

## INTRODUÇÃO AO ESTUDO DE TURBULÊNCIA FRACA EM PLASMAS ESPACIAIS

**BARBOSA, Marcos Vinicius Grala<sup>1</sup>; GAELZER, Rudi<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>UFPel, Licenciatura em Física; <sup>2</sup>UFPel, Departamento de Física. rudi@ufpel.edu.br.

### 1 INTRODUÇÃO

Em muitas áreas da Física nos apoiamos em inúmeras aproximações, então, é de suma importância a adição de efeitos não-lineares para a obtenção de uma análise mais completa dos fenômenos. Em Física dos Plasmas não é diferente.

Neste estudo fazemos uso da teoria quase-linear de plasmas, que emprega efeitos não lineares na mais baixa ordem na teoria cinética de plasmas e visa um melhor entendimento da interação entre as partículas do plasma e os campos eletrostáticos e/ou eletromagnéticos das ondas que por ele se propagam.

A teoria quase-linear possui grande importância na descrição da evolução temporal de um sistema plasma-feixe, com oscilações eletrostáticas de alta frequência denominadas Onda de Langmuir. Este sistema físico é observado em diversos fenômenos astrofísicos como a Emissão Solar do Tipo III.

Mostraremos neste trabalho o sistema de equações que descrevem a evolução temporal do sistema plasma-feixe, considerando os efeitos não lineares e será apresentada a solução numérica.

### 2 METODOLOGIA (MATERIAL E MÉTODOS)

Podemos obter o sistema de equações da teoria quase-linear de diversas maneiras. A mais completa, e utilizada neste trabalho, parte do sistema Klimontovich-Dupree-Poisson no qual é realizada uma expansão perturbativa nas variáveis dinâmicas do sistema, executando-se em seguida uma média de ensemble sobre os termos perturbados.

Assim pode-se derivar o seguinte sistema de equações para a teoria quase-linear:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i} \left( A_i f_e + D_{ij} \frac{\partial f_e}{\partial v_j} \right), \quad \frac{\partial I_k^L}{\partial t} = S_k + \gamma_k I_k^L, \quad (1)$$

sendo  $f_e(v, t)$  a função de distribuição eletrônica e  $I_k^L(t)$  a intensidade espectral das ondas de Langmuir,

$$A_i = \frac{e^2}{4\pi m_e} \int d^3k \frac{k_i}{k^2} \omega_k^L \delta(\omega_k^L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}), \quad D_{ij} = \frac{\pi e^2}{m_e^2} \int d^3k \frac{k_i k_j}{k^2} \delta(\omega_k^L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) I_k^L$$

$$S_k = \frac{n_e e^2 \omega_{pe}^2}{k^2} \int d^3v \delta(\omega_k^L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) f_e, \quad \gamma_k = \frac{\pi \omega_k^L \omega_{pe}^2}{k^2} \int d^3v \delta(\omega_k^L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} I_k^L, \quad (2)$$

sendo  $A_i$ ,  $D_{ij}$ ,  $S_k$  e  $\gamma_k$  respectivamente os coeficientes de arraste colisional, difusão quase-linear, emissão espontânea e emissão induzida com  $n_e$ ,  $e$  e  $m_e$  a densidade, carga e massa eletrônica,  $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$  a frequência de plasma,  $\mathbf{k}$  o vetor de

onda,  $\omega_k^L = \omega_{pe}(1 + 3k^2 v_{Te}^2 / 2\omega_{pe}^2)$  a relação de dispersão de Bohm-Gross e  $v_{Te}^2 = k_B T_e / m_e$  a velocidade térmica eletrônica.

As equações apresentadas são para o caso mais geral; neste estudo fazemos uso das equações para o caso unidimensional. Assim podemos reescrever as equações em (1) como:

$$\frac{\partial F_e}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u} (A F_e) + \frac{\partial}{\partial u} \left( D \frac{\partial F_e}{\partial u} \right), \quad \frac{\partial I_q^{\pm L}}{\partial x} = \frac{\pi}{q^2} \left( \frac{g}{q} F_e(u) \pm x_q^L I_q^{\pm L} \frac{\partial F_e}{\partial u} \right)_{\pm u = x_q^L / q} \quad (3)$$

sendo então  $\tau = \omega_{pe} t$ ,  $u = v / v_{Te}$ ,  $q = kv_{Te} / \omega_{pe}$ ,  $x_q^L = \omega_k^L / \omega_{pe}$ ,  $F_e(u) = v_{Te} f_e(v)$ ,  $I_q^L(\tau) = (2\pi)^2 g I_k^L / m_e v_{Te}^2$ ,  $A = 2g[\Theta(u) - \Theta(-u)]$ ,  $D = \frac{2}{|u|} [\Theta(u) I_q^{+L} + \Theta(-u) I_q^{-L}]_{q=1/|u|}$ ,  $g = \left[ 2^{\frac{3}{2}} (4\pi)^2 n_e \lambda_{De}^3 \right]^{-1}$  é o parâmetro de plasma e  $\lambda_{De} = [T_e / 4\pi n_e e^2]^{1/2}$  é o comprimento de Debye. Nestas equações os parâmetros  $+L$  representa a propagação no sentido positivo das ondas de Langmuir, enquanto  $-L$  representa a propagação no sentido oposto.

