

# INFLUENCE DE LA SUPRA-THERMALITÉ IONIQUE SUR LES ONDES ACOUSTIQUES POUSSIÉREUSES DANS UN PLASMA POUSSIÉREUX A CHARGE VARIABLE

Saliha MAYOUT et Mouloud TRIBECHÉ

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

E-mail: [salihathairi@yahoo.fr](mailto:salihathairi@yahoo.fr)

**RÉSUMÉ :** Le but de la présente communication consiste à étudier l'influence de la supra-thermalité ionique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable. Nous rechercherons alors dans quelle mesure et sous quelles conditions la variation de la charge du grain et la présence des ions supra-thermiques peuvent affecter et modifier le mode acoustique poussiéreux. La charge du grain deviendra une nouvelle variable dynamique dont nous tiendrons compte de manière self-consistante. Pour ce faire, les courants de charge électronique et ionique seront calculés moyennant des fonctions de distribution et des sections efficaces collisionnelles appropriées. Nous montrerons alors que la variation de la charge peut causer une dispersion et une dissipation, dites anormales, qui, de concert avec les non linéarités du système, contribuent à la formation de structures cohérentes hautement localisées (solitons) et dissipatives (ondes de choc).

**MOTS-CLÉS :** onde acoustique poussiéreuse, dynamique de charge, ions supra-thermiques

## 1. Présentation physique du problème

L'omniprésence des grains de poussières chargées dans le milieu interstellaire a été reconnue depuis les années trente. Ces grains de poussière, massifs et hautement chargés, peuvent modifier les propriétés intrinsèques du plasma habituel à deux composantes. De nouveaux modes, à l'instar du mode acoustique poussiéreux (DA), et de nouvelles instabilités peuvent alors apparaître. La charge du grain de poussière provient généralement d'un concours d'une variété de processus physiques tels la collection des particules chargées du plasma ambiant, la photo-ionisation, l'émission électronique secondaire, l'émission par ions énergétiques,...etc. La charge du grain de poussière n'étant plus constante, il devient alors nécessaire d'établir une équation d'évolution qui puisse tenir compte de ce nouveau degré de liberté additionnelle: la dynamique de la charge du grain. Celle-ci deviendra une nouvelle variable dynamique dont il est nécessaire de tenir compte de manière self-consistante. Le comportement des électrons et des ions peut alors être fortement modifié par le potentiel plasma non linéaire en produisant des populations de particules non isothermiques. Par ailleurs, de nombreuses observations spatiales indiquent clairement la présence d'électrons et d'ions supra-thermiques dans une variété de plasmas astrophysiques et les mesures effectuées sur leur fonction de distribution ont mis en évidence leur caractère hautement non isothermique. A notre connaissance et à l'exception des travaux, en régime linéaire, de Rubab et Murtaza [1], l'influence de la supra-thermalité des particules sur l'onde acoustique poussiéreuse n'a jamais été étudiée. Rappelons que de nombreux travaux théoriques ont été consacrés à l'influence des particules supra-thermiques sur les processus collectifs linéaires et non linéaires dans les plasmas à deux composantes (ions + électrons) [2].

## 2. Equations de base du modèle

Le plasma que l'on se propose d'étudier est non collisionnel, non magnétisé et constitué de trois espèces de particules: des électrons, des ions supra-thermiques et des grains de poussière

de densités, respectives,  $n_e$ ,  $n_i$  et  $n_d$ . Bien que les dimensions (et donc la charge) des grains varient d'un grain à un autre, nous supposons que tous les grains ont la même charge  $q_d = -eZ_d$ , où  $Z_d$  représente le nombre de charge du grain. Tous les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, de rayon  $r_d$  et de masse  $m_d$ . A l'échelle caractéristique temporelle des grains de poussière, les électrons peuvent être supposés en équilibre thermodynamique et avoir la densité suivante

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) \quad (1)$$

L'indice  $j=e, i, d$  désigne, respectivement, les électrons, les ions et les grains de poussière.  $\Phi$  est le potentiel électrostatique,  $q_j = \pm e$  la charge électrique et  $T_j$  la température des particules d'espèce  $j$ . L'indice "0" dénote des quantités à l'équilibre, en l'absence de toute perturbation ( $\Phi=0$ ). Les grains de poussière sont supposés être un faisceau de particules froides, toutes les particules ayant la même vitesse en une position donnée. Les grains peuvent alors être décrits grâce à la fonction de distribution suivante [3]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{v_d} \delta(v_d - v_d^{\square}) \quad (2)$$

