

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE
FACULTÉ DES PHYSIQUES**



Mémoire

**présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER
en PHYSIQUE**

Spécialité : Physique théorique de la Matière et des Hautes Energies

Par Mustapha BACHA

THÈME

**Structures localisées dans les plasmas complexes
magnétisés**

Soutenu publiquement le	15/07/ 2010,	devant le jury composé de :		
Mr	T. H. ZERGUINI	Professeur	U.S.T.H.B	Président
Mr	M. TRIBECHÉ	Professeur	U.S.T.H.B	Directeur de thèse
Mme	A. H. HAMICI	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examinatrice
Mr	M. DEBIANE	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
Mr	A. TAHRAOUI	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein du groupe de Physique des Plasmas du Laboratoire de Physique Théorique, de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie HOUARI BOUMEDIENNE (U.S.T.H.B).

Je remercie vivement le Professeur Mouloud TRIBECHE, mon directeur de thèse, avec qui j'ai pris grand plaisir à travailler, dans la rigueur et la bonne humeur. Outre la confiance qu'il m'a témoignée, il a constamment suivi la progression de mon travail pour le mener à bien et à terme. Qu'il trouve ici et à travers ces quelques lignes l'expression de mon profond respect et de ma très haute considération.

Je remercie vivement le Professeur Taha Houssine ZERGUINI qui nous a honorés en acceptant de présider le jury de la présente thèse. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant au sein de son groupe de recherche.

Mes remerciements les plus vifs vont également au Docteur Mohamed DEBIANE, maître de conférences du laboratoire de Mécanique des fluides, au docteur Amel HAMICI, maître de conférences du laboratoire de Physique Théorique ainsi qu'au docteur Abdelatif TAHRAOUI pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury du présent mémoire de Magister.

Mes vifs remerciements vont également à tous les membres du Laboratoire de Physique Théorique et particulièrement aux membres de l'équipe avec laquelle j'ai travaillé pour leur amitié et leur disponibilité (Aoutou, Amour, Younsi, Boubakour, Mayout, Ben Zekka, Ghebache, Djebarni, Boukhalifa) et à ceux de l'équipe de Physique du Solide avec lesquels nous avons beaucoup interagi.

Enfin, j'exprime ma profonde reconnaissance et mes remerciements à mes parents, ma sœur et mes frères pour leur soutien et leurs encouragements sans cesse renouvelés tout au long du présent travail.

Table des matières

Introduction	4
1 Physique des Plasmas Complexes ou Poussiéreux	8
1.1 Propriétés des plasmas	8
1.2 Ecrantage de Debye	9
1.3 Description d'un plasma	10
1.3.1 Description fluide d'un plasma	10
1.4 Confinement magnétique d'un plasma	13
1.5 Plasmas complexes	14
1.5.1 Paramètres caractéristiques d'un plasma complexe	15
1.5.2 Quasi- neutralité de la charge électrique	16
1.5.3 Corrélation	17
1.5.4 Charge des grains	17
1.6 Equation de Korteweg- de Vries Burger (KdVB)	19
2 Etude de l'influence de la supra-thermalité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable	21
2.1 Présentation physique du problème	21
2.2 Equations de base du modèle	22
2.3 Equation de charge du grain de poussière	24
2.4 Résultats numériques	26
2.4.1 Influence de la variation de la charge électrique du grain de poussière	26
2.4.2 Variation adiabatique de la charge	27
2.4.3 Variation non adiabatique de la charge	30

3	Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé	32
3.1	Présentation physique du problème	32
3.2	Equations de base du modèle	33
3.2.1	Calcul des courants	34
3.2.2	Analyse faiblement non linéaire	36
3.2.3	Solution en onde de choc	39
3.3	Résultats numériques et discussion	40
3.4	Extension du modèle au cas d'un plasma complexe magnétisé contenant des ions positifs non thermiques	44
3.4.1	Equations de base du modèle	44
3.4.2	Analyse faiblement non linéaire	47
 4	 Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé en présence d'électrons supra-thermiques	 54
4.1	Présentation physique du problème	54
4.2	Equations de base du modèle	54
4.2.1	Equation de la charge du grain de poussière	56
4.2.2	Analyse faiblement non linéaire	57
4.3	Résultats numériques et discussion	60
 5	 Conclusion	 64
 Bibliographie		 66

Introduction

Pour les grecs de l'antiquité, le monde est constitué de quatre éléments essentiels, à savoir, la terre, l'eau, l'air et le feu. Les trois premiers correspondent à nos états solide, liquide et gazeux. Mais l'état physique correspondant au feu n'est apparu que récemment. C'est en 1928, que les physiciens Langmuir et Tonks ont introduit pour la première fois le terme plasma pour désigner un gaz ionisé contenu dans un tube à décharge. Par la suite, ce mot à été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons et ions positifs, et des neutres en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. L'état plasma de la matière est très répandu dans la nature et il est usuel de dire qu'il forme l'essentiel de l'univers visible. Dans la nature, le plasma constitue le quatrième état de la matière et fait suite, dans l'ordre croissant des températures, aux états solide, liquide et gazeux. Ces quatre phases sont caractéristiques de la nature des liaisons assurant la cohésion des éléments de la matière. Nous vivons sur une planète protégée de toutes agressions externes, non seulement par le champ magnétique terrestre mais aussi grâce à l'océan de plasma qui entoure la Terre. Plus près de nous, les plasmas se rencontrent à l'état naturel dans la haute atmosphère (ionosphère) et la foudre. Notre planète est entourée d'un plasma à une distance comprise entre 90 et 500 km de sa surface. Les plasmas créés artificiellement sont largement utilisés dans de nombreuses applications. La maîtrise des plasmas a d'abord donnée lieu aux tubes à néon, plus récemment, aux écrans à plasma (des téléviseurs extra- grands et ultra- plats), au découpage des métaux par chalumeau à plasma. Par ailleurs, ils sont à la base de ce qui constituera certainement l'énergie de demain à travers la fusion thermonucléaire contrôlée. Les plasmas interviennent aussi dans des nombreuses techniques nouvelles telles les méthodes de traitement de surface par plasma en mécanique et en micro-électronique (gravure et dépôt de films en milieux non aqueux). Le plus simple des plasmas est celui d'hydrogène, formé d'électrons et d'ions libres en concentrations égales. A l'équilibre thermodynamique, le plasma est constitué d'électrons, d'ions et des neutres en interaction par l'intermédiaire

des forces de Coulomb et de Van der Waals. Dans ce cas, le milieu est alors caractérisé par les densités de chaque espèce (n_e , n_i , n_n pour les électrons, les ions et les neutres, respectivement) et une température unique d'ensemble T . A l'instar des plasmas, la matière sous forme de poussières est présente dans de très nombreux environnements. Par le terme poussière nous décrivons toute particule micrométrique ou sub-micrométrique, électriquement chargée. Les plasmas et les poussières ont donc de nombreuses occasions de se rencontrer et de donner naissance à ce que l'on appelle les plasmas poussiéreux[1]. Nous pouvons définir un plasma poussiéreux comme étant un gaz ionisé de basse température comprenant, en plus des électrons et des ions, des grains de poussière massifs et hautement chargés. La présence de ces grains de poussière chargés positivement ou négativement rend la nature du système plasma plus complexe. Ces milieux se rencontrent à l'état naturel dans l'espace, à titre d'exemples, dans les nuages interstellaires, les anneaux et atmosphères planétaires et les queues des comètes. Les plasmas poussiéreux n'ont commencé à être réellement étudiés que depuis la fin des années quatre vingt à cause des problèmes à caractère industriel que pouvaient engendrer les grains de poussière. Par ailleurs, les plasmas poussiéreux sont utilisés dans la formation des nanocristaux[2] dont on peut tirer profit pour les futures générations de transistors[3] et de cartes de mémoire[4].

La présence, dans le plasma, de ces grains de poussière donne naissance à de nouveaux phénomènes physiques, à savoir, la variation de la charge électrique, la déplétion ou appauvrissement électronique et l'amortissement dit anormal des oscillations (on parle aussi de dissipation anormale de l'énergie). Ces grains de poussière massifs et hautement chargés peuvent affecter et changer les propriétés dispersives, non linéaires et dissipatives du plasma traditionnel à deux composantes. De nouveaux modes et de nouvelles instabilités peuvent alors se développer. Notons que la physique des plasmas complexes ou poussiéreux n'a connu ses véritables débuts que suite à l'identification et la mise en évidence de l'onde acoustique poussiéreuse (un nouveau mode électrostatique dont l'existence a été prédite théoriquement par Rao *et al.*[5] et mis en évidence expérimentalement par Barkan et al.[6]) et de l'onde acoustique ionique poussiéreuse[7] (mode acoustique ionique habituel modifié par la présence des grains de poussière). Par ailleurs, les cristaux dits de Coulomb qui apparaissent dans les plasmas poussiéreux fortement couplés (le rapport entre l'énergie potentielle due à l'interaction coulombienne et l'énergie thermique des grains excède une valeur critique de l'ordre de 170) ont également contribué à l'essor spectaculaire que connaît cette "nouvelle discipline". Dans un plasma, un grain de poussière acquiert une charge électrique qui peut aller jusqu'à des milliers de fois la charge élémentaire. Les processus de charge mettent

à contribution différents mécanisme[8], à savoir, la collection des électrons et des ions du plasma de base, l'émission photo-électronique dans les milieux radiatifs, l'émission électronique secondaire, l'émission par ion énergétique...etc. Dans les plasmas de laboratoire dont la température est relativement basse (quelques électronvolts et la température est donnée en unité d'énergie), la collection des particules semble être le mécanisme de charge le plus effectif et le plus dominant.

