

ONDAS ELETROESTÁTICAS EM PLASMAS EMPOEIRADOS

GABRIEL CHAVES BRITO¹; GAELZER, Rudi²; SIMÕES, F. J. R³

¹ UFPel Universidade Federal de Pelotas – gabriel.chaves90@gmail.com

² UFRGS Universidade Federal do Rio Grande do Sul – rudi.gaelzer@ufrgs.br

³ UFPel Universidade Federal de Pelotas – fernando.simoies@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

A matéria visível do Universo encontra-se, em sua maioria, em um estado gasoso ionizado no qual as partículas estão acopladas eletricamente entre si e com campos eletromagnéticos externos. Esta forma de matéria é denominada plasma. Podemos definir o plasma como um conjunto de partículas ionizadas e neutras que se comportam de modo coletivo, interagindo entre si e com os campos magnéticos presentes em seu ambiente.

No Universo, o plasma contém uma grande quantidade de contaminantes, denominados coletivamente por poeira. Os grãos de poeira são formados por material particulado, composto usualmente por carbonatos, silicatos e metais que, mesmo em menor quantidade que os átomos e moléculas do plasma, possuem uma grande importância na dinâmica das partículas e dos campos eletromagnéticos que se propagam através do plasma.

Existem duas classificações relacionadas ao grau de contaminação do plasma: o *plasma com poeira*, onde a poeira é considerada uma coleção de grãos isolados eletricamente e o *plasma empoeirado*, onde a poeira também participa do processo de blindagem e do comportamento coletivo do sistema.

Os grãos de poeira contidos no plasma rapidamente tornam-se eletricamente carregados através de diversos processos. Os processos mais importantes que atuam no meio interplanetário são: (1) o acúmulo de carga por colisões totalmente inelásticas das partículas do plasma e (2) a emissão de cargas elétricas pelo efeito fotoelétrico gerado por fótons ultravioleta oriundos do Sol ou de outras estrelas. Ambos os processos competem entre si, uma vez que o processo (1) tende a carregar a poeira negativamente, ao passo que o processo (2) a torna positivamente carregada. A carga final do grão de poeira depende de diversos fatores, tais como a densidade local do plasma, sua temperatura, a velocidade média relativa entre o grão, plasma ambiente e o fluxo de fótons ultravioleta (SHUKLA, 2000; BRITO & GAELZER, 2012; BRITO *et al.*, 2014).

Como as interações entre partículas em plasmas espaciais ocorrem ao longo de distâncias relativamente grandes, os processos usuais de transferência de energia envolvem a geração e propagação de ondas eletromagnéticas e/ou eletrostáticas.

A presença de grãos de poeira pode alterar substancialmente o comportamento dos campos eletromagnéticos no plasma, o que por sua vez altera de uma forma auto consistente o comportamento das próprias partículas, tanto as usuais (elétrons e íons) quanto a própria poeira. Quando são consideradas frequências muito abaixo das frequências características de um plasma usual, surgem novos modos de propagação e novas relações de dispersão de ondas devidos à presença da poeira. Além disso, as relações de dispersão que descrevem os modos de propagação de baixa frequência são também alteradas pela presença destes grãos (SHUKLA, 2000; MERLINO *et al.*, 1998).

Neste trabalho será apresentado um resumo dos modos de propagação e das relações de dispersão de ondas eletrostáticas de baixas frequências características em um plasma empoeirado. Estas propriedades serão analisadas a partir da formulação hidrodinâmica de um plasma empoeirado (CHEN, 1984; SHUKLA, 2000; MERLINO *et al.*, 1998).

2. METODOLOGIA

Para a realização dos estudos dirigidos, foram analisados os livros-texto do CHEN (1984); SHUKLA & MAMUN (2002); MERLINO (1998); D'ANGELO (1990). Processos de carregamento são discutidos em BRITO & GAELZER (2012) e BRITO *et al.* (2014).

A relação de dispersão linear para ondas eletrostáticas de baixa frequência em um plasma empoeirado no qual existe um campo magnético ambiente pode ser obtida empregando-se a formulação de um plasma com vários fluidos.