Où

$$v_d^{\square} = v_{d0} \left( 1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^{\Phi} q_d d\Phi \right)^{1/2} \quad (3)$$

Représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution (2) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons

$$n_d(x) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{v_d^{\square}} = n_{d0} \left( 1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^{\Phi} q_d d\Phi \right)^{-1/2} \quad (4)$$

Pour modéliser la distribution des ions rapides et supra-thermiques, nous nous référons à la fonction de distribution des vitesses ionique tridimensionnelle suivante [4]

$$f_i(r, v_i) = \frac{n_{i0}}{\pi^{3/2} \theta_{thi}^3} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{3/2} \Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \left( 1 + \frac{v_i^2}{\kappa \theta_{thi}^2} + \frac{2e\Phi}{\kappa m_i \theta_{thi}^2} \right)^{-1-\kappa} \quad (5)$$

L'indice spectral  $\kappa > 3/2$  confère, à la queue supra-thermique de la distribution, sa forme principale. La quantité  $\Gamma$  représente la fonction Gamma standard et

$$\theta_{thi} = \left( \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) T_i}{\kappa/2 m_i} \right)^{1/2} \quad (6)$$

En intégrant l'équation (5) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des ions supra-thermiques sera donnée par

$$n_i(\Phi) = n_{i0} \left( 1 + \frac{2e\Phi}{\kappa m_i \theta_{thi}^2} \right)^{1/2-\kappa} \quad (7)$$

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes

$$\Psi = \frac{e\Phi}{T_i}, X = \frac{x}{\lambda_{Dm}}, \lambda_{Dm} = \left( \frac{T_i}{4\pi n_{e0} e^2} \right)^{1/2}, Q_d = \frac{eq_d}{rT_e}, \sigma = \frac{T_i}{T_e} \text{ et } f = \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \quad (8)$$

L'équation de Poisson peut alors s'écrire sous la forme

$$\frac{d^2\Psi}{dX^2} = N_e - fN_i + (f-1) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (9)$$

Avec

$$N_i = \left( 1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}} \right)^{\frac{1}{2}-\kappa}$$

$$N_e = \exp(\sigma\Psi) \quad (10)$$

$$N_d = \frac{1}{(1-\mathcal{X})^{1/2}}$$

Dans la théorie standard de la sonde électrostatique (Orbit Limited Motion Theory) [5], la charge du grain de poussière provient essentiellement de la collecte des électrons et des ions du plasma de base. Ces derniers viennent se greffer sur la surface du grain. Par conséquent, la charge du grain de poussière  $q_d$  peut être calculée de manière self-consistante à partir de l'équation d'évolution suivante

$$\nabla_d \frac{dq_d}{dx} = I_i + I_e \quad (11)$$

En réalité, l'équation (11) traduit le principe de conservation de la charge électrique.  $I_e$  représente le courant électronique et  $I_i$  le courant ionique. Leurs expressions

$$I_e = -\pi e r_d^2 \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \exp(\sigma\Psi) \exp(Q_d) \quad (12)$$

$$I_i = \pi e r_d^2 n_{i0} \sqrt{\frac{8 \left(\frac{\kappa-3}{2}\right) T_i}{\pi m_i \kappa^4} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma\left(\frac{\kappa-1}{2}\right)} \frac{\kappa}{\kappa-1}} \left[ \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{-\kappa+1} - \frac{\kappa-1}{\kappa - \frac{3}{2}} \frac{Q_d}{\sigma} \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{-\kappa} \right] \quad (13)$$

### 3. Cas de la variation adiabatique de la charge électrique du grain de poussière

En multipliant chaque membre de l'équation (9) par  $d\Psi/dX$ , en intégrant une fois et en imposant les conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ( $\Psi \rightarrow 0$ ,  $d\Psi/dX \rightarrow 0$  lorsque  $X \rightarrow \pm\infty$ ), nous obtenons la quadrature suivante

