

Decaimiento Electroestático de Turbulencia Generada por Haces

Alberto M. Vásquez ^{1,2} y Daniel O. Gómez ^{1,2}

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET). ² Departamento de Física (FCEyN - UBA)*

La evolución de un haz de electrones supratérmicos en un plasma tenue es relevante para la física de las fulguraciones solares y los eventos de radio de tipo III. A medida que avanzan guiados por los campos magnéticos coronales, estos haces generan turbulencia de Langmuir. La turbulencia es a su vez responsable de la emisión de fotones (de radio) en el segundo armónico de la frecuencia de plasma, la cual es observada durante estos fenómenos. Para que esta emisión se produzca, la turbulencia de Langmuir debe ser eficientemente re-direccionada o isotropizada.

Distintos modelos del fenómeno recurren al decaimiento electroestático $L_1 \rightarrow L_2 + S$ (L : onda de Langmuir; S : onda iónico-acústica) como agente re-direccionador de las ondas L . En la literatura se han propuesto dos regímenes posibles: el back-scattering [2, 3] y el scattering difusivo [8, 9], existiendo desacuerdo en cuanto a cuál de los dos casos es más eficiente. El presente trabajo es un análisis comparativo de la tasa de ocurrencia del decaimiento electroestático en cada caso límite, y de las diferentes características observables que estos implican para las fluctuaciones iónicas resultantes.

Keywords: electron beams, plasma turbulence, solar corona

I. MODELO HAZ-TURBULENCIA, Y EMISIÓN DE RADIO

Durante las *fulguraciones solares*, gran cantidad de energía magnética es liberada e invertida en *calentamiento coronal y aceleración de partículas*. En zonas de *reconexión magnética*, se aceleran *haces de electrones supratérmicos*. Estos haces viajan guiados por los campos magnéticos, generando distintas emisiones observables, como se esquematiza en la Figura 1.

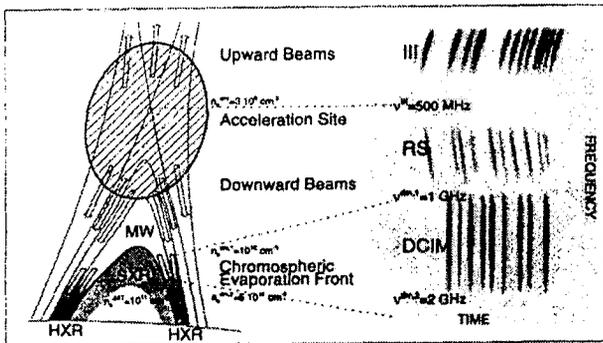


FIG. 1: Esquema de campos magnéticos sobre una región activa fulgurante, y los diversos mecanismos de emisión asociados a la aceleración de electrones en zonas de reconexión magnética. La emisión decimétrica (DCIM: 1-3GHz) es generada en forma coherente por los haces de electrones acelerados. Las emisiones de radio III y RS (reversed slope) corresponden al mismo fenómeno pero a mayores alturas (menores densidades). Las emisiones de rayos X-duros (HXR) se producen en la base de los arcos fulgurantes, cuando los haces de electrones que generan emisión DCIM coronal arriban a la cromósfera. Fuente de la figura: Bastian et al. [1].

Uno de los problemas clásicos en el modelado teórico de estos fenómenos, es que un haz de electrones con un dado flujo de energía no logra reproducir simultáneamente las emisividades observadas en rayos X-duros (por bremsstrahlung en la cromósfera) y radio (por generación de turbulencia de Langmuir en la corona). Una vez ajustado el flujo de energía del haz para reproducir la emisividad en rayos X-duros, las intensidades de emisión en radio resultan excesivas [4, 5]. En este contexto, desarrollamos modelos para la evolución de haces de electrones y generación de turbulencia de Langmuir [9], y para la emisión de radio debido a la coalescencia de las ondas de Langmuir excitadas [8]. Nuestros modelos tratan las *ecuaciones cinéticas acopladas del haz y la turbulencia*, incluyendo: a) *efectos colisionales* sobre el haz y las ondas de Langmuir, b) *efecto cuasilineal* onda-partícula entre el haz y las ondas de Langmuir, c) isotropización de las ondas de Langmuir por *decaimiento electroestático* $L_1 \rightarrow L_2 + S$ de las mismas, d) producción de fotones en el segundo armónico de la frecuencia de plasma (ondas de radio) por el proceso no-lineal $L_1 + L_2 \rightarrow T(2\omega_{pe})$.

