(X-YU)(1-X+YU)}{(1-2X+2YU)^2}}. \quad (4.8)$$

Desde la última ecuación, se sigue que la tasa de crecimiento normalizada γ es positiva en la región $0 < X < \frac{A_P}{(A_P+1)}$. En las figuras 4.1 a 4.4, la tasa de crecimiento γ versus la frecuencia normalizada X se muestra para algunos valores de la anisotropía térmica A_P . En las figuras 4.2 a 4.4, el primer pico corresponde a la rama superior de la relación de dispersión y el segundo pico a la rama que comienza en $\omega = \omega_c$ (ver figura 3.2).

Para $A_P = 1$, el modo marginal $X_m = \frac{A_P}{A_P+1}$ ocurre en $X = \frac{1}{2}$. Para dicho valor, la rama de la relación de dispersión que empieza en $\omega = \omega_c$ es completamente amortiguada. De acuerdo a lo último, hay un sólo pico el cual corresponde a la rama superior de la relación de dispersión (ver figura 4.1).

A medida que A_P crece, X_m llega a ser mayor que X_c . Esto implica que la rama inferior de la relación de dispersión conduce a ondas inestables en la región $X_c < X < X_m$. A partir de las figuras 4.2 a 4.4, se concluye que un aumento de la anisotropía térmica produce los siguientes efectos: (1) la región de inestabilidad aumenta, (2) la tasa de crecimiento máximo aumenta, y (3) la tasa de amortiguamiento más allá de X_m disminuye.

Por lo tanto, concluimos que el mecanismo resonante del capítulo anterior puede eficientemente acelerar las partículas α si la anisotropía térmica protónica es suficientemente grande, del orden de $A_P \simeq 2 - 3$.

Grandes anisotropías térmicas en el centro de la función de distribución protónica, han sido reiteradamente observadas en el flujo de viento solar rápido, en todo el

rango entre 0.3 y 1 UA, siendo más pronunciado para distancias más cercanas al sol. El rango de valores típicos, desde $A_p = 1$ a $A_p = 3$, están en aparentemente buena concordancia con las conclusiones del presente trabajo (ver Marsch *et al.*, 1982_b; Marsch, 1991 y referencias allí mencionadas).

Observando las figuras 4.2 y 4.3, se concluye que la máxima tasa de crecimiento y amortiguamiento son por lo menos un orden de magnitud más pequeño que sus correspondientes frecuencias, en concordancia con la suposición $\omega_r \gg |\omega_i|$ (ecuación 4.2).

Capítulo 5

RESUMEN Y CONCLUSIONES

Hemos estudiado las ondas electromagnéticas iónicas-ciclotrónicas de baja frecuencia ($\omega < \Omega_P$) con polarización izquierda, propagándose a lo largo del campo magnético interplanetario, y hemos postulado que el plasma está compuesto por protones y una componente minoritaria de iones de He^{++} , con velocidad relativa en la dirección del campo magnético.

Se mostró que una velocidad relativa entre las especies iónicas remueve la banda prohibida generada por los iones pesados. La velocidad relativa permite a las partículas alfa entrar en resonancia con las ondas y pasar continuamente de velocidades negativas a velocidades positivas. Las ondas que forman parte de la rama superior de la relación de dispersión (ver figura 3.2) acelerarán a las partículas alfa hasta una velocidad igual a la velocidad relativa U . Por otro lado, las ondas pertenecientes a la rama inferior acelerarán a las partículas alfa, inicialmente con velocidades levemente superiores a U , a altas velocidades. Los efectos

térmicos sobre la parte real de la relación de dispersión pueden hacer desaparecer la brecha entre las dos ramas (Brinca and Tsurutani, 1987).

Sin embargo, debe notarse que la banda prohibida alrededor de la girofrecuencia de las partículas alfa desaparece sólo una vez que la velocidad relativa excede la velocidad del grueso de los protones, y aunque la diferencia entre estas velocidades puede ser muy pequeña, el mecanismo responsable para que esto ocurra no es claro aún. Respecto de la última afirmación cabe mencionar que ya existe en la literatura estudios en ese sentido (Gomberoff y Hernández, 1991).

La próxima pregunta que surge es si acaso es posible que las ondas a la postre puedan acelerar suficientemente la distribución de velocidades del grueso de partículas alfa por sobre la velocidad del grueso de protones. La respuesta depende de cuan grande sea la tasa de amortiguamiento en la región de frecuencias $\Omega_\alpha < \omega < \Omega_P$. En el capítulo 4 mostramos que para anisotropías térmicas protónicas positivas, las ondas crecen en la región de frecuencias $0 < \omega < \frac{A_P \Omega_P}{A_P + 1}$ y son amortiguadas más allá de la frecuencia marginal, $\frac{\omega}{\Omega_P} = \frac{A_P}{A_P + 1}$. A medida que A_P aumenta, el rango de inestabilidad se amplía y la tasa de amortiguamiento disminuye. Así, concluimos que para anisotropías térmicas entre 2 y 3, la tasa de crecimiento se incrementa fuertemente en la región $\Omega_\alpha < \omega < \omega_m$, y la tasa de amortiguamiento es pequeña ($< 10^{-2}$) más allá de ω_m .