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\Psi}{dX} \right)^2 + V(\Psi) = 0 \quad (14)$$

Où

$$V(\Psi) = \frac{1 - \exp(\sigma\Psi)}{\sigma} + f \left[ 1 - \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{3/2 - \kappa} \right] + \frac{2(f-1)}{\gamma Q_{d0}} \left[ \sqrt{1 - \gamma\kappa} - 1 \right] \quad (15)$$

Représente le pseudo-potential ou potentiel de Sagdeev. L'équation (15) peut être interprétée comme étant l'équation de mouvement d'une pseudo-particule de masse unité, de position  $\Psi$  et de vitesse  $d\Psi/dX$  oscillant dans un potentiel  $V(\Psi)$ . Le potentiel électrostatique  $\Psi$ , tracé sur la figure 1, exhibe le profil d'une structure spatialement localisée (onde solitaire) comme le confirme d'ailleurs la structure en forme de puits du potentiel de Sagdeev qui lui est associé (figure 2). Les résultats révèlent que les effets supra-thermiques affectent de manière significative le profil de l'onde acoustique poussiéreuse à charge variable. Une augmentation de l'indice spectral  $\kappa$  entraîne une diminution de l'amplitude du soliton et une légère augmentation de sa largeur, c'est-à-dire que la supra-thermalité rend le profil de l'onde solitaire plus pointu. La figure 3 révèle qu'à mesure que le caractère supra-thermique du plasma augmente (c'est à dire que  $\kappa$  diminue), la charge nette négative portée par la surface du grain de poussière diminue.

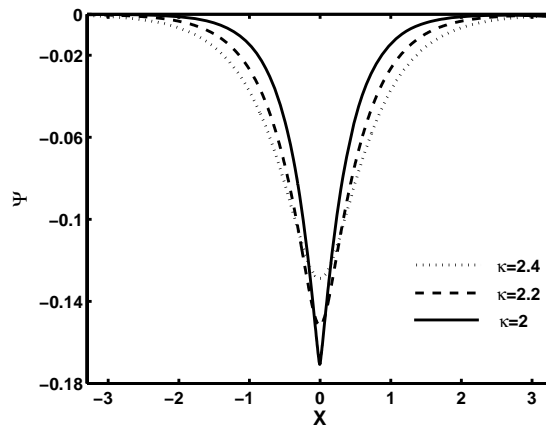


Figure 1 : Potentiel électrostatique solitaire  $\Psi$  de l'onde acoustique poussiéreuse