O parâmetro  $g$  é uma medida das flutuações de partículas únicas, o qual possui valor pequeno mas não desprezível. Outra vantagem da existência deste parâmetro nas equações é o aumento da estabilidade das equações do sistema (3).

Para implementar a solução de (3) é necessário impor condições iniciais, que neste caso significa caracterizar o sistema em  $\tau = 0$ . O sistema plasma-feixe será modelado por uma combinação de distribuições maxwellianas que descrevem uma população eletrônica de fundo (mais densa) e outra do feixe (mais rarefeita), a qual será deslocada com uma velocidade média  $V_b$  através do plasma de fundo, ou seja:

$$F_e(u, 0) = \frac{1 - \delta}{\pi^{\frac{1}{2}}} e^{-u^2} + \frac{\delta}{(\pi\rho)^{\frac{1}{2}}} e^{-(u-U_b)^2/\rho} \quad (4)$$

sendo  $\delta = n_b / n_e$ ,  $\rho = T_b / T_e$  e  $U_0 = V_b / v_{Tb}$ , onde o índice  $e$  identifica a população de fundo e  $b$  identifica a população do feixe.

Também temos que definir o nível inicial de  $I_q^L$ , para isso, supomos que para  $\tau < 0$  o plasma encontrava-se em um estado próximo ao equilíbrio termodinâmico. Para isso, coloca-se  $\delta = 0$  em (4) de forma que  $F_e(u)$  descreve apenas o plasma de fundo, sem a presença do feixe. Como por hipótese o plasma encontra-se em equilíbrio com o campo de radiação, impõe-se em (3) que

$$\frac{\partial F_e(u)}{\partial \tau} = \frac{\partial I_q^L}{\partial \tau} = 0$$

que resulta na seguinte expressão para a intensidade espectral das ondas de Langmuir no estado de equilíbrio termodinâmico,

$$I_q^L(\tau = 0) = \frac{g}{1 + 3q^2/2}. \quad (5)$$

No instante  $\tau = 0$  o feixe é introduzido neste plasmas de fundo e o sistema irá evoluir segundo (3) tendo (4) e (5) como condições iniciais.

### 3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

O sistema descrito em (3) não possui solução analítica, então buscamos uma solução numérica, a qual é feita discretizando-se as variáveis independentes  $u$  e  $q$  nos intervalos de  $-u_{max} \leq u \leq u_{max}$  e  $-q_{max} \leq q \leq q_{max}$  em grades com um grande número de pontos. Para cada ponto nas grades de  $u$  e  $q$  o sistema é resolvido, tratando-o como um problema de valor inicial. Esta solução é realizada empregando-se o método de Runge-Kutta de 4ª ordem.

A seguir serão apresentadas soluções para dois conjuntos de parâmetros iniciais.

As Fig. 1 e 3 apresentam as soluções de (3) para  $g = 5 \times 10^{-3}$ ,  $\rho = 1$ ,  $\delta = 10^{-2}$ ,  $U_b = 4$ . As curvas mostram instantâneos das grandezas dinâmicas em termos da escala típica da evolução temporal das ondas de Langmuir, isto é, em períodos de plasma ( $\omega_{pe}^{-1}$ ).

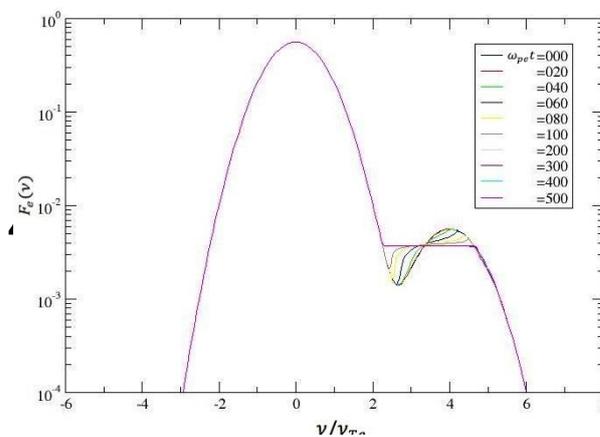


Figura 1-Evolução temporal da distribuição eletrônica para o primeiro conjunto de parâmetros

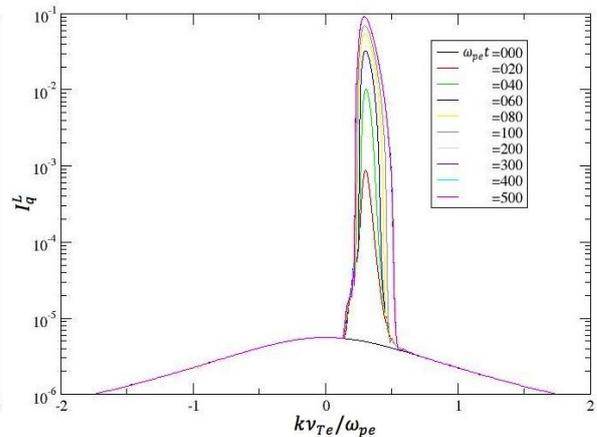


Figura 2 - Evolução temporal da intensidade espectral das ondas de Langmuir(primeiro conjunto de parâmetros).