Por otro lado, grandes anisotropías térmicas protónicas ($A_P \simeq 1 - 3$) parece ser la condición prevaleciente en el flujo de viento solar rápido, en contraste con el flujo de viento solar lento y moderado, el que tiene una anisotropía térmica negativa, $\frac{T_\perp}{T_\parallel} < 1$ (Marsch *et al.*, 1982a). Por lo tanto, una pequeña velocidad relativa entre las componentes iónicas puede proporcionar un mecanismo posible

para la aceleración preferencial de partículas alfa en condiciones de viento solar rápido.

Como un comentario final, queremos señalar que si entre 0.3 UA y 1 UA la velocidad protónica permanece constante y la velocidad relativa de las partículas alfa sigue la velocidad alféica local, según parece ser el caso (ver Marsch *et al.*, 1982a, y referencias allí citadas), entonces, al menos desde 0.3 UA hacia afuera, las partículas alfa son desaceleradas, y por lo tanto el proceso de aceleración debería ocurrir a distancias heliocéntricas menores que 0.3 UA.

REFERENCIAS

Asbridge, J.R., S.J. Bame, W.C. Felmay, and M.D. Montgomery, Helium and hydrogen velocity differences in the solar wind, *J. Geophys. Res.* 81, 2719, 1976.

Bernstein, I.B., Waves in a Plasma in a Magnetic Field, *Phys. Rev.* 109, 10, 1958.

Bosqued, J.M., C. D'Uston, A.A. Zertalov, and O.L. Vaisberg, Study of alpha component dynamics in the solar wind using the Pregnoz satellite, *Solar Phys.* 51, 231, 1977.

Brinca, A.L., and B.T. Tsurutani, Unusual characteristics of electromagnetic waves excited by cometary newborn ions with large perpendicular energies, *Astron. Astrophys.*, 14, 495, 1987.

Dusenbery, P.B., and J.V. Hollweg, Ion-Cyclotron heating and acceleration of solar wind minor ions, *J. Geophys. Res.*, 86, 153, 1981.

Formisano, V., F. Palmiotto, and G. Moreno, Alpha-particle observations in solar wind, *Solar Phys.*, 15, 179, 1970.

Fried, B.D., and S.B. Conte, *The Plasma Dispersion Function*, Academic, New

York, 1961.

Geiss, J., P. Hirt, and H. Leutwyler, On acceleration and motions of ions in corona and solar wind, *Solar Phys.* 12, 458, 1970.

Gomberoff, L., The semi-cold approximation in magnetospheric and solar wind physics, *Geof. Internacional* 30, 225, 1991 *Geophys. Res.* 87, 95, 1982.

Gomberoff, L., and S. Cuperman, Combined effect of cold H^+ and He^+ ions on the proton cyclotron electromagnetic instability, *J. Geophys. Res.* 87, 95, 1982.

Gomberoff, L., and R. Elgueta, Resonant Acceleration of Alpha Particles by Ion Cyclotron Waves in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.* 96 9801, 1991.

Gomberoff, L., and R. Hernández, On the Acceleration of Alpha Particles in the Fast Solar Wind, *J. Geophys. Res.* (In press).

Gomberoff, L., and P. Vega, Electromagnetic ion cyclotron waves with frequency below the proton gyrofrequency in large β_{\parallel} multicomponent plasmas, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 31, 629, 1989.

Isenberg, P.A., Resonant cyclotron acceleration and heating of anisotropic solar wind ions, *Bull. Int. Assoc. Geomagn. Aeron.*, 48, 414, 1983.

Isenberg, P.A., The ion cyclotron dispersion relation in a proton-alpha solar wind, J. Geophys. Res. 89, 2133, 1984.

Isenberg, P.A., and J.V. Hollweg, On the preferential acceleration and heating of solar wind heavy ions, J. Geophys. Res., 88, 3923, 1983.

Marsch, E., K.H. Mülhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W.N. Pilipp, and F.M. Neubauer, Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, J. Geophys. Res., 87, 52, 1982a.

Marsch, E., C.K. Goertz, and K. Richter, Wave heating and acceleration of solar wind ions by cyclotron resonance, J. Geophys. Res., 87, 5030, 1982b

Montgomery, D.C., and D.A. Tidman, Plasma Kinetic Theory, M^cGraw-Hill Book Company, New York, 1964

Neugebauer, M., and W.C. Feldman, Relation between superheating and super-acceleration of Helium in the solar wind, Solar Phys., 63, 201, 1979.

Roux, A., S. Perraut, J.L. Rauch, C. de Villedary, G. Kremser, A. Korth, and D.T. Young, Waves-particles interactions near Ω_α observed on Board Geos 1 and 2. 2-Generation of ion cyclotron waves and Heating of H_e^+ ions, J. Geophys. Res., 87, 8174, 1982.