As equações que descrevem a interação entre as partículas do plasma e os campos eletrostáticos são:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla \cdot (n_a v_a) &= 0, \quad \nabla^2 \phi = -4\pi \sum_a n_a q_a, \\ n_a m_a \left[\frac{\partial v_a}{\partial t} + (v_a \cdot \nabla) v_a \right] &= -q_a n_a (\nabla \phi - v_a \times B) - k_B T_a \nabla n_a \end{aligned} \quad (1)$$

Onde n_a , m_a , v_a , q_a e T_a são, respectivamente, densidade, massa, velocidade de fluido, carga e a temperatura da partícula da espécie a ($a = e, i, d$), $\phi(\mathbf{r}, t)$ é o potencial eletrostático e \mathbf{B} é o campo magnético ambiente. A quantidade k_B é a constante de Boltzmann. Devido aos processos de perda ou ganho de carga pelos grãos de poeira (BRITO *et al.*, 2012; 2013), a condição de quase-neutralidade de um plasma empoeirado deve ser imposta: $Z_i n_i - n_e + Z_d n_d = 0$, onde Z_i e Z_d são os números de cargas elementares dos íons (i) e da poeira (d).

Assumindo a propagação de ondas de pequena amplitude, o sistema de equações diferenciais é inicialmente linearizado. Supondo então soluções oscilatórias do tipo $\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, onde ω é a frequência angular da onda e $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ é o vetor de onda, sendo $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ e λ o comprimento de onda, obtém-se a seguinte expressão generalizada para a equação de dispersão das ondas eletrostáticas (D'ANGELO, 1990; MERLINO *et al.*, 1998):

$$\left(\frac{\xi^2}{\xi^2 - 1} d_x^2 + d_z^2 \right) \left[\xi^2 - \left(\frac{\xi^2}{\xi^2 - Z^2/\mu^2} d_x^2 + d_z^2 \right) \frac{\gamma}{\mu} \right] + \frac{\epsilon Z^2}{\mu} \left[\frac{\xi^2}{\xi^2 - Z^2/\mu^2} d_x^2 + d_z^2 \right] \left[\xi^2 - \left(\frac{\xi^2}{\xi^2 - 1} d_x^2 + d_z^2 \right) \right] - \tau (1 - \epsilon Z) \left[\xi^2 - \left(\frac{\xi^2}{\xi^2 - 1} d_x^2 + d_z^2 \right) \right] \left[\xi^2 - \left(\frac{\xi^2}{\xi^2 - Z^2/\mu^2} d_x^2 + d_z^2 \right) \frac{\gamma}{\mu} \right] = 0 \quad (2)$$

onde,

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\omega}{\omega_{ci}}, & \mu &= \frac{m_d}{m_i}, & d_x &= k_x \rho_i, & d_z &= k_z \rho_i, & \rho_i^2 &= \frac{k_B T_i}{m_i \omega_{ci}^2}, \\ \gamma &= \frac{T_d}{T_i}, & \tau &= \frac{T_i}{T_e}, & \epsilon &= \frac{n_d}{n_i}, & \omega_{ci} &= \frac{eB}{m_i} \end{aligned}$$

como ϵZ é a fração da carga negativa total que está depositada na poeira, Z é então o número de cargas depositadas no grão.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As equações apresentadas acima foram reescritas de modo que fosse possível resolver numericamente as relações de dispersão. Em primeiro lugar observamos que quando, $d_x = d_z = 0$ a mesma se reduz a:

$$\xi^4(\xi^2 - 1)\left(\xi^2 - \frac{Z^2}{\mu^2}\right) = 0 \quad (3)$$

ou seja, há 4 raízes positivas: $\xi_1(0) = \xi_2(0) = 0$, $\xi_3(0) = 1$ e $\xi_4(0) = Z/\mu = Zm_i/m_d (\ll 1)$.

Através da equação (3) podemos definir dois tipos de propagação: A propagação paralela ao campo **B**, em que toma-se $d_x = 0$, na equação de dispersão, reduzindo a mesma, a:

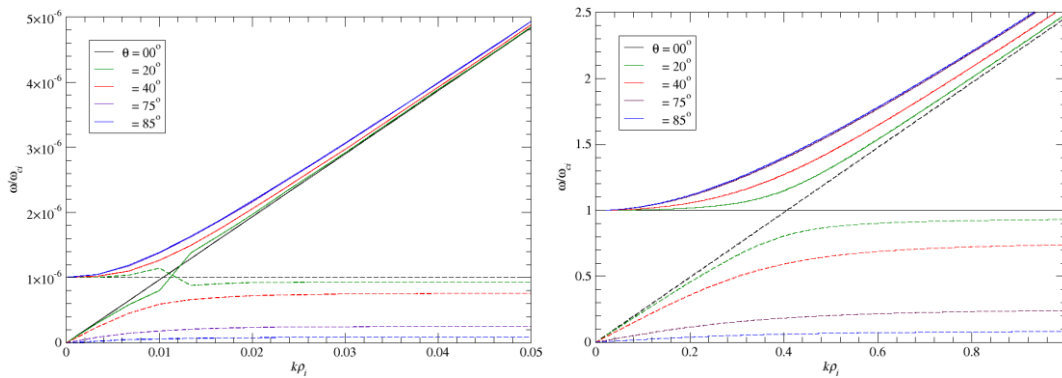
$$(\xi^2 - 1)\left(\xi^2 - \frac{Z^2}{\mu^2}\right)\left[d_z^2\left(\xi^2 - \frac{\gamma}{\mu^2}\right) + \frac{\epsilon Z^2}{\mu} d_z^2(\xi^2 - d_z^2) - \tau(1 - \epsilon Z)(\xi^2 - d_z^2)\left(\xi^2 - \frac{\gamma}{\mu^2}\right)\right] = 0,$$

com as soluções triviais $\xi_2(d_z) = 1$, $\xi_3(d_z) = \frac{Z}{\mu}$ e somente o modo $\xi_1(d_z)$ dispersivo.

E também o modo de propagação perpendicular a **B**: colocando $d_z = 0$ em (2), a equação de dispersão para os modos perpendiculares é:

$$d_x^2 \xi^2 \left[\left(\xi^2 - \frac{Z^2}{\mu^2} \right) \xi^2 - \xi^2 d_x^2 \frac{\gamma}{\mu} \right] + \frac{\epsilon Z^2}{\mu} \xi^2 d_x^2 [\xi^2(\xi^2 - 1) - \xi^2 d_x^2] - \tau(1 - \epsilon Z) [\xi^2(\xi^2 - 1) - \xi^2 d_x^2] \left[\left(\xi^2 - \frac{Z^2}{\mu^2} \right) \xi^2 - \xi^2 d_x^2 \frac{\gamma}{\mu} \right] = 0$$

Os gráficos abaixo mostram as relações de dispersão dos modos de propagação paralelos (figura a esquerda) e perpendiculares (figura a direita) ao campo **B**.



Os parâmetros utilizados para obtenção de resultados nos gráficos acima foram respectivamente: $\mu = 0,1 \times 10^9$, $\gamma = 0,1$, $Z = 100$, $\tau = 0,2$, $\epsilon = 0,1 \times 10^{-3}$.

4. CONCLUSÕES

Estudamos previamente os modos de propagação de ondas de baixa frequência em um plasma empoeirado considerando sempre o seu estado inicial, desta vez, consideramos a razão entre as temperaturas $T_d/T_i \neq T_i/T_e$. Os resultados foram obtidos numericamente, levando em consideração a variação do ângulo de propagação. A partir destes resultados, relacionamos a frequência de corte ω/ω_{ci} à concentração de cargas negativas no grão de poeira.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CHEN, F. F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion**. New York: Plenum Press, 2nd Edition, 1984, 421 pp.

SHUKLA, P. K. **Introduction to Dusty Plasma Physics**. New York: Taylor & Francis, 2000, 450 pp.

BRITO, G. C.; GAELZER, R. **Processos de Carregamento Elétrico dos Grãos de Poeira Contidos no Plasma do Meio Interplanetário**. Anais do 21º Congresso de Iniciação Científica, UFPel, 2012.

BRITO, G. C.; GAELZER, R.; SIMÕES Jr., F. J. R. **Processos de Carregamento Elétrico dos Grãos de Poeira Contidos no Plasma do Meio Interplanetário**. Anais do 22º Congresso de Iniciação Científica, UFPel, 2013.

BRITO, G. C.; GAELZER, R.; SIMÕES Jr., F. J. R. **Ondas Eletrostáticas em Plasmas Empoeirados**. Anais do 23º Congresso de Iniciação Científica, UFPel, 2014.

MERLINO, R. L., *ET AL.* Laboratory Studies of Waves and Instabilities in Dusty Plasmas. **Physics of Plasmas**, v. 5, n. 5, p. 1607-1614, 1998.

D'ANGELO, N. Low-Frequency Electrostatic Waves in Dusty Plasmas. **Planetary and Space Science**, v. 38, n. 9, p. 1143-1146, 1990.