

## Evolução Quase Linear de Ondas e Partículas em um Sistema Feixe-Plasma

HENRIQUE CERON DA SILVEIRA<sup>1</sup>;  
JOEL PAVAN<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Universidade Federal de Pelotas – dasilveirahc@gmail.com*

<sup>3</sup>*Universidade Federal de Pelotas – joel.pavan@ufpel.edu.br*

### 1. INTRODUÇÃO

O estudo da interação entre um feixe de elétrons e o plasma que o rodeia é de fundamental importância para a física de plasmas. Esta interação de partículas carregadas com o plasma ambiente, no meio interplanetário, constitui o chamado sistema feixe-plasma. Uma das abordagens utilizadas neste estudo é a teoria de turbulência fraca, que serve para descrever a interação de partículas e ondas de um sistema. O feixe de elétrons é gerado através de enventos solares eruptivos, como as ejeções de massa coronal (CMEs), que lançam no espaço uma quantidade muito grande de partículas, e os chamados *solar flares*. A interação destas partículas com o plasma produz instabilidade, que gera emissão de ondas eletromagnéticas. Um tipo de emissão produzida através desta interação são as emissões de tipo III. Dentre as principais características das emissões tipo III, que as tornam um alvo interessante de estudo, destacam-se o baixo tempo de decaimento e a frequência, que é da ordem da frequência de plasma.

Neste trabalho foram utilizadas as equações da teoria de turbulência fraca (Yoon (2000)) para descrever o sistema feixe-plasma, aliado a técnicas computacionais, para observar o comportamento do sistema e verificar a consistência dos resultados obtidos, comparando com a teoria.

### 2. METODOLOGIA

O sistema utilizado é composto por um plasma de fundo maxwelliano e dois feixes contrapropagantes. Para início do trabalho foi feito o tratamento teórico das equações da teoria de turbulência fraca, que regem a evolução do sistema. A equação que rege a evolução das partículas é dada por

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left( A f_e + D \frac{\partial f_e}{\partial v} \right) \quad (1)$$

onde

$$A = \frac{e_e^2}{4\pi m_e} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk \frac{\sigma \omega_{pe}}{k} \delta(\sigma \omega_{pe} - kv) \quad (2)$$

é o coeficiente de arrasto, e

$$D = \frac{\pi e_e^2}{m_e^2} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk I_k^{\sigma L} \delta(\sigma \omega_{pe} - kv) \quad (3)$$

é o coeficiente de difusão das partículas.

A evolução das ondas do sistema é definida por

$$\frac{\partial I_k^{\sigma L}}{\partial t} = C_S^{QL} + C_i^{QL} I_k^{\sigma L} \quad (4)$$

onde

$$C_S^{QL} = \omega_{pe}^2 \frac{n_e e_e^2}{k^2} \int dv \delta(\sigma \omega_{pe} - kv) F_e(v) \quad (5)$$

é o coeficiente de missão espontânea das ondas.

$$C_i^{QL} = \pi \omega_{pe}^2 \frac{\sigma \omega_k^L}{k} \int dv \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \frac{\partial F_e}{\partial v} \quad (6)$$

é o coeficiente de emissão induzida das ondas.

A função de distribuição de velocidades é descrita por

$$\begin{aligned} F_e(t=0) = & \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi} v_{te}} \exp\left(-\frac{(v - v_e)^2}{v_{te}^2}\right) \\ & + \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi} v_{tb}} \exp\left(-\frac{(v + v_b)^2}{v_{tb}^2}\right) \\ & + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi} v_{tf}} \exp\left(-\frac{(v - v_f)^2}{v_{tf}^2}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

onde

$$v_e = \frac{(v_b n_b - v_f n_f)}{(n - n_b - n_f)} \quad (8)$$

garante que o sistema não tenha deriva.

Os termos  $v_e, v_b, v_f$  representam as velocidades de deriva do plasma de fundo, do feixe *backward* e do feixe *forward*, respectivamente. Já a carga elementar do elétron é dada por  $e_e$ , e  $m_e$  é a massa do elétron. A frequência de plasma é  $\omega_{pe}$  e  $k$  é o número de onda. As velocidades térmicas dos elétrons do plasma de fundo, do feixe *backward* e do feixe *forward* são dadas, respectivamente, por  $v_{te}, v_{tb}, v_{tf}$ .

Pela equação 4 é possível ver que tomando  $t=0$  e desconsiderando o termo de emissão espontânea, é necessário definir um nível inicial para a emissão das ondas do sistema. Este procedimento foi adotado na primeira parte do trabalho. Na segunda parte, quando consideramos o termo de emissão espontânea, pela mesma equação 4 é possível ver que mesmo no instante inicial  $t=0$  há um nível de emissão autoconsistente. Para obtenção dos resultados numéricos foi criado um código computacional na linguagem Fortran, onde foram implementadas as equações tratadas analiticamente, possibilitando assim verificar o comportamento do sistema conforme varíamos parâmetros do sistema, e comparar o sistema com ou sem os efeitos de emissão espontânea, mostrados nas equações 2 e 5.

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

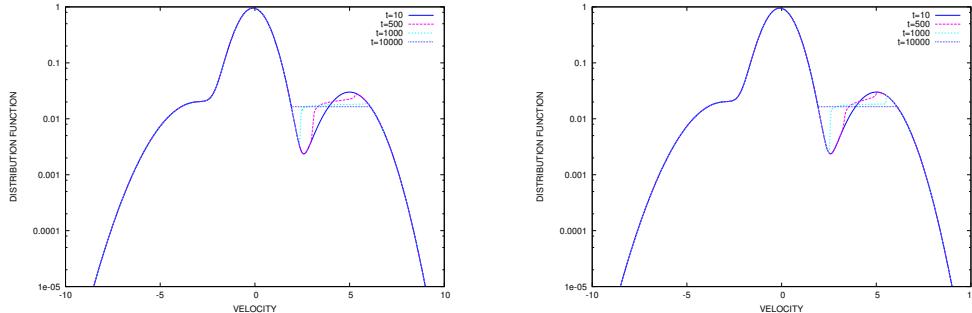


Figura 1: Evolução da Função de Distribuição de Velocidades das partículas do sistema, considerando o coeficiente de arrasto (esq.) e desconsiderando tal efeito (dir.).