Young, D.T., S. Perraut, A. Roux, J.L. Rauch, C. de Villedary, R. Gendrin, A. Korth, G. Kremser, and D. Young, Waves-particles interactions near Ω_α observed on Geos 1 and 2. 1-Generation of ion cyclotron waves and in H_e^+ - rich plasma, J. Geophys. Res., 86, 6755, 1981.

Lectura de Figuras

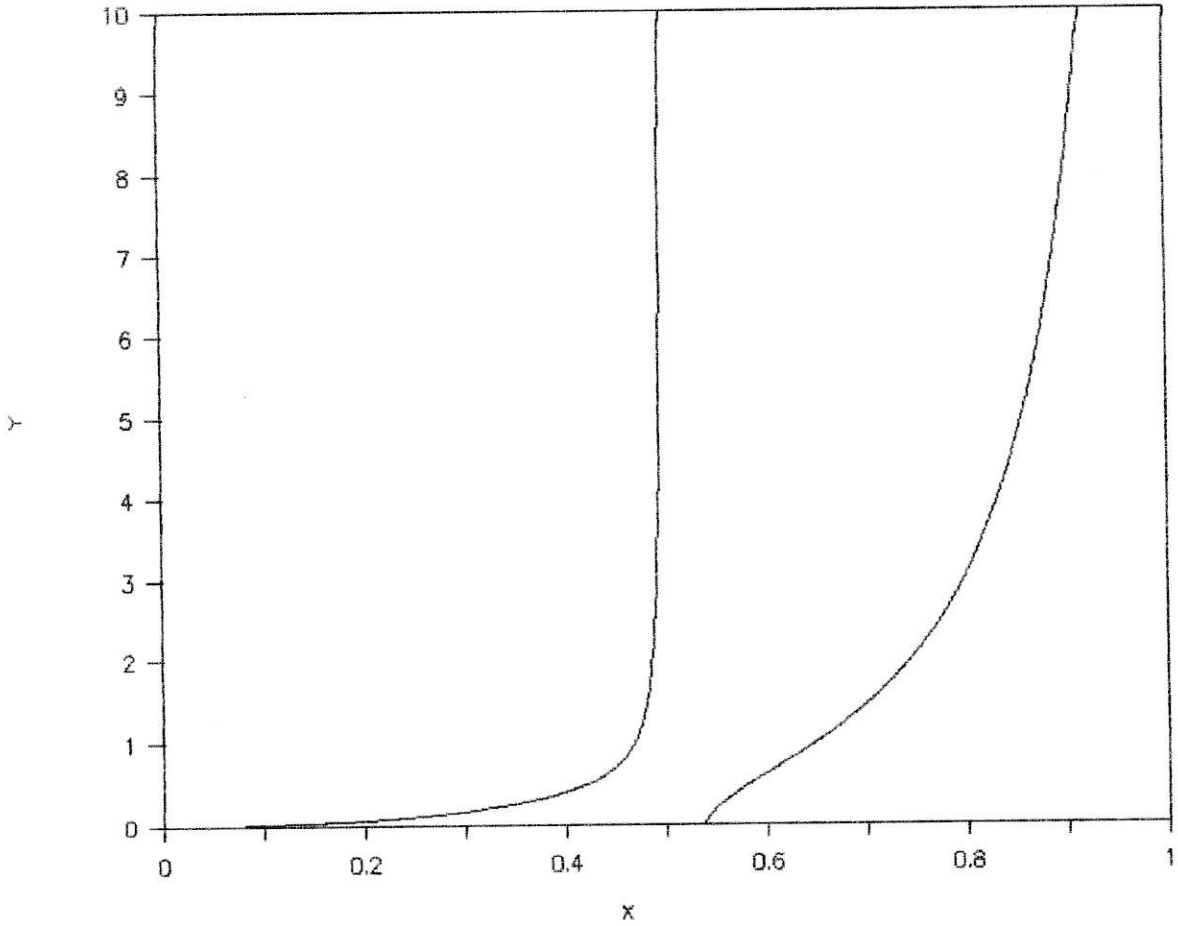


Figura 3.1 : Relación de dispersión para ondas iónicas ciclotrónicas con una componente minoritaria de partículas alfa, $\eta = 0.04$. Número de onda normalizado $Y = kV_{\text{alfvén}}^P / \Omega_P$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ para $U = 0$.