La présence d'un champ magnétique rend un plasma poussiéreux anisotrope et change les caractéristiques de charge des grains de poussière. Dans le cas où le rayon de giration de la particule chargée (électron ou ion) autour de la ligne de champ magnétique est suffisamment grand en comparaison avec le rayon du grain de poussière, l'effet de la courbure de la trajectoire de la particule collectée à la surface du grain peut être négligé de sorte que l'influence du champ magnétique sur les processus de charge peut être négligée. Dans le cas opposé, l'effet de la courbure ne peut être négligé et le phénomène de charge du grain de poussière devient difficile à décrire aussi bien analytiquement que numériquement. De nombreux auteurs ont d'ailleurs noté et constaté qu'un champ magnétique externe modifie considérablement les propriétés des structures non linéaires susceptibles d'être associées à un plasma poussiéreux. Au cours de ces dernières années, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux sur les plasmas complexes ont porté sur le rôle que peut jouer un faible champ magnétique externe. A ce propos, Ghosh *et al.* ont étudié l'onde acoustique poussiéreuse de choc dans un plasma poussiéreux électronégatif[9]. Cette onde de choc est le résultat d'un équilibre entre les phénomènes non linéaires et les phénomènes dissipatifs. Par ailleurs, les grains de poussière immergés dans un plasma exhibent une variation de charge que l'on doit déterminer de manière self- consistante. Cette fluctuation de charge due aux perturbations collectives donne lieu à des effets dissipatifs. En régime linéaire, ces effets dissipatifs se superposent au phénomène d'amortissement Landau tandis qu'en régime non linéaire ces variations de charge affectent la dissipation du plasma (on parle de dissipation anormale) et contribuent à la formation d'ondes de choc non collisionnelles[10]-[12].

Le but principal du présent mémoire de Magister est d'étudier, au moyen d'une approche analytique et numérique, certaines structures non linéaires associées à un plasma complexe électronégatif faiblement magnétisé, à charge variable. Deux concepts de non iso-thermalité (déviations de l'équilibre thermodynamique) seront considérés, à savoir, la non thermalité et la supra-thermalité des particules. Nous tenterons alors d'analyser les modifications que peuvent induire, à la fois, un faible champ magnétique, la fluctuation de la charge et la déviation des particules (essentiellement les électrons et les ions) de leur équilibre

thermodynamique. A ce propos, nous utiliserons les équations de base du modèle fluide en présence du champ magnétique et nous adopterons des approches analytiques et numériques.

Le premier chapitre du présent mémoire de Magister sera consacré à des généralités sur les plasmas. Egalemeent seront rappelées quelques propriétés des plasmas poussiéreux et l'équation différentielle partielle non linéaire de Korteweg- de Vries-Burger (KdVB).

Le chapitre suivant sera consacré à l'étude de l'influence de la suprathérmicité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable. Pour cela, l'équation de la charge du grain de poussière, en présence d'électrons supra-thermiques, sera établie de manière self-consistante. Les courants de charge seront calculés dans le cadre de la théorie de la sonde électrostatique. On considérera (selon les temps caractéristiques de notre modèle de plasma) deux cas, à savoir, le cas adiabatique ($I_e + I_i = 0$) et le cas non adiabatique ($I_e + I_i \neq 0$).

Dans le chapitre trois, nous présenterons d'abord le modèle de Ghosh *et al.*[9] de l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé, constitué d'électrons, d'ions positifs, d'ions négatifs Maxwelliens et de grains de poussière à caractère fluide. Ce modèle sera étendu au cas d'ions positifs non thermiques. Cette extension est motivée par le fait que la réponse des ions positifs, sous l'influence du potentiel non linéaire, peut être non Maxwellienne. Rappelons que les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire et que la présence des particules non thermiques a été confirmée par de nombreuses observations spatiales. Nous établirons alors une équation de type Korteweg-de Vries Burger qui nous servira de socle pour l'analyse des structures dissipatives inhérentes à notre modèle de plasma.

Au cours du quatrième et dernier chapitre, nous mènerons une étude similaire à celle du chapitre précédent avec, toutefois, des électrons supra-thermiques dont la distribution des vitesses sera modélisée par une fonction de distribution dite de type kappa. Nous terminerons notre travail par une conclusion générale et quelques perspectives futures.

1

Physique des Plasmas Complexes ou Poussiéreux

1.1 Propriétés des plasmas

A l'état normal, un gaz ne contient pas de particules chargées (uniquement des particules neutres) et ne permet donc pas la conduction de l'électricité. En appliquant un champ électrique assez intense, celui-ci devient conducteur: des décharges électriques se produisent dans le gaz et sont dues à l'apparition d'électrons et d'ions libres. Les propriétés physiques d'un milieu sont déterminées par la nature des interactions entre les éléments qui le constituent. Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions libres. La nature de l'interaction qui existe entre ces particules chargées distingue ce milieu d'un gaz classique. Dans un gaz classique, les collisions entre particules neutres qui régissent la dynamique globale du fluide sont régies par des forces à courte portée (en $1/r^7$, force de Van Der Waals). Dans un plasma, les interactions qui interviennent entre les particules sont électromagnétiques et à longue portée. Le champ créé par une charge électrique décroît en $1/r^2$ (force de Coulomb) et chaque particule chargée interagit, à chaque instant, avec un très grand nombre d'autres particules chargées. En effet, dans un plasma, les effets dus à l'interaction électromagnétique doivent dominer sur les collisions binaires entre particules chargées et neutres. Autrement dit, une particule est soumise principalement au champ moyen créé par toutes les autres particules. Ces champs peuvent parfois être imposés de l'extérieur, comme par exemple au voisinage d'une planète magnétisée. Dans un gaz neutre, les forces dues à l'action des champs sur la matière $q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ sont nulles, du fait que les sources matérielles du champ (ρ et \mathbf{j}) sont nulles. Dans un plasma, la propagation implique à la fois des perturbations mécaniques

(dues aux collisions) et électromagnétiques. Un plasma est donc un milieu macroscopiquement neutre, à comportement collectif. Trois paramètres fondamentaux le caractérisent[14]: la densité électronique n_e (pouvant varier de 1 à 10^{21}cm^{-3}), la température électronique T_e (pouvant varier de 0.1 à 10^6 eV) et le champ magnétique \mathbf{B} appliqué (pouvant atteindre quelques Teslas) ou self-consistent (généré au sein même du plasma). Les autres quantités (la longueur de Debye, le rayon de Larmor, la fréquence du plasma, la fréquence de giration, la vitesse thermique...) peuvent être établies à partir de ces trois paramètres fondamentaux. Pour les plasmas partiellement ionisés, le degré d'ionisation et la section efficace des particules neutres sont aussi importants. De manière générale, nous distinguons deux types de plasmas: Les plasmas froids dont l'énergie des électrons ($E = k_bT$) est très grande par rapport à celle des ions (les électrons sont alors dits réactifs) et les plasmas chauds dont l'énergie des ions est très grande par rapport à celle des électrons (les ions sont dits réactifs). Dans un plasma, autour de chaque ion se forme un nuage électronique dont la densité décroît de manière exponentielle à mesure que l'on s'approche de la périphérie de ce nuage. La plus petite distance au-delà de laquelle le champ électrique créé par l'ion est atténué (écranté) par le nuage électronique s'appelle longueur de Debye λ_D . Pour un plasma de densité n_0 et de température k_bT_e , cette distance vaut

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{n_0 e^2}} \quad (1.1)$$

Une première condition d'existence de l'état plasma est que ses dimensions spatiales soient grandes devant la longueur de Debye. Par conséquent, si L représente la plus petite dimension définissant le volume occupé par le plasma, la condition suivante $L \gg \lambda_D$ doit être satisfaite. De plus, le nombre de particules contenues dans la sphère de Debye doit être très supérieur à l'unité, c'est à dire, $N_D \equiv n_0 \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1$.

1.2 Ecrantage de Debye

Nous commençons l'étude des plasmas en examinant l'écrantage de Debye, un concept provenant de la théorie d'électrolytes liquides. Considérons un plasma de température finie composé d'un nombre statistiquement grand d'électrons et d'ions et supposons que les densités de ces derniers obéissent à la distribution de Maxwell-Boltzmann. Soit un ion positif considéré comme particule-test déposée dans le plasma à l'origine d'un système de coordonnées sphériques. Un nuage électronique se forme autour de cette particule-test. Le potentiel de la charge-test du plasma n'est plus ressenti au-delà d'une distance de l'ordre de

λ_D , la longueur de Debye. On parle donc du mécanisme d'écrantage de Debye. Le potentiel électrostatique d'un ion positif dans un plasma est donné par:

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (1.2)$$

avec

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_{e0} e^2}} \quad (1.3)$$

Le terme exponentiel manifeste cet effet d'écran qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de l'ion dans le vide. Par conséquent, la décroissance du potentiel électrostatique créé par une charge est plus rapide dans un plasma que dans le vide.

1.3 Description d'un plasma

Nous avons vu que les particules dans un plasma sont en interaction via leurs forces mutuelles. La connaissance de ces forces en chaque point nous permettrait de calculer la trajectoire de chaque particule. Ceci est cependant difficile à réaliser à cause du grand nombre de particules dans le plasma. On fait appel alors à une description statistique pour obtenir des paramètres d'ordre macroscopique comme la température, la densité et la pression du plasma. Deux approches sont couramment utilisées pour décrire un plasma. Le premier modèle est dit fluide. Le plasma est alors assimilé à un fluide (autant de fluides que d'espèces de particules présentes dans le plasma) soumis aux forces électromagnétiques. Le deuxième est le modèle cinétique qui décrit de manière statistique la vitesse de la particule et sa fonction de distribution. Nous allons dans ce qui suit décrire succinctement le modèle fluide du fait qu'il est le modèle utilisé dans ce mémoire de Magister.

