

## ONDES ACOUSTIQUES POUSSIÈREUSES DANS UN PLASMA ELECTRONEGATIF A CHARGE VARIABLE EN PRESENCE D'IONS NON ISO-THERMIQUES

Moufida BENZEKKA et Mouloud TRIBECHÉ

*Laboratoire de Physique Théorique, Faculté de Physique, U.S.T.H.B, B.P. 32 El-Alia, Alger 16111*

E-mail: [benzmoufida9@gmail.com](mailto:benzmoufida9@gmail.com)

**RÉSUMÉ :** Les plasmas poussiéreux électronégatifs, chimiquement très réactifs, ont fait l'objet d'un profond regain d'intérêt à cause de leurs applications technologiques (semi-conducteurs, synthèse des nanomatériaux, etc.) et leur rôle essentiel dans les plasmas astrophysiques (région D de l'ionosphère, la mésosphère, la photosphère solaire, etc.) On se propose, dans ce travail, de présenter une étude théorique des ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable contenant des ions négatifs non thermiques, loin de leur équilibre thermodynamique. Il s'agit en fait d'étendre l'analyse de l'onde acoustique poussiéreuse non linéaire au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions négatifs rapides et non thermiques. Nos résultats numériques révèlent l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma. Nous avons trouvé aussi, que sous certaines conditions, la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on appelle une queue de bruit.

**MOTS-CLÉS :** onde acoustique poussiéreuse, plasma électronégatif, charge variable, ions non iso-thermiques

### 1. Introduction

Les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, le milieu interplanétaire, les nuages interstellaires, la mésosphère et la magnétosphère terrestre, etc. Il a été démontré que la dynamique des grains de poussière introduit de nouveaux modes tels le mode acoustique poussiéreux (DA) [1]. Par la suite, ce mode acoustique poussiéreux a été observé au cours d'expériences de laboratoire par Barkan et ses collaborateurs [2]. Récemment, les plasmas poussiéreux électronégatifs ont fait l'objet d'un profond regain d'intérêt à cause de leurs applications technologiques. C'est pourquoi l'objet de notre travail est de présenter une étude théorique des ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable contenant des ions négatifs non thermiques, loin de leur équilibre thermodynamique. Il s'agit en fait d'étendre l'analyse de l'onde acoustique poussiéreuse non linéaire au cas d'un plasma poussiéreux contenant une population d'ions négatifs rapides et non thermiques.

### 2. Equations de base du modèle

Nous considérons un plasma constitué de grains de poussières négativement chargés, d'ions positifs distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann, et une population d'ions négatifs rapides et non thermiques de charge  $Z_i e$ , de densités respectives  $n_d$ ,  $n_{i+}$  et  $n_{i-}$ . Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, avoir la même charge  $q_d$  le même rayon  $r_d$  et la même masse  $m_d$ . Les oscillations acoustiques poussiéreuses (DAW) de faible vitesse de phase associées à un tel modèle de plasma, peuvent alors être décrites grâce aux équations de base fluides normalisées suivantes [3]

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_d)}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial X} = -Q_d \frac{\partial \Phi}{\partial X} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = -N_{i+} + \frac{N_{i-}}{f} + \frac{(f-1)}{f} \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (3)$$

Où  $\sigma = T_{i+}/T_{i-}$  et  $f = \frac{n_{i0+}}{Z_i n_{i0-}}$ .

La densité  $N_s$  ( $s = i_+, i_-, d$ ), la vitesse fluide  $V_d$  des grains de poussière, le potentiel électrostatique  $\Phi$ , la charge des grains de poussière  $Q_d$ , le temps  $T$  et le variable d'espace  $X$  sont normalisés, respectivement, par  $n_{s0}$  (la densité à l'équilibre),  $C_d = (Z_d T_{i+}/m_d)^{1/2}$ ,  $T_{i+}/e$ ,  $r_d T_{i+}/e$ ,  $\omega_{pdi}^{-1} = [m_d/(4\pi Z_d n_{i0+} e^2)]^{1/2}$  et  $\lambda_{di} = [T_{i+}/(4\pi m_{i0+} e^2)]^{1/2}$ .