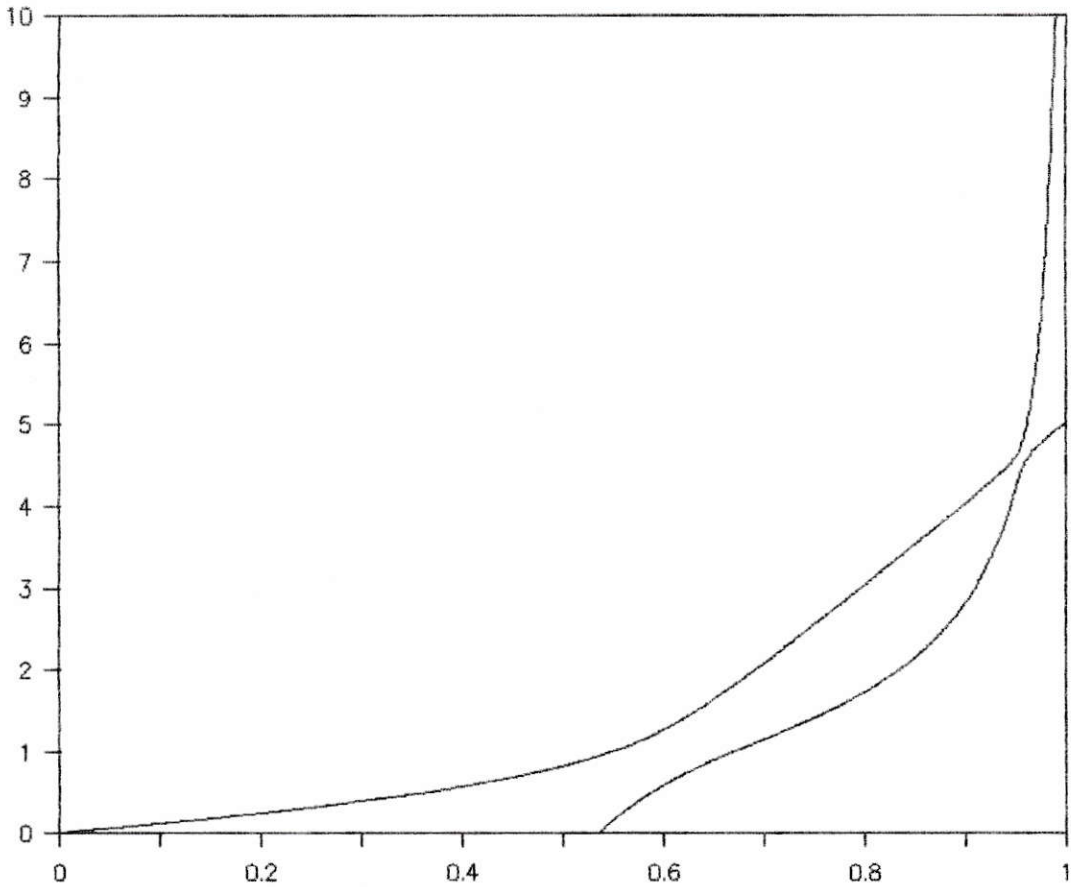


Figura 3.2 : Relación de dispersión para ondas iónicas ciclotrónicas con una componente minoritaria de partículas alfa, $\eta = 0.04$. Número de onda normalizado $Y = kV_{\text{alfvén}}^P / \Omega_P$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ para $U = 0.1$.