1.3.1 Description fluide d'un plasma

Dans le modèle fluide, le caractère individuel du mouvement des particules peut être négligé. On ne considère que le mouvement d'ensemble de chaque espèce de particules présentes dans le plasma. A ce propos, un plasma ordinaire à deux composantes n'est constitué que de deux fluides. Toutes les particules d'un élément fluide sont alors supposées se déplacer à la même vitesse moyenne \mathbf{u} . L'élément de fluide est traité comme un milieu continu de sorte que toutes les quantités macroscopiques soient des fonctions continues de la position r et du temps t . Les deux premières équations du modèle fluide sont l'équation de continuité (celle-

ci traduit le principe de conservation du nombre de particules)

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0 \quad (1.4)$$

et l'équation du mouvement (rend compte de l'ensemble des forces qui agissent sur l'élément fluide)

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \quad (1.5)$$

α dénote l'espèce de particules considérée (en général des électrons et des ions) de pression p_α , soumises aux champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} . Dans le but d'avoir autant d'équations que d'inconnues, le système d'équations précédent est généralement couplé aux équations de Maxwell et à l'équation d'état suivante

$$\frac{d}{dt} (p_\alpha n_\alpha^{-\gamma}) = 0 \quad (1.6)$$

où γ représente l'indice polytropique. Les deux équations globales (équation de l'hydrodynamique et loi d'Ohm) sont souvent utilisées en faisant des approximations simplificatrices dites de la magnétohydrodynamiques (MHD). Ce nom recouvre simplement la notion de fluide (hydro) en mouvement (dynamique) dans un champ magnétique (magnéto). En fait celle-ci était initialement destinée à l'étude des propriétés des fluides conducteurs (mercure, alliages sodium- potassium...) en mouvement dans un champ magnétique. Sous certaines conditions (perturbations lentes, plasmas denses) les propriétés des gaz ionisés en mouvement dans un champ magnétique peuvent aussi être décrites par les mêmes équations. La MHD intervient dans de nombreuses situations naturelles comme la génération de champs magnétiques planétaires, la structure de leurs magnétosphères,... etc. En physique des plasmas, la MHD s'applique dans deux domaines:

- Propagation des ondes de basses fréquences en présence (ou non) d'un champ magnétique, et plus spécialement développement d'instabilités dites MHD dans un plasma confiné magnétiquement (boucles magnétiques du soleil).

- Conversion d'énergie MHD: cette filière étudiée dans les années 60, à peu près abandonnée aujourd'hui[15], se proposait d'améliorer le rendement des centrales thermiques à charbon ou pétrole en se libérant du cycle de Carnot.

Notons que pour écrire les équations MHD, les hypothèses suivantes ont été appliquées:

- Le plasma est traité comme un fluide unique.
- Le plasma est considéré comme un milieu continu.

Une particule chargée crée un champ électrique dans l'espace environnant. Si de plus elle est en mouvement, elle crée un champ magnétique, ou bien une perturbation électromagnétique. La charge qui se déplace est aussi sensible à un champ magnétique externe. Son mouvement en présence de ce dernier peut se calculer aisément si le champ est uniforme. C'est une hélice dont le rayon (dit rayon de giration) est une fonction de la vitesse de la particule et du champ magnétique. Dans un fluide conducteur, la MHD est consacrée à l'étude des interactions entre le champ de vitesse \mathbf{V} et le champ magnétique \mathbf{B} . Elle est donc régie par un système d'équations couplées obtenues à partir des équations de Maxwell et des équations de l'hydrodynamique. Les premières s'écrivent sous la forme suivante

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.10)$$

où \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{J} sont le champ électrique, l'induction magnétique et la densité de courant. Les simplifications faites sont justifiées par le fait que, d'abord, les liquides considérés ne sont pas magnétiques ($\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$); et ensuite le courant de polarisation diélectrique et le courant de déplacement de Maxwell sont négligeables devant le courant de conduction \mathbf{J} . D'autre part, \mathbf{J} est relié aux champs appliqués par la loi d'Ohm relative à un conducteur en mouvement dans un champ magnétique

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (1.11)$$

La conductivité électrique σ est supposée scalaire et non modifiée par la présence du champ \mathbf{B} . Les équations générales de l'hydrodynamique s'écrivent, d'autre part, également sous forme simplifiée

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1.12)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{V} \quad (1.13)$$

ρ , p et η représentent, respectivement, la masse spécifique, la pression et la viscosité du liquide. Les équations ainsi écrites sont valables pour un fluide incompressible, visqueux et homogène (ρ et η constants).

Dans un gaz faiblement ionisé, les électrons et les ions sont localement couplés au gaz de particules neutres par les collisions, de sorte que le mélange de ces trois espèces de particules se comporte du point de vue hydrodynamique comme un fluide pur dont la vitesse \mathbf{V} est essentiellement celle des particules neutres. Dans un gaz complètement ionisé, celles-ci ont complètement disparu, et en général les collisions électron-ion jouent un rôle assez faible dans la dynamique du milieu: il semble donc a priori que l'on devrait, en général, pour décrire le mouvement du plasma, utiliser une théorie à deux fluides dans laquelle les densités, vitesses et pressions partielles des électrons et des ions évoluent séparément. Considérons, cependant, un plasma placé dans un champ magnétique assez fort; les collisions sont négligeables si l'on a

$$\Omega_e \tau_e \gg 1 \quad \Omega_i \tau_i \gg 1 \quad (1.14)$$

où $\Omega_{j=e,i}$ est la fréquence cyclotronique de l'espèce j autour de la ligne de champ magnétique et τ_j le temps de collision. Dans ces conditions, si le champ \mathbf{B} est à variations spatiales et temporelles suffisamment lentes, les trajectoires individuelles des particules sont en première approximation des hélices dirigées suivant les lignes de force magnétiques. Si, maintenant, on superpose au champ \mathbf{B} un faible champ électrique \mathbf{E} , ces hélices dérivent lentement dans la direction perpendiculaire à \mathbf{B} . Il en résulte que les deux espèces de particules sont animées de la même vitesse macroscopique, dite vitesse de dérive électrique

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i = \mathbf{V} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.15)$$

1.4 Confinement magnétique d'un plasma

Supposons que la force de gravitation soit négligeable devant les forces électromagnétiques. On peut en général faire cette hypothèse, quand on étudie des plasmas de faibles dimensions produits à la surface de la Terre. En effet, si a désigne une dimension caractéristique d'un tel plasma, la pression de celui-ci varie de façon notable sur une distance de l'ordre de a . Si a est bien plus petit que le rayon terrestre, les variations du potentiel de gravitation sont faibles sur cette même distance. Les variations de pression du plasma ne sont créées que par le terme $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Si donc nous négligeons les effets de gravitation, les équations de base de la théorie du confinement d'un plasma par un champ magnétique s'écrivent en régime stationnaire sous la forme

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.16)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.17)$$

Vouloir confiner un plasma dans une enceinte immatérielle formée par les lignes de champ magnétique, c'est un peu comme vouloir contenir un gaz sous pression dans une chambre à air. La MHD permet d'optimiser les caractéristiques de la chambre (géométrie, épaisseur du caoutchouc...) pour qu'elle résiste à la pression du gaz sans éclater ni se déformer ou fuir. On appelle β le rapport de la pression cinétique du plasma (proportionnelle à sa densité et à sa température) à la pression magnétique du confinement (proportionnelle à l'intensité du champ magnétique). Il faut donc que le confinement soit plus fort que les forces de pression du plasma, c'est à dire que le rapport β soit inférieur à 1. On dit qu'un plasma est confiné quand il occupe une région fermée de l'espace. En dehors de cette région, sa pression est nulle. Le confinement d'un plasma est basé sur la propriété que les particules chargées décrivent une trajectoire en hélice, de fréquence cyclotronique Ω_j (j désigne l'espèce de particule considérée) autour d'une ligne de champ magnétique. Le rayon de giration de la particule, appelé rayon de Larmor et noté ρ_j , dépend de l'intensité du champ magnétique, de la masse et la charge de la particule ainsi que de son énergie. Plus le champ magnétique est puissant, plus le rayon de Larmor est faible, la particule restant alors "scotchée" au voisinage de la ligne de champ. De plus, les électrons, beaucoup plus léger que les ions, ont un rayon de Larmor nettement plus faible à même énergie. Enfin, les particules très énergétiques ont un rayon de Larmor plus élevé que celles à faible énergie, et sont donc plus difficiles à confiner. Le rayon de Larmor peut varier typiquement entre des millimètres pour des particules peu énergétiques avec un champ magnétique intense et des dizaines de centimètres pour des particules très énergétiques.

1.5 Plasmas complexes

Les plasmas non neutres ont une espèce de moins qu'un plasma conventionnel à deux composantes (électrons et ions). Les plasmas poussiéreux ont une espèce supplémentaire (grains de poussière). L'addition d'une telle espèce provoque de nouveaux comportements dans le plasma. L'interaction plasma- particule est, en général, étudiée en examinant les diverses forces qui agissent sur la poussière. Des particules d'une certaine taille sont régies par la force électrostatique tandis que celles qui sont de taille appréciable sont essentiellement soumises à la pesanteur. Tel que énoncé dans l'introduction, un plasma poussiéreux peut être défini comme un gaz partiellement ou totalement ionisé contenant des particules chargées(avec

des tailles pouvant aller jusqu'à la gamme du micromètre). Ils se trouvent dans les environnements astrophysiques mais jouent également un rôle important dans les plasmas de laboratoire. Leur distribution spatiale est influencée par le plasma et leur présence affecte également les propriétés du plasma. Les interactions de ces grains de poussière entre eux et avec le plasma dépendent de beaucoup de paramètres, parmi lesquels, la taille du grain de poussière et sa charge électrique. Un tel mélange de plasma et de poussière possède trois échelles de longueur caractéristiques. Ce sont le rayon du grain de poussière r_d , la longueur de Debye poussiéreuse λ_D et la distance moyenne inter-granulaire d . Cette dernière est reliée à la densité numérique n_d des grains par la relation $n_d \cdot d^3 \sim 1$. Afin d'étudier un plasma poussiéreux en laboratoire, il faut d'abord le créer avec l'injection artificielle de grains de poussière directement dans le plasma[16]-[18]. La présence d'un grain de poussière dans un plasma donne naissance à de nouveaux modes électrostatiques de basses fréquences. Le terme "basses fréquences" désigne des fréquences de l'ordre de, ou plus petites que Ω_i (la giro-fréquence) et ω_{pi} (la fréquence plasma ionique). L'étude de ces modes a fait l'objet d'une intense investigation de la part de plusieurs groupes de recherche, parmi lesquels un groupe de chercheurs de l'université de l'Iowa[19].

1.5.1 Paramètres caractéristiques d'un plasma complexe

Paramètres temporelles

- La fréquence plasma poussiéreuse est donnée par

$$\omega_{pd} = \left(\frac{4\pi n_j q^2}{m_j} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

avec $\omega_{pd} \ll \omega_{pi} \ll \omega_{pe}$. Cette propriété est très importante pour étudier les phénomènes qui évoluent dans le temps en présence de grains de poussière. Le temps caractéristique des grains est très grand par rapport à celui des autres espèces du plasma.