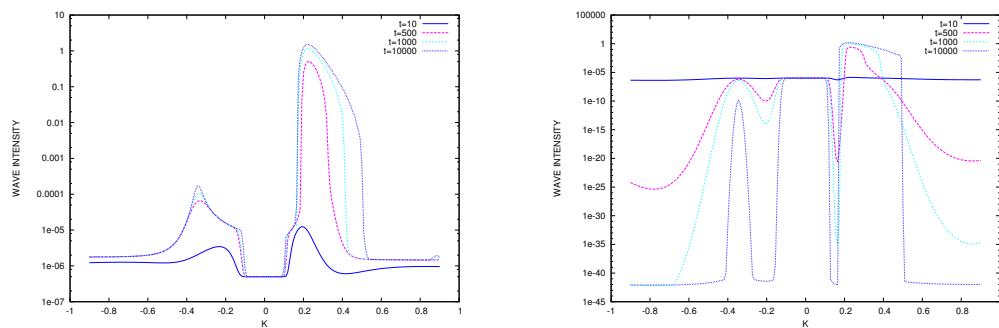


Figura 2: Evolução das ondas do sistema, considerando o coeficiente de emissão espontânea (esq.) e desconsiderando tal coeficiente (dir.).

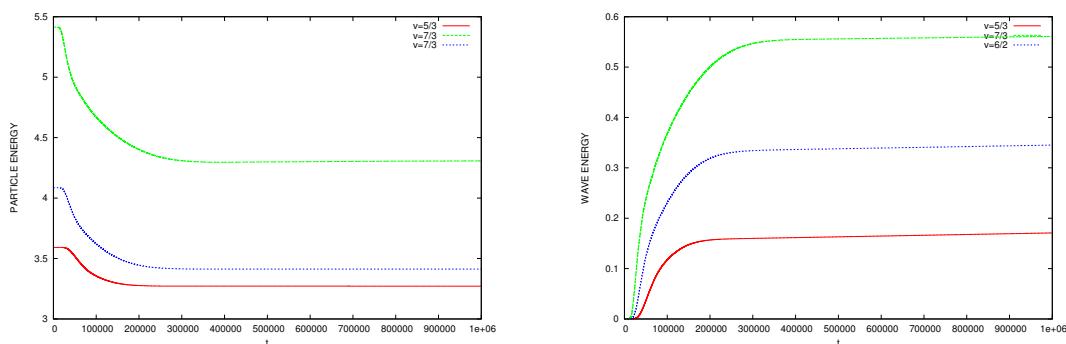


Figura 3: Energia cinética das ondas (dir.) e das partículas (esq.) variando os parâmetros de velocidade de deriva do sistema e considerando os efeitos dos coeficientes de emissão espontânea das ondas e de arrasto das partículas.

Os resultados foram obtidos em duas partes. A primeira desconsiderando os efeitos de emissão espontânea, e a segunda considerando tais efeitos. Além disso, foram variados parâmetros como velocidade de deriva, temperatura e densidade dos feixes. Foi observado o comportamento do sistema, a evolução

das partículas, das ondas, bem como a energia, frente às variações mencionadas. Na figura 2, o gráfico da esquerda permite visualizar que o coeficiente de emissão espontânea mantém um nível autoconsistente de emissão, e a intensidade das ondas cresce conforme absorvem energia das partículas do sistema. O comportamento da energia do sistema pode ser visualizado na figura 3. É possível ver que conforme a energia das partículas decresce, a energia das ondas aumenta. Este comportamento é esperado já que, conforme dito, as ondas absorvem energia das partículas.

Na figura 1 observa-se a evolução da função de distribuição de velocidades do sistema, com a formação do platô no estado final.

#### 4. CONCLUSÕES

Como é possível ver nas figuras 1 e 2 que mostram a evolução temporal das partículas e ondas do sistema, independente do termo de emissão espontânea, as ondas crescem na região de derivada positiva do feixe. Porém, ao desconsiderar a emissão espontânea é necessário definir um nível inicial (nível-semente) para a intensidade das ondas, e ainda assim este nível não se mantém nas regiões onde não há absorção de energia de energia das partículas. Ao considerar o coeficiente de emissão espontânea, é mantido um nível de emissão autoconsistente, mesmo nas regiões onde não há absorção de energia. Ainda, há formação do platô na função de distribuição de velocidades das partículas. As ondas absorvem energia das partículas na região correspondente a derivada positiva do feixe, e a energia é maior quanto maiores os valores da velocidade.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

YOON, P.H. Generalized weak turbulence theory. **Physics of Plasmas**, v. 7, n. 12, p. 4858 – 4871, 2000.

ZIEBELL, L.F.; GAEZER, R.; YOON, P.H. Nonlinear development of weak beam-plasma instability . **Physics of Plasmas**, v. 8, n. 9, p. 3982-3995, 2001.

GAEZER, R.; ZIEBELL, L.F.; VINAS, A.F.; YOON,, P.H.; RYU, C-M. Assymetric solar wind electron superthermal distributions. **The Astrophysical Journal**, v. 677, n. 1, p. 676, 2012.