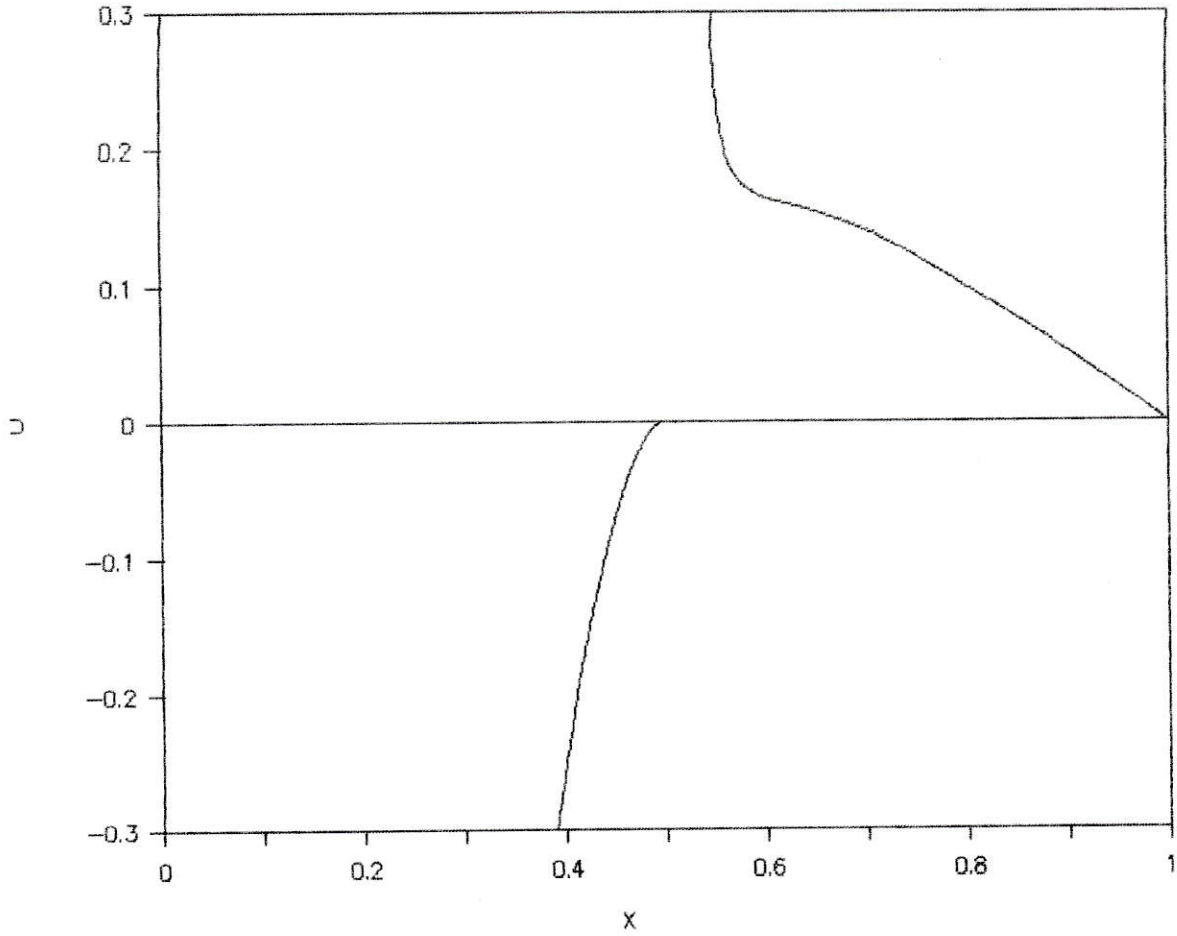


Figura 3.3 : Velocidad resonante normalizada de las partículas alfa U_{α}^r versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ para $U = 0$.

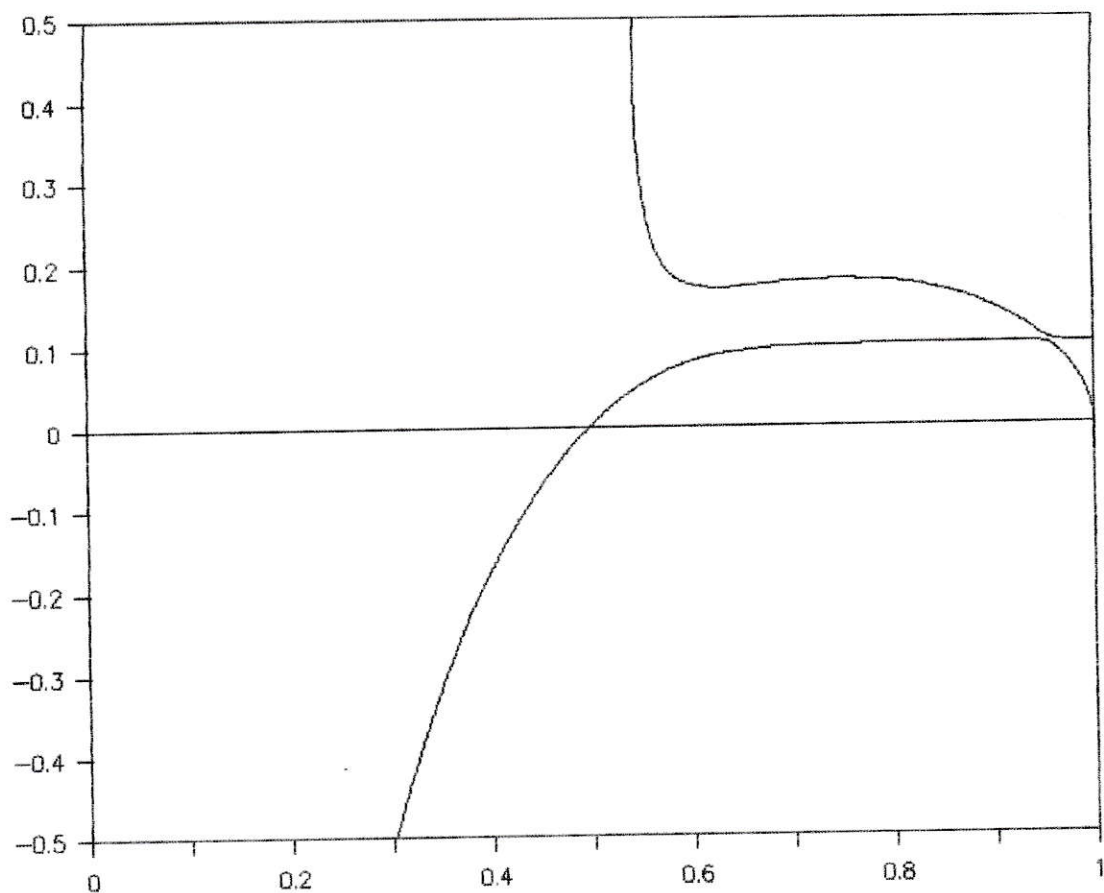


Figura 3.4 : Velocidad resonante normalizada de las partículas alfa U_{α}^r versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_p}$ para $U = 0$.