Encontramos que el haz puede generar turbulencia de Langmuir en toda la extensión de su trayectoria, como resultado de los efectos conjuntos de las colisiones y la interacción onda-partícula sobre el haz. Obtenemos la distribución energética del haz, y el espectro de Langmuir excitado, en función de la trayectoria [9]. Nuestros niveles de turbulencia son hasta dos órdenes de magnitud menores que los de modelos previos. Este resultado favorece la reconciliación entre las predicciones de rayos X y radio-ondas. Más aún, con un tratamiento adecuado de la generación de fotones (relajando la suposición de choque frontal entre ondas de Langmuir), obtenemos niveles de emisividad de segundo armónico aún menores [8]. No obstante, la emisividad en el segundo armónico de la frecuencia de plasma ω_{pe} aún resulta mayor que la observada.

La isotropización de ondas de Langmuir ha sido tratada en forma desacoplada de la evolución haz-

*Correo Electrónico: albert@iafe.uba.ar; URL: <http://astro.df.uba.ar/>

turbulencia. Sin embargo, análisis de tiempos característicos indican que este proceso puede ser muy efectivo [8]. Una consideración simultánea de la isotropización, favorecería una reducción aún mayor de los niveles de emisión, ya que la inclusión de este efecto limitaría la efectividad de la relajación cuasi-lineal, disminuyendo el nivel de saturación de la turbulencia de Langmuir. Existe un desacuerdo con otros autores [2, 3] sobre la efectividad del decaimiento electrostático para isotropizar ondas de Langmuir excitadas por haces energéticos. Los autores mencionados sólo favorecen el límite de back-scattering (que no puede isotropizar), mientras que nosotros favorecemos el decaimiento difusivo de pequeño ángulo (cuyo efecto es la isotropización de las ondas de Langmuir). Este trabajo presenta evidencia teórica y observacional en favor de nuestra hipótesis.

II. DECAIMIENTO ELECTROSTÁTICO

El decaimiento electrostático $L_1 \rightarrow L_2 + S$ (dónde $L_{1,2}$: Langmuir; S : iónico-acústica), debe cumplir la conservación del impulso y la energía,

$$\mathbf{k}_{L1} = \mathbf{k}_{L2} + \mathbf{k}_S \quad ; \quad \Omega_{L1} = \Omega_{L2} + \Omega_S \quad (1)$$

dónde las respectivas relaciones de dispersión son,

$$\Omega_L(\mathbf{k}_L) \approx \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} (k_L \lambda_{De})^2 \right) \quad ; \quad \Omega_S(\mathbf{k}_S) \approx k_S V_S \quad (2)$$

De estas relaciones, el módulo y la dirección de los impulsos de las ondas resultantes L_2 y S , respecto del impulso de la onda de Langmuir inicial L_1 , resultan,

$$\cos(\alpha) \equiv \frac{\mathbf{k}_{L1} \cdot \mathbf{k}_{L2}}{k_{L1} k_{L2}} = \frac{k_{L1} - \mu k_S}{k_{L2}} \quad (3)$$

$$\mu \equiv \frac{\mathbf{k}_{L1} \cdot \mathbf{k}_S}{k_{L1} k_S} = \frac{k_S + 2k_0}{2k_L} \quad ; \quad k_0 \equiv \frac{1}{3} \frac{\omega_{pe}}{V_{Te}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (4)$$

$$k_{L2}^2 = k_{L1}^2 - 2k_0 k_S \quad (5)$$

III. TASA DEL DECAIMIENTO

En función de la densidad espectral $N_{\mathbf{k}}^\sigma$ de plasmones del tipo σ , la densidad volumétrica de plasmones es $n^\sigma = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} N_{\mathbf{k}}^\sigma$. La tasa de producción de ondas iónico-acústicas resulta [7]