Les grains de poussière sont décrits par un faisceau froid de grains de poussière que l'on peut modéliser grâce à la fonction de distribution suivante [4]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{v_d} \delta(v_d - v_d^{\square}) \quad (4)$$

Où

$$v_d^{\square} = v_{d0} \left( 1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^{\Phi} q_d d\Phi \right)^{1/2} \quad (5)$$

Représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution précédente sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons la densité numérique des grains

$$N_d = \frac{n_{d0}}{(1 - 2\chi/M^2)^{1/2}} \quad (6)$$

avec  $\chi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi$  représente l'énergie potentielle.

La densité des ions positifs, distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann, est donnée par

$$N_{i+} = n_{i0+} \exp(-\Phi) \quad (7)$$

Les ions négatifs n'étant plus en équilibre thermodynamique, nous introduisons alors la fonction de distribution des vitesses non thermique suivante [5]

$$f_{i-}(r, v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{i0-}}{1 + 3\alpha} \left( \frac{1}{2\pi v_{thi-}^2} \right)^{3/2} \left( 1 + \alpha \left( \frac{v_x^2}{v_{thi-}^2} - 2 \frac{Z_{i-} e \phi(x)}{T_{i-}} \right)^2 \right) \exp \left( - \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_{thi-}^2} + \frac{Z_{i-} e \phi(x)}{T_{i-}} \right) \quad (8)$$

où  $\alpha$  est un paramètre déterminant le nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma et  $v_{thi-} = \sqrt{T_{i-}/m_{i-}}$ . La densité de ces ions négatifs est alors donnée par

$$N_{i-} = n_{i0-} \left\{ 1 + \beta \left( (Z_{i-} \sigma \Phi)^2 + Z_{i-} \sigma \Phi \right) \right\} \exp(Z_{i-} \sigma \Phi) \quad (9)$$

Où  $\beta = 4\alpha/(1+3\alpha)$ .

En multipliant chaque membre de l'équation de Poisson par  $d\Phi/d\xi$ , en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ( $\Phi \rightarrow 0$ ,  $d\Phi/d\xi \rightarrow 0$  lorsque  $\xi \rightarrow \pm\infty$ ), nous obtenons la quadrature suivante

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = 0 \quad (10)$$

où  $V(\Phi)$  représente le potentiel de Sagdeev [6] ou Pseudo-potential et est donné par

$$V(\Phi) = [1 - \exp(-\Phi)] + \frac{1}{fZ_{i-}\sigma} \left\{ (1+3\beta) - \exp(Z_{i-}\sigma\Phi) \right. \\ \left. \left[ 1 + \beta((Z_{i-}\sigma\Phi)^2 - 3Z_{i-}\sigma\Phi + 3) \right] \right\} \\ - \frac{f-1}{fQ_{d0}} M^2 \left[ 1 - \sqrt{1 - 2\frac{\chi}{M^2}} \right] \quad (11)$$

### 3. Equation de la charge

Dans la théorie du modèle standard de la sonde électrostatique, la charge du grain provient essentiellement de la collecte d'ions positifs et négatifs du plasma de base. Par conséquent, la charge du grain de poussière  $q_d$  est déterminée de manière self-consistante par [7]

$$\tilde{v}_d \frac{dq_d}{dx} = I_{i+} + I_{i-} \quad (12)$$

L'équation (12) traduit le principe de conservation de la charge électrique.  $I_{i+}$  et  $I_{i-}$  représentent respectivement les courants de charge dûs aux ions positifs et négatifs. Leurs expressions sont données, respectivement, par

$$I_{i+} = \pi r_d^2 e (8T_{i+} / \pi m_{i+})^{1/2} n_{i0+} (1 - Q_d) \exp(-\Phi) \quad (13)$$

$$I_{i-} = -\pi r_d^2 e (8T_{i-} / \pi m_{i-})^{1/2} \frac{n_{i0-}}{f(1+3\alpha)} \sqrt{\mu/\sigma} \exp[Z_{i-}\sigma(Q_d + \Phi)] \quad (14)$$

$$\left\{ 1 + \frac{24\alpha}{5} - \frac{16\alpha}{3} Z_{i-}\sigma\Phi + 4\alpha Z_{i-}^2 \sigma^2 \Phi^2 + \frac{4\alpha}{5} Z_{i-}^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_{i-}^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16}{5} Z_{i-}\sigma Q_d \right\}$$