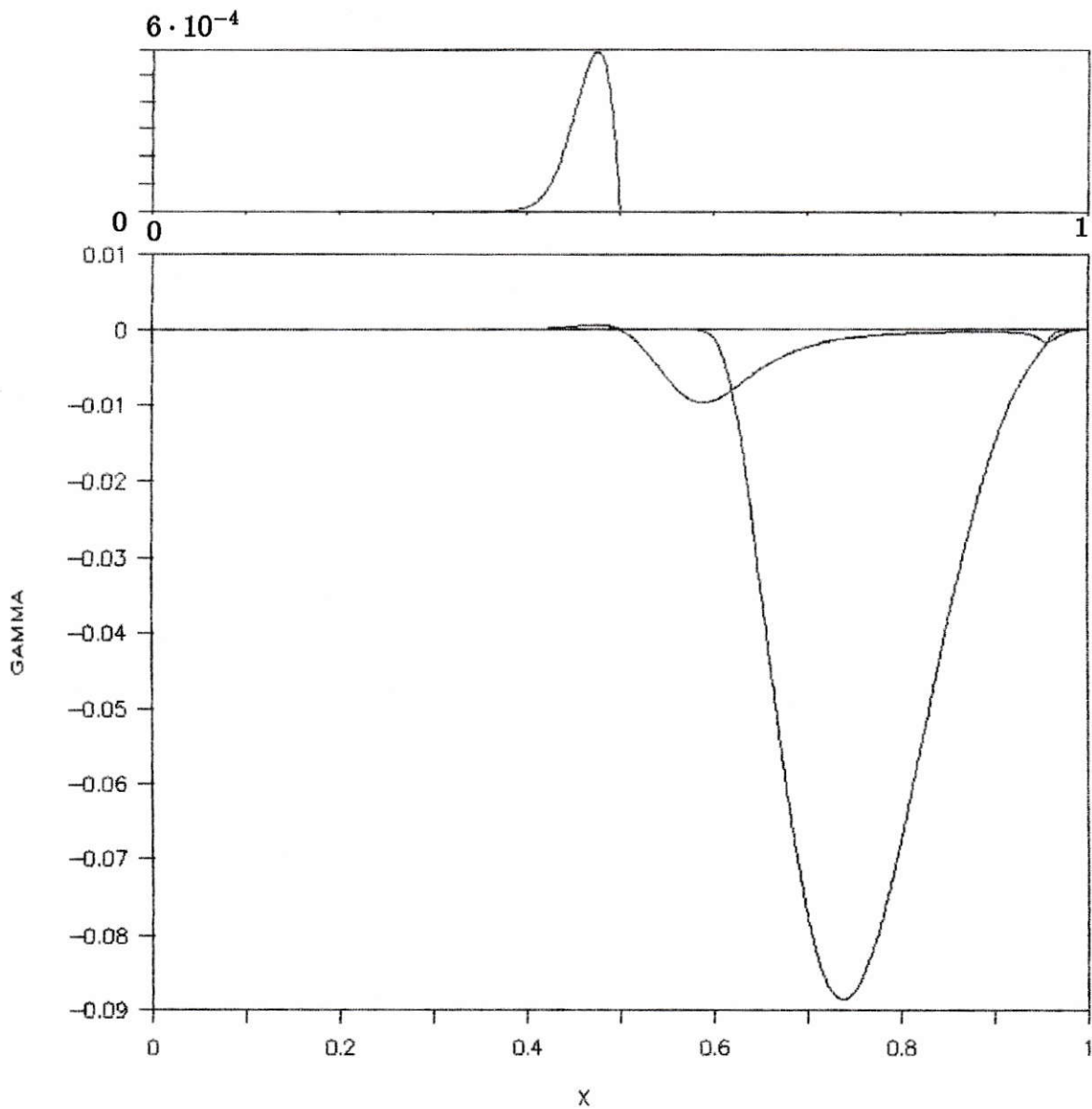


Figura 4.1 : Tasa de crecimiento normalizada $\gamma = \frac{\omega_i}{\Omega_P}$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ en un plasma con $\beta_P = 0.1$, $\beta_\alpha = 0$, y $\eta = 0.04$ para $A_P = 1$.