$$\frac{dN_{\mathbf{k}_S}^S}{dt} = \int \frac{d\mathbf{k}_{L1} d\mathbf{k}_{L2}}{(2\pi)^6} w_L^{SL} \times [N_{\mathbf{k}_{L1}}^L N_{\mathbf{k}_S}^S + N_{\mathbf{k}_{L1}}^L N_{\mathbf{k}_{L2}}^L - N_{\mathbf{k}_{L2}}^L N_{\mathbf{k}_S}^S] \quad (6)$$

dónde la probabilidad del decaimiento es,

$$w_L^{SL} = f(T_e, T_i) \left[\frac{\mathbf{k}_{L1} \cdot \mathbf{k}_{L2}}{k_{L1} k_{L2}} \right]^2 \delta(\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2} - \mathbf{k}_S) \times \delta(\Omega_{L1} - \Omega_{L2} - \Omega_S) \quad (7)$$

Para obtener una estimación del valor numérico de esta tasa, evaluamos la tasa inicial para un haz colimado, es decir, considerando $N_{\mathbf{k}_{L2}}^L \approx 0$,

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{k}_S)} \equiv \frac{1}{N_{\mathbf{k}_S}^S} \frac{dN_{\mathbf{k}_S}^S}{dt} \approx \int \frac{d\mathbf{k}_{L1} d\mathbf{k}_{L2}}{(2\pi)^6} w_L^{SL} N_{\mathbf{k}_{L1}}^L = f(T_e, T_i) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{\omega_{pe}}{3V_{Te}^2 k_S} \int \frac{d\mathbf{k}_{L1}}{(2\pi)^3} \frac{[\mathbf{k}_{L1} \cdot (\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_S)]^2}{k_{L1} (\mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_S)^2} \times \delta\left(k_{L1} \mu - \frac{k_s + 2k_0}{2}\right) N_{\mathbf{k}_{L1}}^L \quad (8)$$

La tasa resulta máxima para los dos casos límite: a) scattering difusivo: $\alpha \rightarrow 0$ y b) back-scattering: $\alpha \rightarrow \pi$. Utilizando nuestro modelo de turbulencia [8], el impulso de las ondas de Langmuir excitadas por el haz se encuentra en el rango $k_1/k_0 \approx (6 \rightarrow 12) \times \sqrt{T_e/10^6 \text{K}}$. Aproximando espectro constante: $N_{\mathbf{k}_{L1}}^L = (2\pi)^3 \frac{n^L}{\Delta k^L} \delta(k_{1y}) \delta(k_{1z})$, dónde Δk^L es el ancho del espectral, la tasa inicial resulta,

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{k}_S)} = \frac{1}{\tau_0} P(k_S, \mu) \quad (9)$$

$$\frac{1}{\tau_0} \equiv \frac{\pi}{4} \frac{k_0}{\Delta k^L} \frac{\omega_{pe} W^L}{n_e m_e V_{Te}^2} \quad (10)$$

$$P(k_S, \mu) \equiv \frac{[2 + (k_S/k_0)(1 - 2\mu^2)]^2}{4 + (k_S/k_0)^2 + 4(k_S/k_0)(1 - 2\mu^2)} \quad (11)$$

si $\frac{k + 2k_0}{2\mu}$ está en el rango $(6 \rightarrow 12) \times \sqrt{T_e/10^6 \text{K}}$

La Figura 2 muestra dos gráficos de la probabilidad relativa $P(k_S, \mu)$ dada por la ecuación (11). El panel superior muestra P en función de (k_S, θ_{SL}) , dónde θ_{SL} es el ángulo entre las direcciones de la onda S, y de la onda L que decae (dirección del haz). Este gráfico muestra claramente que los casos límite de back-scattering ($\theta_{SL} \rightarrow 0$) y de scattering difusivo ($k_S \ll k_L \rightarrow \theta_{SL} \sim 70^\circ$) son los más eficientes, y que además resultan equiprobables.