Na Fig. 1 em  $\tau = 0$ , observamos os dois máximos, o principal em  $u = 0$  composto principalmente pelos elétrons do plasma de fundo e um máximo secundário constituído pelos elétrons do feixe próximo a  $U_b$ . Conforme o sistema evolui, observamos que ocorre uma evolução em torno da região do feixe com  $\partial F_e / \partial u > 0$ . Nesta região observamos, pela diminuição do máximo secundário, que os elétrons do feixe cedem energia cinética para as ondas e estes elétrons passam a ocupar regiões de menor energia. Observa-se que o sistema evolui até a formação de um platô quase-linear próximo de  $\omega_{pe} t = 300$ , a partir deste instante vemos que o sistema praticamente não evolui. Já para a intensidade das ondas, vemos que a interação ocorre somente para aquelas que se propagam em sentido positivo, a evolução máxima ocorre em  $q \approx 1/U_b$ , o que faz sentido já que é nessa região que o feixe perde maior energia.

Em outro conjunto de parâmetros apresentado, os parâmetros são praticamente os mesmo, mudando apenas  $U_b = 5$ , as Fig. 3 e 4 são destes parâmetros:

Vemos neste segundo caso, que com o aumento de  $U_b$  a evolução do sistema até a formação do platô quase-linear também é mais abrupta. Vemos que os elétrons do feixe cedem energia mesmo em instantes iniciais do processo.

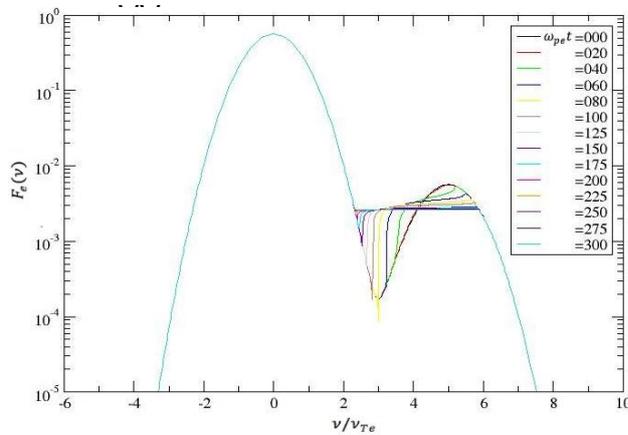


Figura 3 – Distribuição eletrônica para o segundo conjunto de parâmetros.

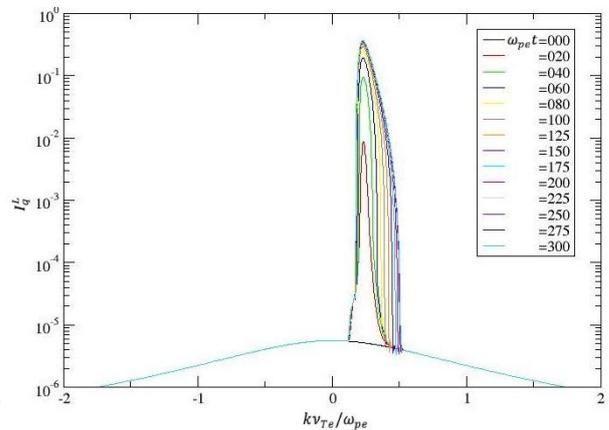


Figura 4 – Intensidade espectral das ondas de Langmuir com o segundo conjunto de parâmetros.

Com estes parâmetros observamos não só o que foi observado no anterior, mas também que com o aumento de  $U_b$  o sistema evolui de forma rápida e com grande instabilidade.

#### 4 CONCLUSÕES

Observamos aqui a troca de energia das partículas do feixe com as ondas de Langmuir sob uma descrição quase-linear. Vimos que estas ondas com velocidade de fase próximas a  $U_b$  serão amplificadas recebendo a energia livre das partículas do feixe.

Outros fenômenos de mais alta ordem passam a ser importantes para uma descrição mais precisa para períodos de plasma que ultrapassam o período de formação do platô quase-linear. Dentre estes fenômenos, encontram-se as interações não lineares onda-onda e onda-partícula. Trabalhos futuros buscarão a inclusão dos efeitos destes fenômenos na evolução do sistema plasma-feixe.

#### 5 REFERÊNCIAS

GURNETT, D. A.; BHATTACHARJEE, A. **Introduction to Plasma Physics With Space and Laboratory Applications**. Cambridge: Cambridge, 2005.

CHEN, Francis F. **Introduction to plasma physics and controlled fusion**. 2. ed. New York: Plenum, 1984.

PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical Recipes in Fortran 90**. New York: Cambridge, 1997.