L'équation de la charge peut alors s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{dQ_d}{dX} = KN_d \left\{ (1 - Q_d) \exp(-\Phi) - \left[ \frac{\exp[Z_{i-}\sigma(Q_d + \Phi)]}{f(1+3\alpha)} \right] \right. \\ \left. \left[ 1 + \frac{24\alpha}{5} - \frac{16\alpha}{3} Z_{i-}\sigma\Phi + 4\alpha Z_{i-}^2 \sigma^2 \Phi^2 + \frac{4\alpha}{5} Z_{i-}^2 \sigma^2 Q_d^2 + \frac{8\alpha}{3} Z_{i-}^2 \sigma^2 Q_d \Phi - \frac{16}{5} Z_{i-}\sigma Q_d \right] \right\} \quad (15)$$

$$K = \left( \frac{2n_{i0-} e^2 r_d^2 \sigma^2}{m_{i-} v_{d0}^2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

### 4. Résultats numériques et discussion

Procédons maintenant à la présentation de nos résultats numériques. L'analyse numérique du pseudo-potential révèle l'existence d'ondes acoustiques poussiéreuses solitaires dont les propriétés dépendent fortement du nombre d'ions négatifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma. La figure 1 montre que lorsque la charge des grains de poussière est variable, la profondeur du potentiel solitaire augmente alors que sa largeur est réduite. La figure 2 montre la variation spatiale de  $\Phi$  pour différentes valeurs du paramètre non thermique  $\alpha$ . Le potentiel électrostatique exhibe un profil spatialement localisé. Une

augmentation de  $\alpha$  entraîne une diminution de l'amplitude du soliton et une augmentation de sa largeur. La charge des grains de poussière  $Q_d$  (figures 3) adopte le même profil localisé et reste négative. La figure 3 indique qu'à mesure que le nombre des ions négatifs énergétiques augmente, le grain de poussière collecte plus d'ions positifs réduisant ainsi la charge négative nette résidant sur la surface du grain ( $Q_d$  est moins négative pour les petites valeurs de  $\alpha$  dans la région de localisation du soliton). La figure 4 montre que sous certaines conditions, la variation de la charge donne lieu à une dissipation alternative de l'énergie qui se traduit par une diminution de l'amplitude du front de l'onde et un transfert vers ce que l'on appelle une queue de bruit. Un effet similaire a été rapporté récemment par Gupta et al.[8]. Cette structure représente en réalité une onde de choc dite non collisionnelle.

Les paramètres choisis sont  $Q_{d0} = -1.9$ ,  $T_{i+} = 0.4$  eV,  $\sigma = 0.02$ ,  $n_{i0-} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $v_{d0} = 0.9$  cm/s,  $r_d = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\mu = 0.4$ ,  $Z_{i-} = 3$  et  $m_d = 10^{13} m_{i+}$ .