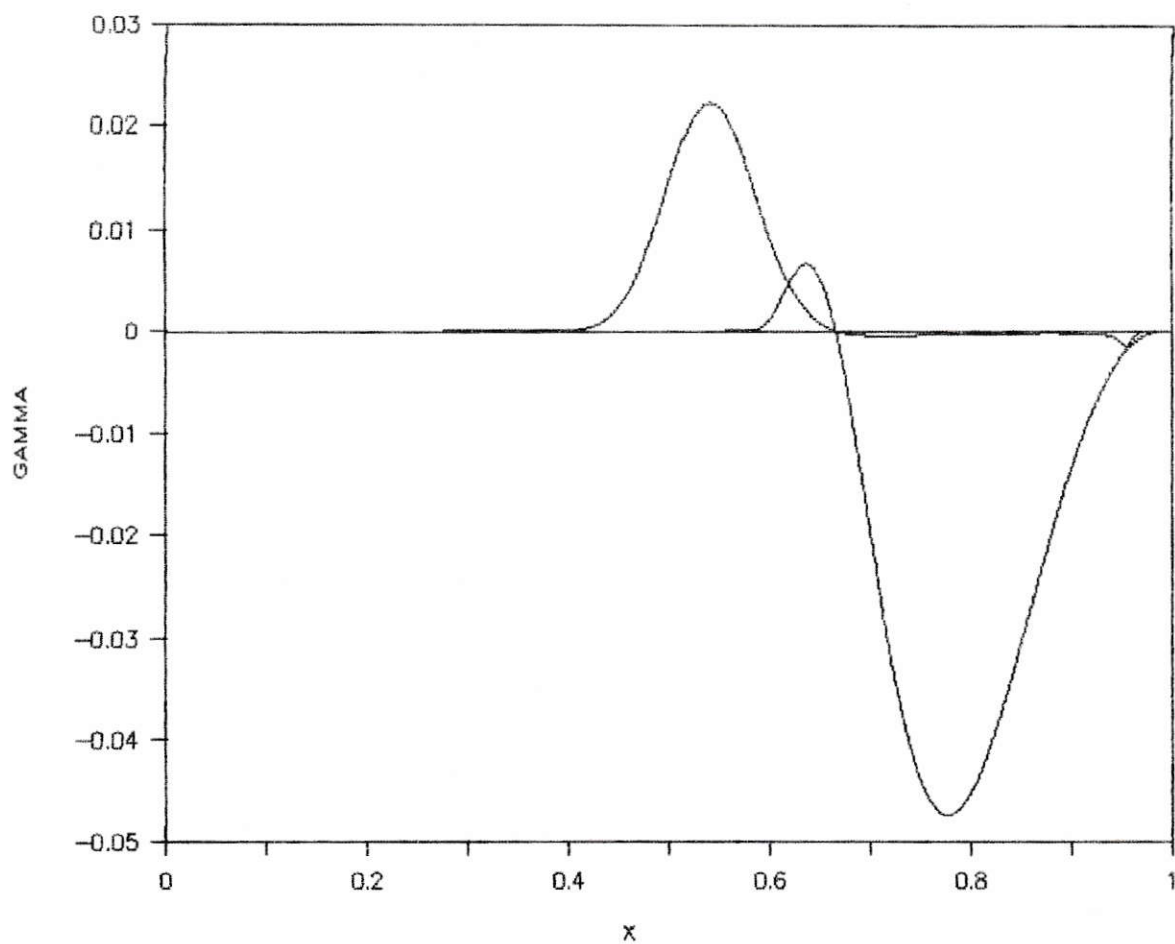


Figura 4.2 : Tasa de crecimiento normalizada $\gamma = \frac{\omega_i}{\Omega_P}$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ en un plasma con $\beta_P = 0.1$, $\beta_\alpha = 0$, y $\eta = 0.04$ para $A_P = 2$.