- La giro-fréquence: cette fréquence paraît a priori être une caractéristique du mouvement individuel des particules d'espèce j puisque c'est celle de leur rotation autour du champ magnétique: $\Omega_j = |q_j| B_0 / m_j$, avec $B_0 = |\mathbf{B}|$. De façon plus générale, c'est l'échelle qui caractérise le mouvement lorsque la force de Lorentz est la force dominante.

Paramètres spatiaux

- Longueur de Debye

La longueur de Debye est un paramètre physique important dans un plasma. C'est la plus petite distance au-delà de laquelle le champ de Coulomb d'une particule chargée est atténué (écranté) par le nuage électronique (si elle est positive) ou ionique (si elle est négative) à l'intérieur du plasma. Dans les plasmas poussiéreux, la longueur de Debye peut être définie par

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \quad (1.19)$$

λ_{De} et λ_{Di} sont, respectivement, la longueur de Debye associée aux électrons et aux ions définie par

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}} \quad (1.20)$$

$$\lambda_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_i}{n_i e^2}} \quad (1.21)$$

T_j et n_j représentent, respectivement, la température et la densité des particules d'espèce j . Les grains de poussière de rayon r_d , séparés par une distance donnée d , peuvent être traité d'un point de vue dynamique de la particule. Dans ce cas, nous parlons de plasma poussiéreux contenant des grains de poussière isolés lorsque $r_d \ll \lambda_D \ll d$. Par ailleurs, les effets collectifs entre grains chargés deviennent importants et significatifs lorsque $r_d \ll d \ll \lambda_D$. Dans ce cas, les particules de poussière chargées peuvent être assimilées à des particules ponctuelles massives semblables à des ions à charge multiple dans un plasma à plusieurs espèces.

- **Rayon de Larmor:** représente le rayon de giration de la particule chargée autours du champ magnétique. Son expression est $\rho_j = V_{thj}/\Omega_j$, où V_{thj} est la vitesse thermique et Ω_j la giro- fréquence de la particule d'espèce j .

1.5.2 Quasi- neutralité de la charge électrique

L'analyse de l'écrantage de Debye ci-dessus a supposé que le plasma était initialement (en l'absence de toute perturbation) neutre, c'est à dire que les densités initiales électronique et ionique étaient égales. La tendance à la quasi-neutralité se produit car un plasma conventionnel n'a pas d'énergie interne suffisante pour devenir non neutre sur des distances plus grandes qu'une longueur de Debye. La condition de quasi- neutralité de la charge électrique dans un plasma poussiéreux dont les grains portent une charge négative s'écrit sous forme

$$n_{i0} = n_{e0} + Z_{d0}n_{d0} \quad (1.22)$$

n_{j0} est la densité numérique des particules d'espèce j et Z_{d0} le nombre de charges non perturbées résidant sur la surface du grain. La condition de quasi- neutralité précédente

(1.22) peut être réécrite sous la forme $n_{i0} \approx Z_{d0}n_{d0}$, lorsque la plupart des électrons du plasma ambiant sont collectés par les grains de poussière. On parle alors d'appauvrissement ou de déplétion électronique[20]. D'un autre côté, dans les plasmas poussiéreux irradiés à l'aide de rayons ultraviolets, les grains émettent (par effet photo-électrique) des électrons, et par conséquent, peuvent acquérir une charge positive. Dans ce cas, l'écrantage des grains positifs sera assuré par les électrons et à l'équilibre nous aurons $n_{e0} \approx Z_{d0}n_{d0}$.

1.5.3 Corrélation

Il y a une limite à la théorie ci-dessus. Les grains de poussière ne peuvent pas toujours être considérés comme particules isolées, car le critère $r_d \ll \lambda_D \ll d$ n'est pas toujours vérifié dans un plasma poussiéreux. Au-delà d'une certaine valeur de la densité des grains, l'interaction entre grains de poussière ne peut pas être négligée. On parle alors de grains de poussière faiblement ou fortement corrélés. Ceci dépendra de la valeur du coefficient de couplage Γ , défini comme étant le rapport de l'énergie électrostatique à l'énergie cinétique

$$\Gamma = \frac{(Z_{d0}e)^2}{dT_d} \exp\left(-\frac{d}{\lambda_d}\right) \quad (1.23)$$

où T_d représente la température des grains de poussière. Pour $\Gamma \leq 1$ ($\Gamma \geq 1$), le plasma poussiéreux est dit faiblement (fortement) corrélé. Ce genre de plasmas sont créés dans les plasmas de décharge de laboratoire de basses températures pour l'étude de la formation et de la dynamique des cristaux poussiéreux.

1.5.4 Charge des grains

La différence principale entre les plasmas poussiéreux se situe dans la charge des grains de poussière. Ces derniers peuvent être positifs ou négatifs. La charge d'un grain de poussière est une variable dynamique et varie de zéro jusqu'à des centaines de milliers de fois la charge élémentaire. Cette charge trouve son origine dans une variété de processus.

- **Collection des particules:** Dans les plasmas de laboratoire de basses températures, un grain neutre placé dans un plasma acquiert une charge négative car le flux des électrons à la surface de ce grain excède celui des ions, à cause de la mobilité plus élevée des électrons. Le grain se charge alors négativement.

-**Emission photo- électronique:** Les grains de poussière peuvent émettre des électrons sous l'effet d'un rayonnement ultraviolet. Dans ce cas le grain de poussière se charge positivement.

- **Production d'électrons secondaires:** Lors d'une collision entre une particule énergétique et un grain de poussière, ce dernier libère des électrons et se charge positivement.

D'autres processus de charge peuvent avoir lieu. Cependant, la collecte des électrons et des ions par la surface du grain est le processus le plus dominant dans les plasmas de laboratoire. Ce processus de charge dépend de sections efficaces de collision. Celles-ci sont déterminées à partir du paramètre d'impact d'une particule approchant la surface d'un grain à une distance plus petite que les dimensions de cette particule. Leurs expressions, pour les électrons et les ions, sont données respectivement par

$$\sigma_e(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2eq_d}{r_d m_e v^2} \right) \quad (1.24)$$

$$\sigma_i(q_d, v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v^2} \right) \quad (1.25)$$

pour $v^2 > \frac{2e|q_d|}{r_d m_e} = v_*^2$, alors que pour $v^2 < v_*^2$, $\sigma_e(q_d, v)$ est nulle. $v = |\vec{V}|$ et q_d est la charge du grain de poussière. Pour que les électrons puissent atteindre la surface du grain de poussière, ces derniers doivent acquérir une vitesse minimale[1]

$$V_e^{\min} = \left(\frac{2e\phi_d}{m_e} \right)^{1/2} \quad (1.26)$$

L'équation d'évolution de la charge du grain est alors donnée par

$$\frac{dq_d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) q_d = I_e + I_i = I_d(q_d) \quad (1.27)$$

où

$$I_d(q_d) = \sum_{j=e,i} q_j \int v \sigma_j(q_d, v) f_j(\mathbf{v}) d^3 \mathbf{v} \quad (1.28)$$

est le courant plasma de charge, \mathbf{v} est le vecteur vitesse du grain et $f_j(\mathbf{v})$ représente la fonction de distribution des vitesses de la particule d'espèce j , approchée par une fonction de distribution Maxwellienne

$$f_j(\mathbf{v}) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi k_b T_j} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j}{2k_b T_j} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)^2 \right) \quad (1.29)$$

v_0 représente la vitesse de dérive entre le plasma de base et les grains de poussière. L'expression du courant de charge I_j pour le potentiel attractif ($q_j \phi_d < 0$) et le potentiel répulsif ($q_j \phi_d > 0$)[1] est donnée par

$$I_j = 4\pi r_d^2 n_j q_j \left(\frac{k_b T_j}{2\pi m_j} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{q_j \phi_d}{k_b T_j} \right) \quad \text{pour } q_j \phi_d < 0 \quad (1.30)$$

et

$$I_j = 4\pi r_d^2 n_j q_j \left(\frac{k_b T_j}{2\pi m_j} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{q_j \phi_d}{k_b T_j} \right) \quad \text{pour } q_j \phi_d > 0 \quad (1.31)$$

où ϕ_d est le potentiel de la surface du grain. A l'équilibre les courants électronique et ionique satisfont la relation $I_{e0} + I_{i0} = 0$, et le grain de poussière acquiert un potentiel ϕ_d négatif qui repoussera les électrons et accentuera la collection des ions. La charge moyenne d'un grain de poussière q_d est reliée à son potentiel de surface ϕ_d par

$$q_d = C \phi_d \quad (1.32)$$

C est la capacitance du grain qui, dans le cas d'un grain sphérique de rayon r_d , est donnée par $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$.

1.6 Equation de Korteweg- de Vries Burger (KdVB)

Considérons la propagation d'une onde acoustique dans un plasma dominé par les collisions. La propagation non linéaire d'une onde dans un tel plasma est régie par l'équation dite de Korteweg- de Vries Burger (KdVB)[22]. De manière général, cette équation décrit la propagation d'ondes non linéaires dans les milieux dissipatifs. L'équation KdVB est une équation aux dérivées partielle de troisième ordre et est donnée par

$$\frac{\partial y}{\partial t} + Ay \frac{\partial y}{\partial x} + B \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} = C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (1.33)$$

où y représente une quantité donnée (potentiel, densité, vitesse,...). Le terme A est dit coefficient de non linéarité, B traduit la dispersion et C la dissipation. Dans le cas où la dispersion est dominante par rapport à la dissipation ($B \gg C$), l'équation (1.33) prend la forme d'une équation de type Korteweg- de Vries (K- dV)

$$\frac{\partial y}{\partial t} + Ay \frac{\partial y}{\partial x} + B \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} = 0 \quad (1.34)$$

dont la solution solitaire est donnée par

$$y = \left(\frac{3v_0}{A} \right) \operatorname{sech}^2 \left[(x - v_0 t) \sqrt{\frac{v_0}{4B}} \right] \quad (1.35)$$

Dans le cas où la dissipation est dominante par rapport à la dispersion ($B \ll C$), l'équation (1.33) prend la forme d'une équation de type Burger

$$\frac{\partial y}{\partial t} + Ay \frac{\partial y}{\partial x} - C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0 \quad (1.36)$$

dont la solution en onde de choc à profil monotone est donnée par

$$y = \left(\frac{v_0}{A}\right) \left\{1 - \tanh \left[(x - v_0 t) \frac{v_0}{2C} \right] \right\} \quad (1.37)$$

L'équation K- dV Burger (1.33) décrit l'évolution non linéaire du profil d'une onde de choc causée par le terme dissipatif (terme de Burger) C . Résoudre numériquement cette équation revient à choisir un repère lié à l'onde de choc en procédant au changement de variable $\eta = x + V_f t$ dans le but d'obtenir une équation différentielle de deuxième ordre équivalente à l'équation d'un oscillateur anharmonique. Cette équation peut admettre deux types de solutions

- Une solution en onde de choc à profil monotone dans le cas $C^2 - 4V_f B > 0$.
- Une solution en onde de choc à profil oscillatoire dans le cas $C^2 - 4V_f B < 0$.