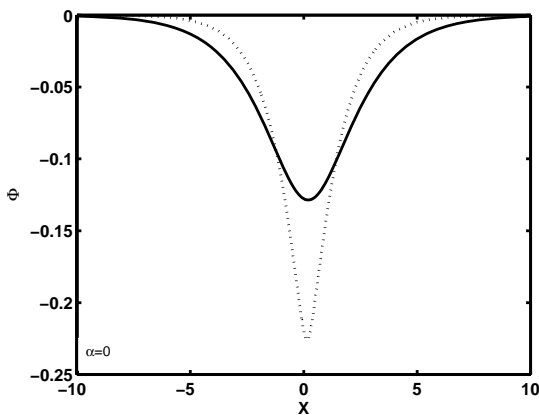


Figure 1 : Potentiel électrostatique solitaire  $\Phi$  de l'onde acoustique poussiéreuse pour la charge constante (trait plein) et charge variable (pointillés)

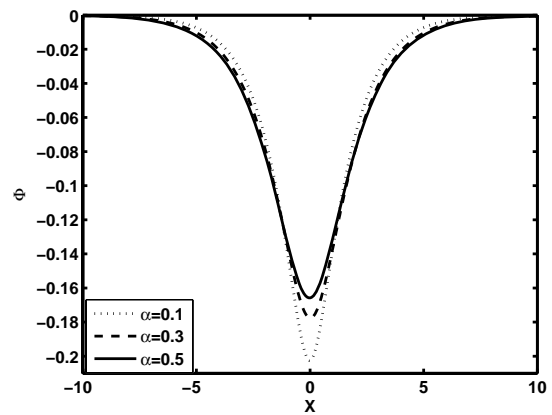


Figure 2 : Potentiel électrostatique solitaire  $\Phi$  de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du paramètre non thermique  $\alpha$

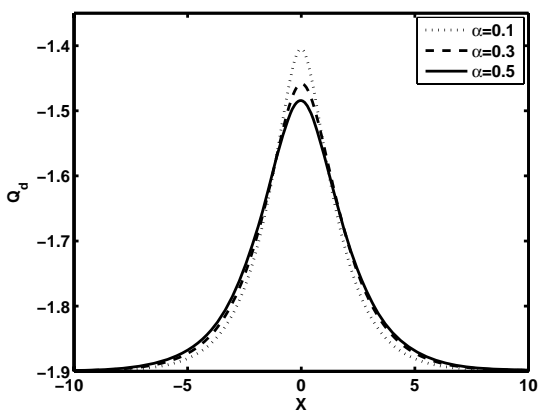


Figure 4 : Profil spatial de la charge du grain de poussière  $Q_d$  pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

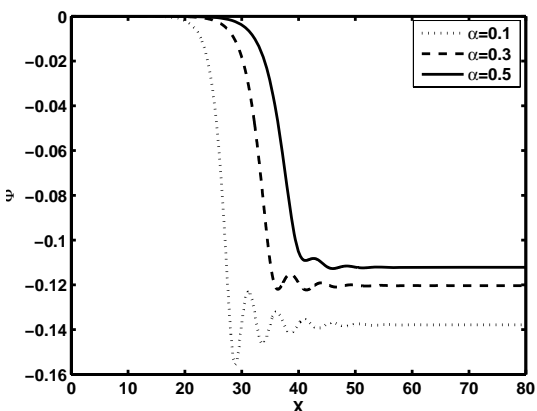


Figure 8 : Solution en onde de choc du potentiel électrostatique  $\Phi$  de l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs du paramètre non thermique  $\alpha$ .

### Références

- [1] N. N. Rao, P. K. Shukla et M.Y. Yu ; *Planet. Space Sci.* **38** 543 (1990)
- [2] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo ; *Phys. Plasmas* **2** 3563 (1995)
- [3] A. A. Mamun, R. A. Cairns et P. K. Shukla; *Phys. Plasmas* **3** 702 (1996)
- [4] M. Tribeche, H. Houili et T. H. Zerguini ; *Phys. Plasmas* **9** 419 (2002)
- [5] M. Tribeche et R. Amour ; *Phys. Plasmas* **14**, 1 (2007)
- [6] R. Z. Sagdeev; *Plasma Physics*; M. A. Leontovich, New York (1966)
- [7] F. F. Chen; *Plasma Diagnostic Techniques*; R. H. Huddlestone et S. L. Leonard, New York (1965)
- [8] M. R. Gupta, S. Sakar, S. Ghosh, M. Debnath et M. Khan; *Phys. Rev. E* **63** 046406 (2001)