

## EVOLUÇÃO QUASE LINEAR DE ONDAS E PARTÍCULAS EM UM SISTEMA FEIXE-PLASMA

HENRIQUE CERON DA SILVEIRA<sup>1</sup>;  
JOEL PAVAN<sup>2</sup>

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

<sup>2</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 eventos 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)), às quais foram adicionados os termos referente aos íons e o termo não-linear, 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, waxwelliano, além de dois feixes contrapropagantes, ainda que um deles seja desativado a fim de verificar o efeito do termo não-linear. O início do trabalho se deu mediante um tratamento teórico das equações da teoria de turbulência fraca, que modelam o comportamento do sistema. A equação que rege o comportamento das partículas é dada por

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

onde

$$A = \frac{e^2}{4\pi m_a} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pa}^2} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \frac{\sigma \omega_k^L}{k} \quad (2)$$

é o coeficiente de arrasto, e

$$D = \frac{\pi e^2}{m_a^2} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk \delta(\sigma \omega_k^L - kv) I_k^{\sigma L} \quad (3)$$

o coeficiente de difusão das partículas. É importante ressaltar que o subíndice “a” se refere tanto para elétrons como para íons.

Além disso, a evolução das ondas do sistema é dada por

$$\frac{\partial I_k^{\sigma L}}{\partial t} = C_s + C_i I_k^{\sigma L} + C_{NL} \quad (4)$$

onde

$$C_s = \frac{ne^2 \omega_{pe}^2}{k^2} \sum_a \int dv \delta(\sigma \omega_k^L - kv) f_a \quad (5)$$

é o coeficiente de emissão espontânea quase linear,

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

é o coeficiente de emissão induzida quase linear, e

$$C_{NL} = -\frac{\pi e^2}{m_e^2 \omega_{pe}^2} \sum_{\sigma'=\pm 1} \int dk' \int dv \delta[\sigma \omega_{pe} - \sigma' \omega_{pe} - (k - k')v] \\ \times \left[ -\frac{n_e^2}{\pi \omega_{pe}^2} (\sigma' \omega_{pe} I_k^{\sigma L} - \sigma \omega_{pe} I_{k'}^{\sigma L}) f_i \right. \\ \left. - \frac{m_e}{m_i} \sigma \omega_{pe} I_{k'}^{\sigma' L} I_k^{\sigma L} (k - k') \frac{\partial f_i}{\partial v} \right] \quad (7)$$

é o termo não-linear.

A função distribuição de elétrons é dada por

$$F_e(t=0) = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi} v_{te}} \exp\left(-\frac{(v - v_e)^2}{v_{te}^2}\right) \\ + \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi} v_{tb}} \exp\left(-\frac{(v + v_b)^2}{v_{tb}^2}\right) \\ + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi} v_{tf}} \exp\left(-\frac{(v - v_f)^2}{v_{tf}^2}\right) \quad (8)$$

onde,

$$v_e = \frac{(v_b n_b - v_f n_f)}{(n - n_b - n_f)} \quad (9)$$

garante que o sistema não tenha deriva.  
A função distribuição dos íons é definida por

$$f_i = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_i} \exp\left(-\frac{v^2}{v_i^2}\right) \quad (10)$$

onde  $n$ ,  $n_b$  e  $n_f$  são as densidades do plasma de fundo, do feixe backward e do feixe forward, respectivamente. Além disso,  $v_e$ ,  $v_b$  e  $v_f$  representam as velocidades de deriva do plasma de fundo, do feixe backward e do feixe forward, respectivamente. Para este trabalho, o feixe backward foi anulado, com a intenção de verificar o efeito do termo não-linear. Trabalhos já publicados (Yoon, et al. (2012)) consideram esse efeito.

Os resultados foram obtidos via simulação computacional, a partir de um código criado na linguagem fortran, no qual foram inseridas as equações tratadas analiticamente. As situações analisadas levaram em conta variações na razão de temperatura entre elétrons e íons, denominada  $rt = \frac{T_e}{T_i}$ .

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

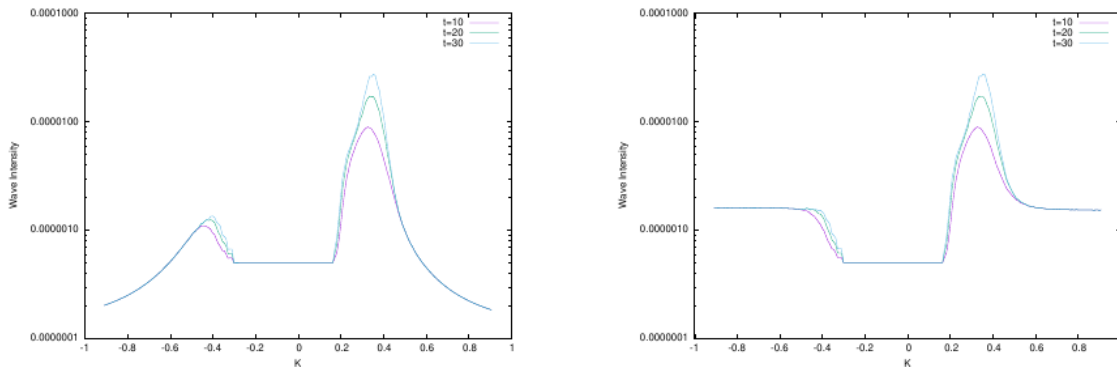


Figura 1: Evolução das ondas do sistema para duas razões de temperaturas (elétrons/íons). À esquerda,  $rt = 10^{-1}$  e à direita  $rt = 10$ .

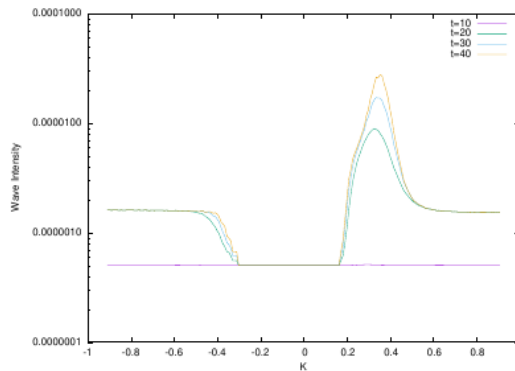


Figura 2: Evolução das ondas do sistema para a situação de equilíbrio, ou seja,  $rt = 1$ .

Para atingir os resultados expostos na Figura 1 foi introduzido o termo não-linear nas equações do sistema e, junto a isso, desligado o feixe *backward*. O que se observou foi que, ao interagir com o batimento de duas ondas, ainda que não haja feixe na região referente ao espaço negativo de  $K$  (espaço de onda) – o feixe que foi desligado – as ondas crescem nessa região, devido ao efeito não-linear. Ainda, a presença dos íons afeta o crescimento das ondas. Íons mais quentes fazem com que as ondas cresçam menos.

#### 4. CONCLUSÕES

Conforme visto na Figura 1, que mostra o crescimento das ondas do sistema, ainda que não haja o feixe *backward*, as ondas crescem no espaço negativo de  $K$ , o que era esperado conforme a literatura. Além disso, os íons têm interferência na absorção de energia por parte das ondas, já que quanto maior a razão de temperaturas – o que significa íons mais frios – maior o crescimento das ondas.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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

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

GAELZER, 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.