2

Etude de l'influence de la supra-thermalité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable

2.1 Présentation physique du problème

Un plasma poussiéreux est un plasma comprenant, en plus des électrons et des ions, un composante additionnelle de grains de poussière fortement chargés, massifs et de taille micrométrique. Les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, les anneaux planétaires, les nuages interstellaires, le milieu interplanétaire, les queues et chevelures des comètes, les boucles solaires,... etc. Cette omniprésence de grains de poussière chargés dans le milieu interstellaire est d'ailleurs connue depuis les années trente[28]. La présence de ces grains de poussière massifs et hautement chargés peut modifier les propriétés intrinsèques d'un plasma habituel à deux composantes. De nouveaux modes et de nouvelles instabilités peuvent apparaître, à l'instar du mode acoustique poussiéreux (DA)[5]. La charge du grain de poussière est tributaire de variations des courants locaux du plasma et, par conséquent, peut varier. Celle ci devient alors une nouvelle variable dynamique que l'on doit déterminer de manière self-consistante. Par ailleurs, de nombreuses observations spatiales indiquent clairement la présence d'électrons et d'ions suprathermiques

dans une variété de plasmas astrophysiques[29]-[32] et les mesures effectuées sur leur fonction de distribution ont mis en évidence leur caractère hautement non isothermique[33]. Au lieu d'une distribution Maxwellienne, il est en fait à la fois plus réaliste et plus commode, pour décrire la cinétique d'un plasma hors-équilibre thermique, d'utiliser une distribution non-Maxwellienne de type kappa (ou κ - distribution). Les fonctions de distribution des vitesses observées ne sont pas bien reproduites par des Maxwelliennes car possédant des queues dites suprathermiques. Cependant, elles peuvent être bien reproduites grâce aux fonctions Lorentziennes. Lorsque les collisions coulombiennes dominant, cette fonction de distribution tend vers une Maxwellienne (équilibre thermodynamique). A notre connaissance et exception faite du travail (à caractère linéaire) de Rubab et Murtaza[34], l'influence de la suprathermalité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma à charge variable, n'a jamais été abordée dans la littérature des plasma poussiéreux. Rappelons que de nombreux travaux théoriques ont porté sur l'influence des particules suprathermiques sur différents types de processus collectifs linéaires et non-linéaires dans les plasma[35]-[58].

Ce chapitre (qui fait suite à nos études antérieures[59]) sera, par conséquent, consacré à l'étude de l'influence de la suprathermalité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable. Pour cela, l'équation de la charge du grain de poussière, en présence d'électrons supra-thermiques, sera établie de manière self-consistante. Les courants de charge seront calculés dans le cadre de la théorie de la sonde électrostatique (OML Theory). Notons qu'il nous sera alors possible d'analyser deux cas, à savoir, le cas de la variation adiabatique de la charge et le cas de la variation non adiabatique.

2.2 Equations de base du modèle

Considérons un plasma poussiéreux non collisionnel et non magnétisé, constitué d'ions positifs, d'électrons supra-thermiques et de grains de poussière de densités, respectivement, n_i , n_e et n_d . Bien que les dimensions (et donc la charge) des grains varient d'un grain à un autre, nous supposerons que tous les grains ont la même charge $q_d = -eZ_d$, Z_d étant le nombre de charges résidant sur la surface du grain. Tous les grains de poussière sont supposés être des sphères de rayon r_d et avoir la même masse m_d . A l'échelle temporelle caractéristique de la dynamique des grains de poussière, les ions sont supposés en équilibre thermodynamique local et leur densité obéissant à la distribution de Maxwell-Boltzmann

$$n_i(\phi) = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right) \quad (2.1)$$

L'indice $j = e, i, d$ désigne, respectivement, les électrons, les ions et les grains de poussière. ϕ représente le potentiel électrostatique, $q_{j=i,e} = \pm e$ la charge électrique et T_j la température des particules d'espèce j . L'indice "0" désigne des quantités à l'équilibre ($\phi = 0$). De plus, nous supposons que les grains de poussière forment un faisceau de particules froides, toutes les particules ayant la même vitesse en une position donnée. Leur fonction de distribution des vitesses est alors donnée par[60]

$$f_d(x, v_d) = n_{d0} v_{d0} \frac{\delta(v_d - \tilde{v}_d)}{\tilde{v}_d} \quad (2.2)$$

où

$$\tilde{v}_d = v_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\Phi q_d d\Phi \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

représente la vitesse perturbée du grain. En intégrant la fonction de distribution (2.2) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons

$$n_d(x) = n_{d0} \frac{v_{d0}}{\tilde{v}_d} = n_{d0} \left(1 - \frac{2}{m_d v_{d0}^2} \int_0^\Phi q_d d\Phi \right)^{-1/2} \quad (2.4)$$

Pour modéliser la distribution des électrons rapides et suprathérmiques, nous nous référons à la fonction de distribution des vitesses électroniques tridimensionnelle suivante[61]

$$\begin{aligned} f_e(v_e) &= f_e(v_x, v_y, v_z) \\ &= \frac{n_{e0}}{\pi^{3/2} \theta_{the}^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left(1 + \frac{v_e^2}{\kappa \theta_{the}^2} - \frac{2e\phi}{\kappa m_e \theta_{the}^2} \right)^{-1-\kappa} \end{aligned} \quad (2.5)$$

L'indice spectral $\kappa > 3/2$ confère à la queue suprathérmique de la distribution sa forme principale. La quantité Γ représente la fonction gamma standard et θ_{the} est donnée par

$$\theta_{the} = \left(\frac{\kappa - 3/2}{\kappa/2} \frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Après intégration de la fonction de distribution (2.5) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des électrons suprathérmiques sera donnée par

$$n_e(\phi) = n_{e0} \left(1 - \frac{e\phi}{m_e \theta_{the}^2} \right)^{-\kappa+1/2} \quad (2.7)$$

Le potentiel électrostatique Φ , la variable d'espace X , la charge du grain de poussière Q_d et la densité N_d sont normalisées, respectivement, par T_e/e , $\lambda_D = (T_e/4\pi e^2 n_{e0})^{1/2}$, $r_d T_e/e$ et n_{d0} . A l'équilibre, la condition de neutralité de la charge électrique s'écrit sous la forme $f = n_{i0}/n_{e0} = 1 + n_{d0} Z_{d0}/n_{e0}$. L'équation de Poisson normalisée peut alors s'écrire sous la forme

$$\frac{d^2 \Phi}{dX^2} = N_e - f N_i + (f - 1) \frac{Q_d}{Q_{d0}} N_d \quad (2.8)$$

Les densités numériques des particules peuvent être réécrites sous la forme

$$N_e = \frac{n_e}{n_{e0}} = \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa+1/2} \quad (2.9)$$

$$N_i = \frac{n_i}{n_{i0}} = \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma} \right) \quad (2.10)$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = [1 - \gamma \chi]^{-1/2} \quad (2.11)$$

où

$$\chi = \int_0^{\Phi} Q_d d\Phi \quad (2.12)$$

représente l'énergie potentielle électrostatique d'un grain de poussière à charge variable, avec $\sigma = T_i/T_e$, $f = n_{i0}/n_{e0}$ et $\gamma = 2r_d T_e^2 / (e^2 m_d v_{d0}^2)$.

2.3 Equation de charge du grain de poussière

Le grain de poussière est assimilé à une sonde électrostatique immergée dans un plasma (théorie standard de la sonde électrostatique) et sa charge provient de la collecte des électrons et des ions présents dans le plasma qui viennent se greffer sur la surface du grain. La charge du grain de poussière est déterminée de manière self-consistante par

$$\tilde{v}_d \frac{\partial q_d}{\partial x} = I_e + I_i \quad (2.13)$$

I_e et I_i représentent, respectivement, les courants de charge électronique et ionique et sont obtenus en moyennant la section efficace de collision $\sigma_j = \pi r_d^2 (1 - 2q_j q_d / r_d m_j v_j^2)$ sur la fonction de distribution des vitesses des particules[1],[62]. Nous obtenons alors

$$I_i = \pi r_d^2 e n_{i0} \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{Q_d}{\sigma} \right) \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma} \right) \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned}
 I_e = & -\pi r_d^2 e n_{e0} \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left\{ \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa^4}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \right. \\
 & \left. \times \left(1 - \frac{Q_d}{\kappa - 3/2} - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{1-\kappa} \right\} \quad (2.15)
 \end{aligned}$$

Pour $\kappa \rightarrow \infty$, nous retrouvons l'expression, bien connue

$$I_e = -\pi r_d^2 e n_{e0} \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp(\Phi) \exp(Q_d) \quad (2.16)$$

du courant de charge électronique dans le cas d'électrons distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann[1]. En réarrangeant les termes de l'équation (2.13), nous obtenons l'équation de la charge du grain adimensionnelle suivante

$$\begin{aligned}
 \frac{dQ_d}{dX} = & KN_d \left\{ f \left(1 - \frac{Q_d}{\sigma} \right) \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma} \right) \right. \\
 & - \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma}} \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \\
 & \left. \times \left(1 - \frac{Q_d}{\kappa - 3/2} - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{1-\kappa} \right\} \quad (2.17)
 \end{aligned}$$

avec

$$K = \sqrt{\frac{2e^2 r_d^2 \sigma n_{e0}}{v_{d0}^2 m_i}} \quad (2.18)$$

et $\mu = m_e/m_i$. A l'équilibre ($\Phi = 0$, $Q_d = Q_{d0}$), l'équation (2.17) requiert

$$f = \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\sigma \mu \kappa^2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \frac{\sigma}{(\sigma - Q_{d0})(\kappa - 1)} \left(\frac{\kappa - 3/2 - Q_{d0}}{\kappa - 3/2} \right)^{1-\kappa} \quad (2.19)$$