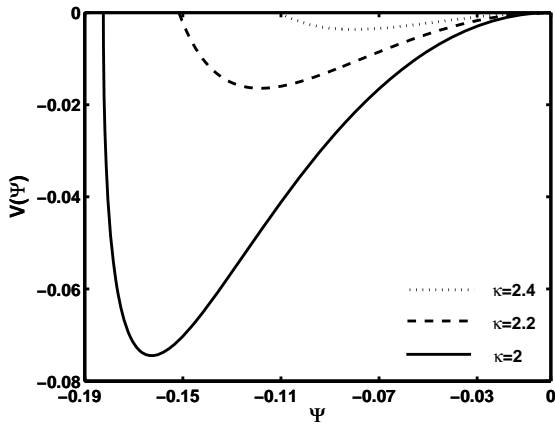


Figure 2 : Potentiel de Sagdeev  $V(\Psi)$  associé au soliton de la figure 1

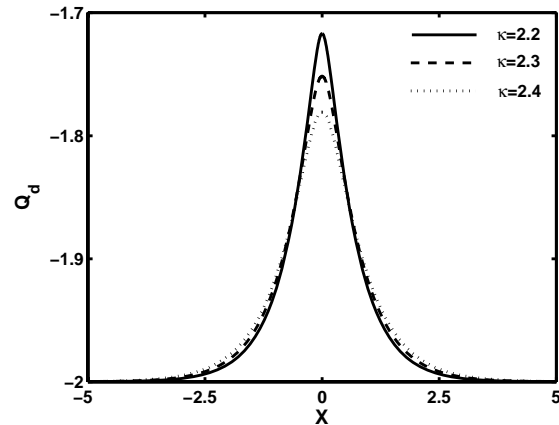


Figure 3 : Profil spatial de la charge du grain de poussière  $Q_d$

### 3. Cas de la variation non adiabatique de la charge électrique du grain de poussière

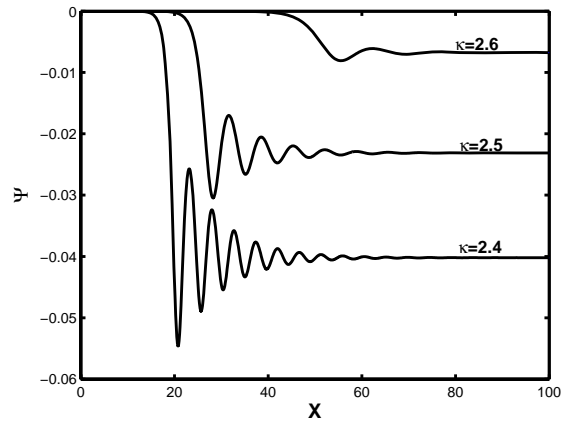
Nous allons maintenant reprendre l'analyse précédente dans le cas où  $I_e + I_i \neq 0$ . Pour cela, en réarrangeant les termes de l'équation (11), nous obtenons l'équation de la charge du grain de poussière suivante

$$\frac{dQ_d}{dX} = N_d K \left\{ f \sqrt{\frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)}{\kappa}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{3/2} \Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{\kappa}{(\kappa-1)} \left[ \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{-\kappa+1} - \frac{(\kappa-1)}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)} \frac{Q_d}{\sigma} \left(1 + \frac{\Psi}{\kappa - \frac{3}{2}}\right)^{-\kappa} \right] - \frac{1}{\sqrt{\sigma\mu}} \exp(\sigma\Psi) \exp(Q_d) \right\} \quad (16)$$

Où

$$K = \sqrt{\frac{2e^2 r_d^2 \sigma^2 n_{e0}}{m_i v_{d0}^2}} \quad (17)$$

La figure 4 montre que sous certaines conditions, l'effet de la variation de la charge du grain de poussière devient assez important : la variation de la charge fournit un mécanisme physique alternatif qui donne lieu à un phénomène de dissipation. Comme conséquence, l'amplitude de l'onde solitaire diminue et se transforme en une queue de bruit (noise tail). L'amplitude de l'onde décroît alors de manière algébrique et la conservation de la masse totale du soliton donne lieu à la formation et au développement d'une queue. Des effets similaires ont d'ailleurs été rapportés dans des publications récentes traitant des effets non adiabatiques de la variation de la charge sur la génération d'ondes de choc acoustiques poussiéreuses [6]. C'est une onde de choc non collisionnelle dans la mesure où elle ne requiert ni amortissement Landau, ni viscosité résultant de collisions entre les grains et le reste des particules [7]. Rappelons qu'une onde de choc résulte de l'équilibre entre les effets non linéaires et les effets dissipatifs inhérents au système considéré. Notons le phénomène de séparation de charge qui se manifeste par l'apparition d'oscillations dans le profil de l'onde de choc. Cet effet diminue quand la valeur de l'indice spectral  $\kappa$  augmente (cas de dissipation anormale dominante).



**Figure 4 : Potentiel électrostatique  $\Psi$  de l'onde de choc non collisionnelle**

### Références

- [1] N. Rubab et G. Murtaza ; *Phys. Scr* **73** 178 (2006)
- [2] E. Marsch et S. Livi ; *Phys. Fluids* **28** 1379 (1985)
- [3] M. Tribeche, H. Houili et T. H. Zerguini ; *Phys. Plasmas* **9** 419 (2002)
- [4] D. Summers et R. M. Thorne ; *Phys. Fluids B* **3** 2117 (1991)
- [5] J. E. Allen ; *Phys. Scr.* **45** 497 (1992).
- [6] M. R. Gupta, S. Sarkar, S. Ghosh, M. Debnath et M. Khan ; *Phys. Rev. E* **63** 046406 (2001)
- [7] S. I. Popel, M. Y. Yu et V. N. Tsytovich ; *Phys. Plasmas* **3** 4313 (1996)