El panel inferior muestra P en función de $(k_{S(X)}, k_{S(Y)})$, donde X es la dirección de propagación del haz (paralelo al campo magnético local), e Y es la dirección perpendicular. Este segundo gráfico muestra con claridad la dirección resultante de la onda S producida: paralela a la propagación del haz para el caso de back-scattering, y casi perpendicular al haz para el caso de scattering difusivo.

La condición de scattering difusivo implica además que la isotropización ocurre en forma cuasi-elástica. Estimaciones para los tiempos característicos de isotropización

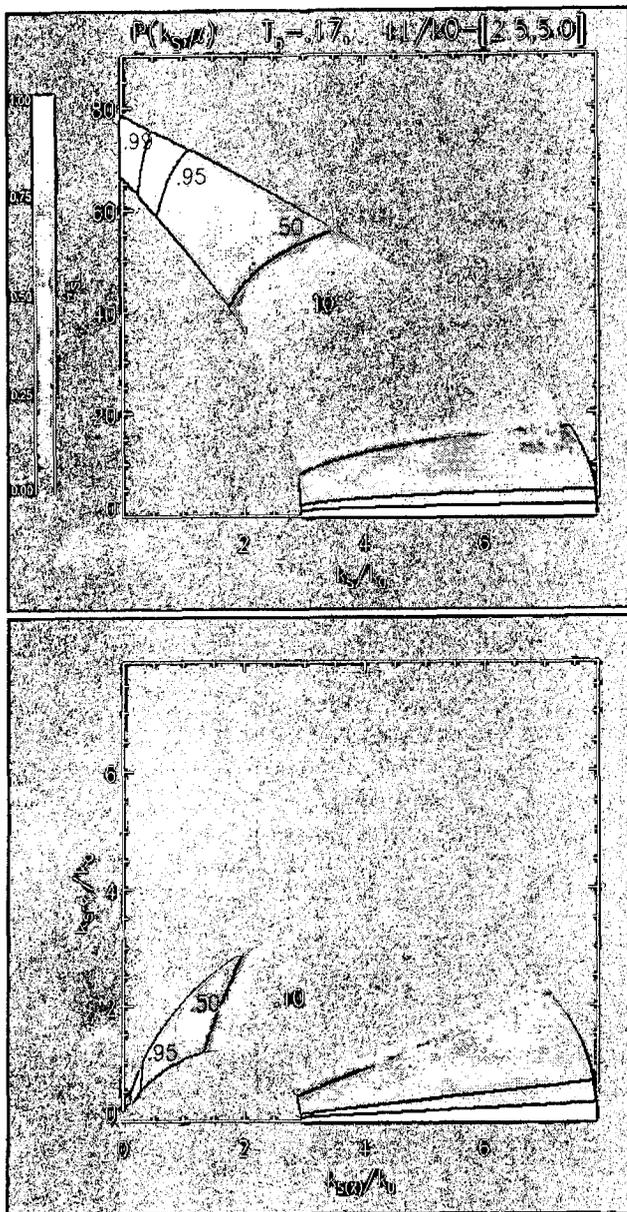


FIG. 2: Probabilidad relativa $P(k_S, \mu \equiv \cos(\theta_{SL}))$ de ocurrencia del decaimiento electrostático. La intensidad del pixel es proporcional a la probabilidad ($P = 1$ es blanco, $P = 0$ es negro). Panel superior: P en función de (k_S, θ_{SL}) . Panel inferior: P en función de $(k_S(x), k_S(y))$.

y de transferencia de energía, indican que estos últimos resultan mucho mayores que los de isotropización [7, 8].

Encontramos entonces que el proceso de decaimiento electrostático es dominado por dos procesos límite: el back-scattering y el scattering difusivo. Asimismo, ambos procesos resultan igualmente efectivos. El efecto del scattering difusivo es el de isotropizar la turbulencia de Langmuir generada por el haz. Por otro lado, los decaimientos de back-scattering de la turbulencia generada por el haz, generan un espectro dirigido en el sentido o-

puesto al de propagación del haz. Pero esta turbulencia es entonces susceptible de decaer eficientemente por el proceso difusivo. Así, el efecto neto de ambos procesos actuando conjuntamente (y con igual eficiencia) es el de una isotropización difusiva (y cuasi-elástica) de la turbulencia de Langmuir excitada por el haz.