Q_{d0} est la charge du grain de poussière à l'équilibre. La charge du grain de poussière devient alors une nouvelle variable dynamique couplée de manière self-consistante aux autres variables dynamiques du plasma telles la densité numérique des particules et le potentiel électrostatique. L'équation de la charge du grain $dq_d/dt = I_e + I_i$ peut être réécrite comme

$$\frac{\omega_{pd}}{\nu_{ch}} \frac{dq_d}{d(\omega_{pd} t)} = \frac{I_e + I_i}{\nu_{ch}} \quad (2.20)$$

ν_{ch} représente la fréquence de charge du grain et est donnée par

$$\begin{aligned}\nu_{ch} &= -\frac{e}{r_d T_e} \left[\frac{\partial(I_e + I_i)}{\partial Q_d} \right]_{\Phi=0, Q_d=Q_{d0}} \\ &= \left(\frac{8\pi r_d^2 \sigma^2 n_{i0}^2 e^4}{m_i T_i} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{f} \sqrt{\frac{1}{\mu\sigma(\kappa - 3/2)}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa\Gamma(\kappa - 1/2)} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - \frac{Q_d}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa} \right]\end{aligned}\quad (2.21)$$

La fréquence plasma du grain ω_{pd} est donnée par

$$\omega_{pd} = \left(\frac{4\pi n_{d0} q_{d0}^2}{m_d} \right)^{1/2} = \left(\frac{r_d^2 T_e^2 4\pi n_{d0} Q_{d0}^2}{e^2 m_d} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

Dans la théorie de la variation adiabatique de la charge du grain, le rapport ω_{pd}/ν_{ch} est très petit, i.e., $\omega_{pd}/\nu_{ch} \approx 0$, alors que dans la théorie de la variation non adiabatique de la charge du grain[25]-[26], le rapport ω_{pd}/ν_{ch} est petit mais fini, i.e., $\omega_{pd}/\nu_{ch} \neq 0$. A partir des équations (2.21) et (2.22), nous déduisons

$$\begin{aligned}\frac{\omega_{pd}}{\nu_{ch}} &= \left(\frac{T_i^3 m_i n_{d0} Q_{d0}^2}{\sigma^4 m_d n_{i0}^2 2e^6} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{f} \sqrt{\frac{1}{\mu\sigma(\kappa - 3/2)}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa\Gamma(\kappa - 1/2)} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - \frac{Q_d}{\kappa - 3/2} \right)^{-\kappa} \right]^{-1}\end{aligned}\quad (2.23)$$

2.4 Résultats numériques

Nous allons maintenant procéder à la présentation de nos résultats numériques. Le système d'équations (2.8), (2.12) et (2.17) est résolue numériquement en faisant appel à un schéma d'intégration numérique adéquat pour les problèmes hautement non linéaires dits problèmes raides. Les grains de poussière de densité volumique $\rho = 3\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ sont supposés immergés dans un plasma d'hydrogène. Pour amorcer le processus de l'intégration numérique, les conditions initiales suivantes $\Phi_0 = \Phi(\xi = 0) = 0$ et $E_0 = -(d\Phi/dX)(X = 0) = 10^{-10}$ ont été choisies.

2.4.1 Influence de la variation de la charge électrique du grain de poussière

Nous considérons d'abord le cas où la charge du grain de poussière reste constante et discutons plus tard le cas où la variation de la charge est incluse de manière self-consistante. Le

potentiel électrostatique, donné dans la figure 1, exhibe le profil d'un soliton localisé dans l'espace. Les paramètres suivants $Q_{d0} = -1.4$, $\sigma = 0.4$, $n_{i0} = 8 \cdot 10^{+12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 1.1 \text{ eV}$, $v_{d0} = 6 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $r_d = 2.9 \text{ }\mu\text{m}$ ont été choisis. La figure 1 montre que quand la charge du grain est variable, l'amplitude du pulse de la structure localisée augmente tandis que sa largeur se rétrécit. Par conséquent, la fluctuation de la charge rend la structure solitaire très pointue.

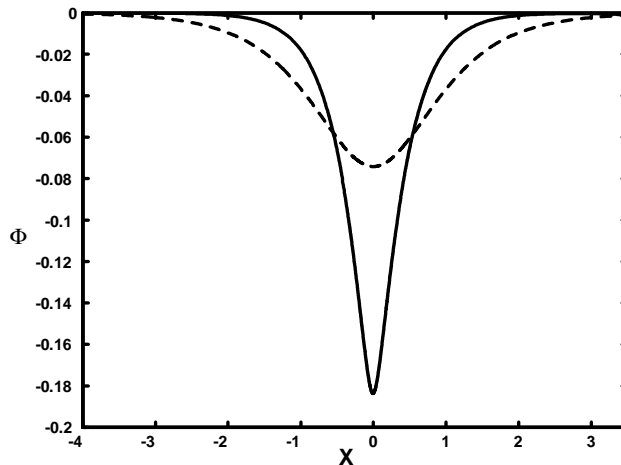


Figure 1: Potentiel électrostatique solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse dans le cas de la charge variable (trait plein) et constante (pointillés). Les paramètres choisis sont $Q_{d0} = -1.4$, $\sigma = 0.4$, $n_{i0} = 8 \cdot 10^{+12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 1.1 \text{ eV}$, $v_{d0} = 6 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, $r_d = 2.9 \text{ }\mu\text{m}$ et $\kappa = 4$. Les valeurs de f et K sont, respectivement, 3.77 et $2.35 \cdot 10^4$.

2.4.2 Variation adiabatique de la charge

Considérons maintenant la situation où $\omega_{pd}/\nu_{ch} \approx 0$. Le potentiel électrostatique Φ , tracé sur la figure 2, 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 (Fig. 3). Chaque pic de Φ correspond à une valeur nulle de $V(\Phi)$. Les paramètres suivants $Q_{d0} = -1.4$, $\sigma = 0.4$, $n_{i0} = 8 \cdot 10^{+12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 1.1 \text{ eV}$ et $r_d = 2.9 \text{ }\mu\text{m}$ ont été choisis de telle manière à ce que la condition $\omega_{pd}/\nu_{ch} \approx 0$ soit satisfaite. Nous avons tracé le potentiel Φ pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 2.2$ (trait plein, $\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.637 \cdot 10^{-5}$), $\kappa = 2.4$ (pointillés, $\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.622 \cdot 10^{-5}$) et $\kappa = 2.6$ (ligne discontinue, $\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.608 \cdot 10^{-5}$). Les résultats révèlent que les effets suprathermiques affectent de manière significative le profil de l'onde acoustique poussiéreuse à charge variable. Figure 4 indique qu'à mesure que le caractère suprathermique du plasma devient important (i.e, lorsque κ diminue), l'amplitude

du potentiel solitaire augmente alors que sa largeur diminue. On peut donc conclure que les solitons acoustiques poussiéreux peuvent devenir moins lisses à mesure que les électrons évoluent loin de leur équilibre thermodynamique. La charge du grain de poussière Q_d (Fig. 5) adopte le même profil localisé et reste négative. La figure 5 révèle qu'à mesure que l'indice spectral des électrons κ diminue, la charge négative nette portée par la surface du grain de poussière diminue (Q_d passe de -1.2 à -1.14 , lorsque κ varie de 2.6 à 2.2). Ayant à l'esprit que dans notre présent modèle de plasma, la variation de la charge du grain n'est due qu'au phénomène de collection des particules du plasma de base, nous pouvons donc conclure que la surface du grain collecte plus d'ions positifs ou moins d'électrons négatifs, à mesure que κ diminue. Les grains de poussière (Fig. 6) paraissent hautement localisés. Cette localisation (accumulation) causée par un équilibre des forces électrostatiques agissant sur les grains, est d'autant plus importante que les électrons dévient de leur équilibre thermodynamique (faibles valeurs de l'indice κ).

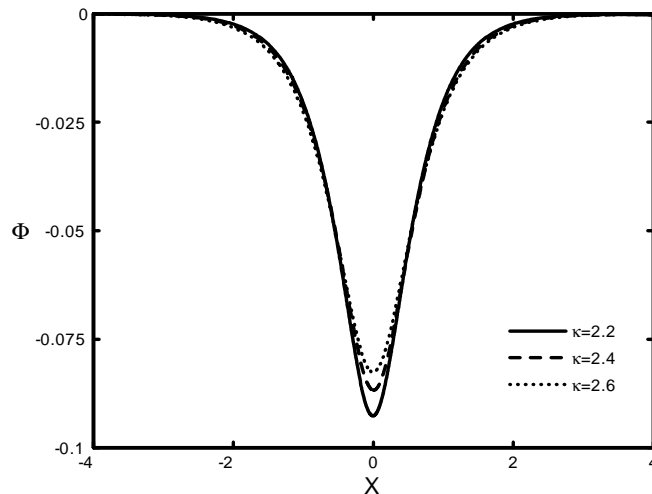


Figure 2: Potentiel électrostatique solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de $\kappa = 2.2$ ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.637 \cdot 10^{-5}$, $f = 3.4$, $K = 2.96 \cdot 10^{+4}$), 2.4 ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.622 \cdot 10^{-5}$, $f = 3.54$, $K = 2.91 \cdot 10^{+4}$) et 2.6 ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.608 \cdot 10^{-5}$, $f = 3.62$, $K = 2.87 \cdot 10^{+4}$), avec $Q_{d0} = -1.4$, $\sigma = 0.4$, $n_{i0} = 8 \cdot 10^{+12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 1.1 \text{ eV}$, $v_{d0} = 5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $r_d = 2.9 \text{ }\mu\text{m}$.