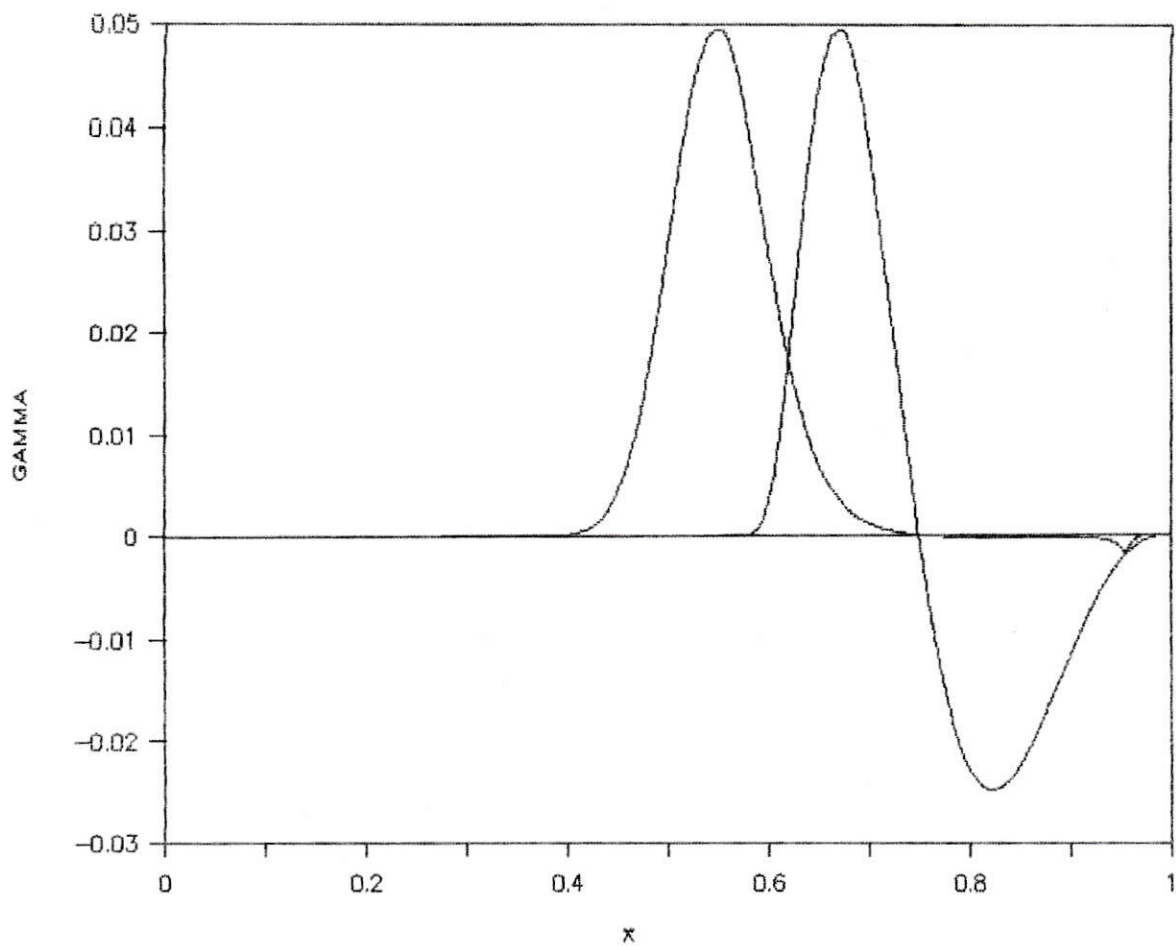


Figura 4.3 : Tasa de crecimiento normalizada $\gamma = \frac{\omega_i}{\Omega_P}$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ en un plasma con $\beta_P = 0.1$, $\beta_\alpha = 0$, y $\eta = 0.04$ para $A_P = 3$.

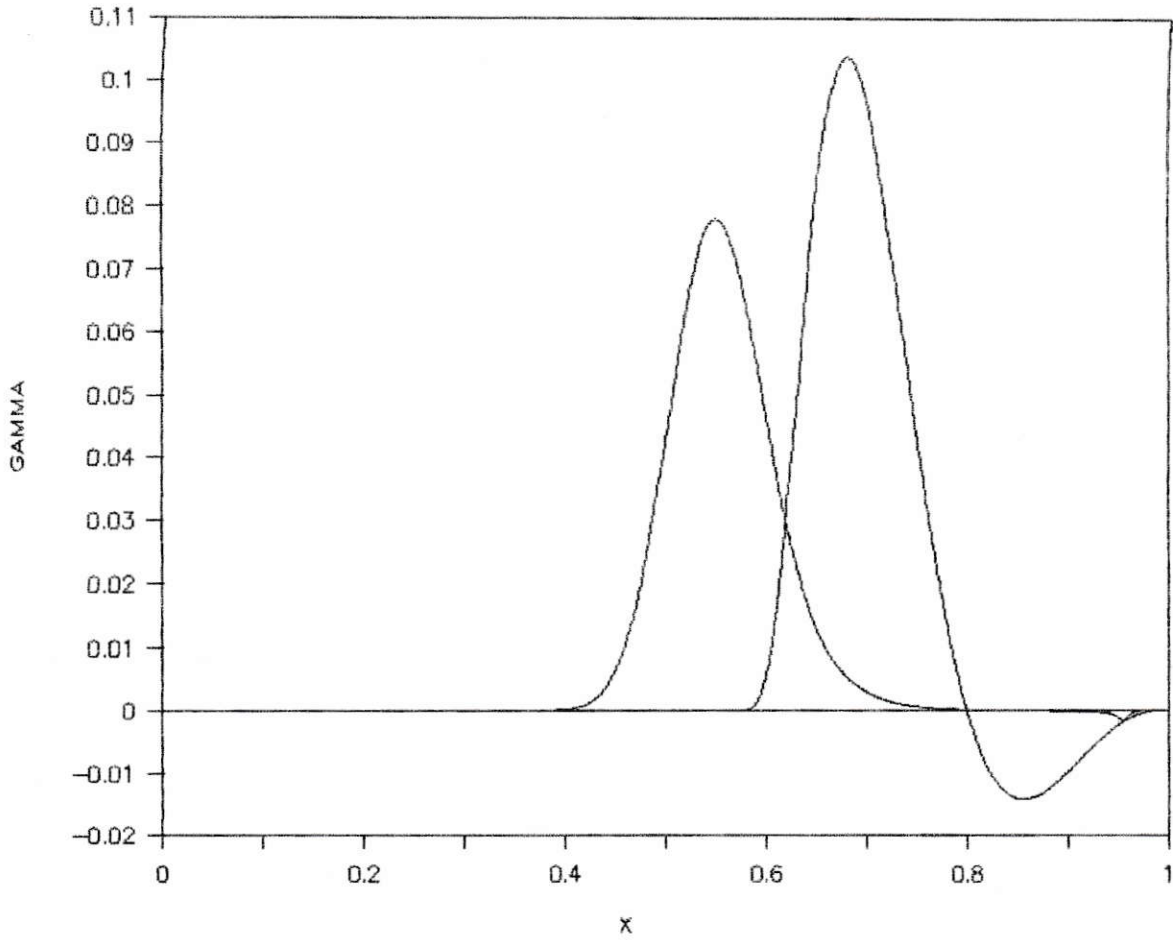


Figura 4.4 : Tasa de crecimiento normalizada $\gamma = \frac{\omega_i}{\Omega_P}$ versus la frecuencia normalizada $X = \frac{\omega}{\Omega_P}$ en un plasma con $\beta_P = 0.1$, $\beta_\alpha = 0$, y $\eta = 0.04$ para $A_P = 4$.