IV. FRECUENCIAS DE LAS FLUCTUACIONES IÓNICO-ACÚSTICAS RESULTANTES

Existen diversos experimentos espaciales, localizados a distancias del orden de 1UA del Sol, capaces de medir in-situ fluctuaciones electromagnéticas y flujos de partículas. Un ejemplo de tal tipo de experimentos lo constituye el *Unified Radio and Plasma Wave Experiment (URPWE/Ulysses)*. Supongamos que una onda iónico-acústica (IA) viaja por la zona de medición del experimento. Si V_{SW} es la velocidad local del viento solar, la frecuencia de la fluctuación electrostática medida por el experimento estará dada por

$$f_S = \frac{\omega_S}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} (k_S V_S + k_S \cdot V_{SW}) = \frac{k_S}{2\pi} (V_S + V_{SW} \cos(\theta_{Sr})) = 2 \frac{f_{pe}}{V_\phi} \left[\cos(\theta_{SL}) - \frac{V_S V_\phi}{3V_{Te}^2} \right] [V_S + V_{SW} \cos(\theta_{Sr})] \quad (12)$$

dónde θ_{Sr} es el ángulo entre la dirección de la onda IA y el viento solar local. Para los casos de máxima probabilidad tendremos:

- Back-scattering: $\theta_{SL} \sim 0$, $\theta_{Sr} = \theta_{Lr} = \theta_{Br}$, dónde θ_{Br} es el ángulo entre las direcciones locales del viento solar y el campo magnético.
- Scattering difusivo: $\theta_{SL} > 0$, $\theta_{Sr} = (|\theta_{SL} - \theta_{Lr}| \rightarrow \theta_{SL} + \theta_{Lr})$.

Para poder cuantificar las frecuencias de ondas IA predichas por la ecuación (12) en cada caso límite, precisamos de un ejemplo observacional concreto. En este sentido, nos referiremos al trabajo observacional de Thejappa & MacDowall [6]. En la Figura 4 de su trabajo, los autores citados muestran observaciones de un evento de tipo III del 14 de marzo de 1995, utilizando los instrumentos del URPWE/*Ulysses*. El detallado análisis observacional de Thejappa & MacDowall [6] muestra emisiones de radio en la frecuencia de plasma y en el segundo armónico de la misma durante el evento de tipo III. Al mismo tiempo, el experimento registra fluctuaciones electrostáticas impulsivas a la frecuencia local de plasma ($f_{pe} \sim 23\text{kHz}$), que corresponden entonces claramente a ondas de Langmuir. Asimismo, el experimento registra fluctuaciones electrostáticas impulsivas de baja frecuencia, fuertemente correlacionadas en el tiempo con las ondas de Langmuir observadas. Estas ondas de baja

frecuencia se registran en los canales de 56Hz y 28Hz . A la vez, el experimento no revela fluctuaciones magnéticas por encima del nivel de ruido, indicando que las fluctuaciones de baja frecuencia son potencialmente ondas IA. La fuerte correlación temporal observada entre las fluctuaciones IA de baja frecuencia y las ondas de Langmuir registradas, sugiere fuertemente que las primeras surgen como producto del decaimiento electrostático de las segundas.

Para el evento descrito, los valores numéricos de los parámetros relevantes son: $V_S = 5.1 \times 10^6 \text{cm/seg}$ $V_{Te} = 1.6 \times 10^9 \text{cm/seg}$ $V_{Sw} = 3.4 \times 10^7 \text{cm/seg}$ $V_\phi \sim 4 \times 10^9 \text{cm/seg}$ $f_{pe} = 23. \times 10^3 \text{Hz}$ $\theta_{Lr} \sim 45^\circ$. Las frecuencias IA predichas por nuestro análisis teórico, se obtienen reemplazando en la ecuación (12) estos valores numéricos. En los dos casos límite más probables éstas resultan,