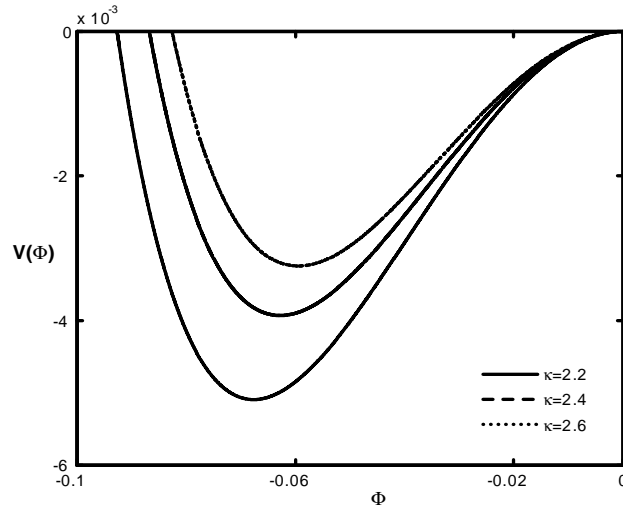


Figure 3: Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ associé au soliton de la figure 2.

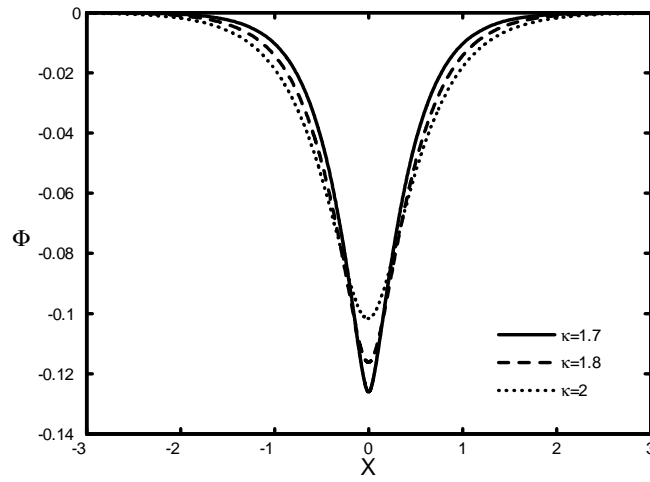


Figure 4: Potentiel électrostatique Φ solitaire associé à l'onde acoustique poussiéreuse pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 1.7, 1.8$ et 2 . Les autres paramètres choisis sont ceux de la figure 2.

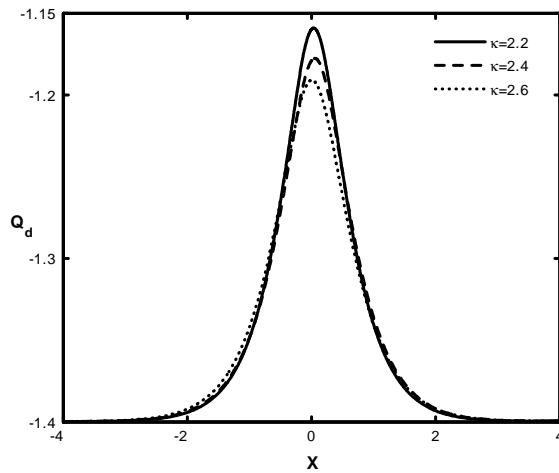


Figure 5: Profil spatial de la charge du grain de poussière Q_d pour différentes valeurs de κ . Les paramètres choisis sont ceux de la figure 2.

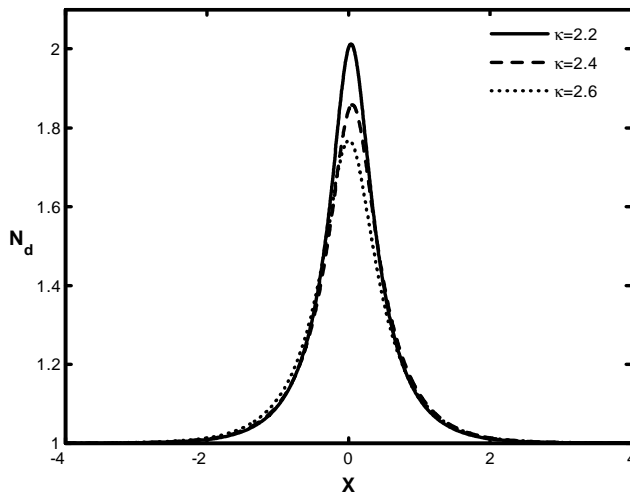


Figure 6: Profil spatial de la densité des grains de poussière N_d pour différentes valeurs de l'indice spectral κ . Les paramètres utilisés sont ceux de la figure 2.

2.4.3 Variation non adiabatique de la charge

Considérons maintenant le cas où le rapport ω_{pd}/ν_{ch} est petit mais fini. Les équations (2.8), (2.12) et (2.17) sont alors intégrées numériquement. Les paramètres suivants $Q_{d0} = -1.2$, $T_i = 0.8$ eV, $\sigma = 0.45$, $n_{i0} = 10^{+4}$ cm $^{-3}$, $v_{d0} = 3.2$ cm·s $^{-1}$ et $r_d = 2.5$ μ m ont été choisis de telle manière à ce que la condition $\omega_{pd}/\nu_{ch} \neq 0$ soit satisfaite. La figure 7 montre que sous certaines conditions, la variation de la charge du grain induit une atténuation

de l'onde non linéaire qui donne lieu au développement d'une onde de choc acoustique poussiéreuse[10]. C'est une onde de choc non collisionnelle dans la mesure où elle ne requiert ni amortissement Landau (collision onde-particule) ni viscosité (collision particule-particule) résultant de collisions entre les grains et le reste des particules[27]. En réalité, cette onde de choc est le résultat d'un équilibre entre les phénomènes non linéaires associés à notre plasma et la dissipation anormale de l'énergie induite par la fluctuation de la charge du grain de poussière. L'influence des électrons suprathermiques sur la structure de l'onde de choc est illustrée sur la figure 7. Nous avons tracé le potentiel Φ pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 2.2$ ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.160$), 2.3 ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.15$) et 2.4 ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.156$). 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 κ augmente (cas de dissipation anormale dominante). Nous avons alors mené une investigation numérique sur un large éventail des paramètres du plasma et noté que l'amortissement anormale est intimement lié à la valeur de la constante K [voir Eq.(2.18)] : les grandes valeurs de K favorisent le développement des structures cohérentes (solitons) alors que les plus petites d'entre elles sont associées à l'existence de structures dissipatives (ondes de choc).

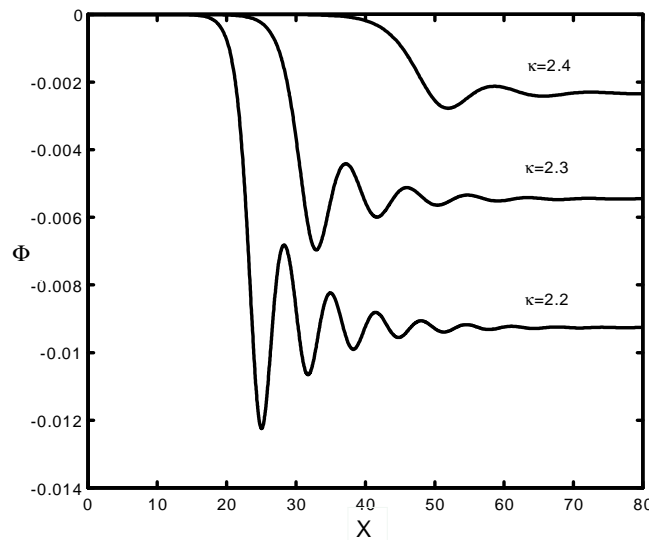


Figure 7: Onde de choc associée à l'onde acoustique poussiéreuse pour des différentes valeurs de $\kappa = 2.2$ ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.160$, $f = 4.44$, $K = 1.31$), 2.3 ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.158$, $f = 4.56$, $K = 1.29$) et $\kappa = 2.4$ ($\omega_{pd}/\nu_{ch} \sim 0.156$, $f = 4.65$, $K = 1.28$), pour $Q_{d0} = -1.2$, $T_i = 0.8$ eV, $\sigma = 0.45$, $n_{i0} = 10^{+4} \text{ cm}^{-3}$, $v_{d0} = 3.2 \text{ cm.s}^{-1}$ et $r_d = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$.

3

Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé

3.1 Présentation physique du problème

Les plasmas poussiéreux électronégatifs, i.e., des plasmas complexes contenant (en plus des électrons, des ions positifs et des grains de poussière) des ions négatifs, sont omniprésents aussi bien dans les plasmas astrophysiques [63]-[67] que dans les applications technologiques modernes[68]-[70]. Les phénomènes collectifs dans les plasmas poussiéreux électronégatifs ont fait l'objet d'un grand intérêt[71],[72]. Par ailleurs, la présence d'un champ magnétique rend le plasma poussiéreux anisotrope et altère les processus de charge du grain de poussière. Cependant, dans le cas d'un rayon de Larmor (rayon de giration des particules chargées autour de la ligne de champ magnétique) suffisamment grand par rapport au rayon du grain de poussière, l'effet de la courbure de la trajectoire d'un électron percutant la surface du grain peut être négligé de sorte que l'effet du champ magnétique sur les processus de charge ne soit pas très important[73],[74],[75]. Il est utile de rappeler que la seule théorie actuellement admise pour l'étude du phénomène de la fluctuation de la charge est celle dite théorie de la sonde électrostatique (OML Theory). Celle ci a été établie dans le cadre d'un plasma non magnétisé et les particules responsables de la charge du grain (les particules qui percutent le grain de poussière et collectées à sa surface) suivent des trajectoires rectilignes. Il est maintenant bien établi que la variation de la charge d'un grain de poussière constitue la source d'une dissipation de l'énergie, dite anormale car ne correspondant à aucun mécanisme de dissipation classique. Cette dissipation, conjuguée aux phénomènes non linéaires du plasma, peut donner naissance à une onde de choc[10],[12]. Par conséquent, nous nous

proposons, dans le présent chapitre, d'étudier les effets de la fluctuation de la charge et d'un champ magnétique faible sur l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe électronégatif.