- Back-scattering: $\theta_{SL} = 0^\circ$; $\theta_{Sr} = 45^\circ$
 $\rightarrow f_S \sim 325 \text{Hz}$
- Scatt. difusivo: $\theta_{SL} = 70^\circ$; $\theta_{Sr} = (25^\circ \rightarrow 115^\circ)$
 $\rightarrow f_S \sim (0 \rightarrow 60) \text{Hz}$

En primer lugar notamos que las frecuencias predichas en el caso límite de back-scattering ($\sim 325 \text{Hz}$) , resultan mucho mayores a las observadas (28Hz, 56Hz) . En cambio, las frecuencias predichas en el caso límite de scattering difusivo ($0 \rightarrow 60 \text{Hz}$) resultan consistentes con las observaciones. Esta diferencia en el valor de las frecuencias f_S predichas para las ondas IA en ambos casos, se debe al término $\left[\cos(\theta_{SL}) - \frac{V_S V_\phi}{3V_{Te}^2} \right]$, que se maximiza para el caso de back-scattering ($\cos(\theta_{SL}) \sim 1$) .

En segundo lugar notamos que la suposición de back-scattering predice una única frecuencia. Por el contrario, la suposición de scattering difusivo implica un continuo de frecuencias predichas. Esto se debe a que en este

último caso hay una diversidad de decaimientos permitidos, que corresponden a los ángulos posibles dados por el rango $\theta_{Sr} = (|\theta_{SL} - \theta_{Lr}| \rightarrow \theta_{SL} + \theta_{Lr})$. Estas distintas direcciones de decaimiento implican a su vez un rango de frecuencias IA posibles, a través del término $[V_S + V_{Sw} \cos(\theta_{Sr})]$.

V. CONCLUSIONES

Desde el punto de vista teórico, un análisis de la tasa de ocurrencia del decaimiento electrostático indica que el proceso es dominado por dos casos límite: el decaimiento difusivo y el back-scattering. En este contexto el efecto del back-scattering es el de colaborar con la isotropización, generando ondas en direcciones diferentes a la del haz que luego pueden difundir por el decaimiento de pequeño ángulo. Nuestro análisis teórico sugiere entonces que el efecto neto del decaimiento electrostático es el de una isotropización difusiva (y cuasi-elástica) de la turbulencia de Langmuir excitada por el haz.

Desde el punto de vista observacional, asociadas a ondas de Langmuir durante eventos de tipo III, se encuentra evidencia in-situ de fluctuaciones de baja frecuencia de campo eléctrico. Estas pueden explicarse en términos de ondas iónico-acústicas si se supone que el decaimiento es difusivo. Si sólo se asume back-scattering, las frecuencias predichas resultan demasiado elevadas. El decaimiento difusivo puede además explicar la ocurrencia de fluctuaciones en un continuo de bajas frecuencias.

A partir de estos resultados, el siguiente paso en nuestro modelado teórico, será incorporar consistentemente el proceso de re-direccionamiento de ondas de Langmuir a nuestro tratamiento de las ecuaciones acopladas de la turbulencia y el haz de electrones.

-
- [1] Bastian T.S., Benz, A.O. & Gary D.E. 1998 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 36, 131
 - [2] Cairns I.H. & Robinson, P.A. 1995, *The Astroph. Journal* 453, 959
 - [3] Edney, S.D. & Robinson, P.A. 2001, *Phys. Plasmas* V.8 N.2, 428
 - [4] Emslie, A. G. & Smith, D. F. 1984, *The Astroph. Journal* 279, 882
 - [5] Hamilton, R. J. & Petrosian, V. 1987, *The Astroph. Journal* 321, 721
 - [6] Thejappa G. & MacDowall R. J. 1998, *The Astroph. Journal* 498, 465
 - [7] Tsyтович, V. N. 1970, *Nonlinear Effects in Plasma*, New York: Plenum Press
 - [8] Vásquez, A. M., Gómez, D. O., & Ferro Fontán, C. 2002, *The Astroph. Journal* 564, 1035
 - [9] Vásquez, A. M. & Gómez, D. O. 1997, *The Astroph. Journal* 484, 463