3.2 Equations de base du modèle

Considérons un plasma poussiéreux non collisionnel, constitué d'électrons, d'ions positifs, d'ions négatifs et de grains de poussière à charge variable, de densités, respectivement, n_e , n_+ , n_- et n_d . Le plasma est immergé dans un faible champ magnétique externe \mathbf{B} constant, porté par le plan (x, z) et faisant un angle θ avec l'axe des x . La charge du grain de poussière est variable et fluctue au cours du temps. Le vecteur de propagation de l'onde est suivant l'axe des x et $\lambda = 2\pi/k$ représente la longueur d'onde. A l'équilibre ($\phi = 0$, $n_e = n_{e0}$, $n_+ = n_{+0}$, $n_- = n_{-0}$, $n_d = n_{d0}$ et $q_d = -Z_d e$), la condition de quasi-neutralité de la charge est donnée par

$$n_{e0} + Z_d n_{d0} + n_{-0} = n_{+0} \quad (3.1)$$

La longueur d'onde λ est supposée très petite devant le rayon de giration ρ_j de la particule d'espèce j , $\lambda \ll \rho_j = V_{tj}/\Omega_j$, où $V_{tj} = (T_j/m_j)^{1/2}$ et $\Omega_j = |q_j| B_0/m_j$ représentent, respectivement, la vitesse thermique et la fréquence de giration de la particule d'espèce j . Les électrons, les ions positifs et négatifs sont supposés distribués selon la loi de Maxwell-Boltzmann[75]-[78]

$$n_e = n_{e0} \exp(\Phi) \quad (3.2)$$

$$n_+ = n_{+0} \exp(-\Phi/\sigma_+) \quad (3.3)$$

$$n_- = n_{-0} \exp(\Phi/\sigma_-) \quad (3.4)$$

où $\sigma_+ = T_+/T_e$ et $\sigma_- = T_-/T_e$. $T_{j=e,+,-}$ représente la température des particules d'espèce j et $\Phi = e\phi/T_e$ le potentiel électrostatique adimensionnel. L'indice "0" désigne des quantités à l'équilibre. Le champ magnétique extérieur et la vitesse fluide des grains de poussière sont donnés, respectivement, par $\mathbf{B} = B_0 \cos \theta \mathbf{x} + B_0 \sin \theta \mathbf{z}$ et $\mathbf{V}_d = V_{dx} \mathbf{x} + V_{dy} \mathbf{y} + V_{dz} \mathbf{z}$. Les ondes acoustiques poussiéreuses de faible vitesse de phase v_p , associées à un tel modèle de plasma, sont alors décrites par les équations fluides suivantes

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_{dx})}{\partial X} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial V_{dx}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dx}}{\partial X} = -\frac{\sigma_d}{\alpha_d} \gamma_d N_d^{\gamma_d-2} \frac{\partial N_d}{\partial X} + (Q_d - 1) \left[\omega_{cd} V_{dy} \sin \theta - \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial V_{dy}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dy}}{\partial X} = (Q_d - 1)\omega_{cd}(V_{dz} \cos \theta - V_{dx} \sin \theta) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial V_{dz}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dz}}{\partial X} = -(Q_d - 1)\omega_{cd}V_{dy} \cos \theta \quad (3.8)$$

$$\gamma \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = \delta_- \exp\left(\frac{\Phi}{\sigma_-}\right) + \delta_+ \exp\left(-\frac{\Phi}{\sigma_+}\right) - (Q_d - 1) \Delta N_d \quad (3.9)$$

La densité N_d , la vitesse fluide V_d , le potentiel électrostatique Φ , le temps T et la variable d'espace X sont normalisées respectivement par n_{d0} , $(Z_d T_e \alpha_d / m_d)^{1/2}$, T_e / e , $(\epsilon_0 m_d / Z_d^2 e^2 n_{d0})^{1/2}$, $(\epsilon_0 T_e / e^2 \gamma n_{+0})^{1/2}$. $Q_d = \delta q_d / Z_d e$ représente la variation de la charge du grain de poussière normalisée par $Z_d e$. De plus, $\Delta = 1 - \delta_+ - \delta_-$, $\delta_+ = n_{e0} / n_{+0}$, $\delta_- = n_{-0} / n_{+0}$, $\alpha_d = Z_d n_{d0} / \gamma n_{+0}$, $\gamma = \delta_+ + 1 / \sigma_+ + \delta_- / \sigma_-$, et γ_d désigne l'indice adiabatique, et $\omega_{cd} = \Omega_d / \omega_{pd}$ avec $\Omega_d = Z_d e B_0 / m_d$.

3.2.1 Calcul des courants

Le grain de poussière est assimilé à une sonde immergée dans un plasma (la théorie standard de la sonde électrostatique). Sa charge provient de la collecte des électrons et des ions présents dans le plasma qui viennent alors se greffer sur la surface du grain. La charge du grain de poussière est donnée par l'équation d'évolution suivante

$$\frac{dq_d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_d \cdot \nabla \right) q_d = \sum_{j=+, -, e} I_j \quad (3.10)$$

Le processus de charge dépend de la section efficace $\sigma_j^d = \pi r_d^2 (1 - 2q_j \Phi_d / m_j v_j^2)$ où $\Phi_d = q_d / 4\pi \epsilon_0 r_d = q_d / C$ et C représente la capacitance du grain. En supposant que les vitesses de dérive des électrons et des ions sont plus petites que leurs vitesses thermiques respectives et $r_d \ll \rho_{e,i}$, les courants de charge électronique et ionique peuvent être modélisés par leurs analogues du cas non magnétisé. Les courants de charge électronique I_e et ioniques I_- , I_+ sont alors définis par les deux expressions suivantes

$$I_j = -e \int_{v_{\min}}^{\infty} v_j \sigma_j^d f(v_j) d^3 v_j \quad \text{pour } q_j \phi_d > 0 \quad (3.11)$$

$$I_j = e \int_0^{\infty} v_j \sigma_j^d f(v_j) d^3 v_j \quad \text{pour } q_j \phi_d < 0 \quad (3.12)$$

où $j = e, -, +$ représente les particules d'espèce j , $v_{\min} = (-2eq_d / m_j r_d)^{1/2}$ la vitesse minimale que devra acquérir une particule chargée d'espèce j pour pouvoir parvenir jusqu'à

la surface du grain et $f(v_j)$ la fonction de distribution des vitesses des particules d'espèce j . Les vitesses des électrons et des ions (positifs et négatifs) sont supposés distribuées selon la loi de Maxwell-Boltzmann

$$f(v_j) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi K_B T_j} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j v_j^2}{2K_B T_j} \right) \quad (3.13)$$

En effectuant les intégrales précédentes en coordonnées sphériques, nous obtenons les expressions des courants de charge suivantes

$$I_e = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp \left(\frac{e\phi_d}{r_d T_e} \right) \quad (3.14)$$

$$I_- = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_-}{\pi m_-} \right)^{1/2} n_- \exp \left(\frac{e\phi_d}{T_-} \right) \quad (3.15)$$

$$I_+ = \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_+}{\pi m_+} \right)^{1/2} n_+ \left(1 - \frac{e\phi_d}{T_+} \right) \quad (3.16)$$

Dans le système des variables adimensionnelles, ces expressions deviennent

$$I_e = -J_e \exp[\Phi + Z(Q_d - 1)] \quad (3.17)$$

$$I_- = -J_- \exp \left[\frac{\Phi + Z(Q_d - 1)}{\sigma_-} \right] \quad (3.18)$$

$$I_+ = J_+ \left[1 - \frac{Z(Q_d - 1)}{\sigma_+} \right] \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma_+} \right) \quad (3.19)$$

où $J_j = \pi r_d^2 e n_{j0} (8T_j/\pi m_j)^{1/2}$, m_j désigne la masse de la particule d'espèce j , T_j sa température, $C \simeq r_d$ la capacitance du grain de poussière supposé de forme sphérique, $Z = Z_d e^2 / r_d T_e$ et $Q_d - 1 = q_d / Z_d e$. Notons que la charge d'un grain est écrite sous la forme $q_d = q_d^{eq} + \delta q_d = -Z_d e + \delta q_d$, où δq_d est la partie fluctuante de la charge du grain de poussière. L'équation d'évolution de la charge ($dq_d/dt = \sum I_j$, $j = e, +, -$), sous sa forme normalisée, est alors donnée par

$$\omega_{ch} \frac{dQ_d}{dT} = \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{1 + \sigma_+ + \gamma_2^-} \left[\left(1 - \frac{ZQ_d}{Z + \sigma_+} \right) \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma_+} \right) - A_+ \exp(\Phi + ZQ_d) - A_- \exp \left(\frac{\Phi + ZQ_d}{\sigma_-} \right) \right] \quad (3.20)$$

où

$$\omega_{ch} = \omega_{pd} / \nu_{ch} \quad \text{et} \quad \omega_{pd} = \sqrt{\frac{Z_d^2 e^2 n_{d0}}{\varepsilon_0 m_d}}$$

$$\nu_{ch} = \frac{r_d}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_{p+}^2}{V_{t+}} \left(\frac{(Z + \sigma_+)(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)}{Z\sigma_+ \beta_{ch}} \right)$$

$$\beta_{ch} = \frac{(Z + \sigma_+)(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)}{Z\sigma_+(1 + Z + \sigma_+ + \gamma_1^-)} \quad (3.21)$$

$$\gamma_1^- = \frac{(Z + \sigma_+)(1 + \sigma_-)}{\sigma_-} A_-, \quad \gamma_2^- = \frac{\sigma_+(1 - \sigma_-)}{\sigma_-} A_-$$

$$A_- = \frac{\delta_- \exp(-Z/\sigma_-)}{(Z + \sigma_+)} \sqrt{\frac{\sigma_+\sigma_-}{m_-}}, \quad A_+ = \frac{\delta_+ \exp(-Z)}{(Z + \sigma_+)} \sqrt{\frac{\sigma_+m_+}{m_e}}$$

Notons qu'à l'équilibre ($I_{e0} + I_{+0} + I_{-0} = 0$), nous avons $A_+ + A_- = 1$.

3.2.2 Analyse faiblement non linéaire

Pour étudier l'onde acoustique poussiéreuse faiblement non linéaire (d'amplitude petite mais finie), nous utilisons la technique de la perturbation réductive en introduisant les changements de variable suivants $\xi = \varepsilon(X - V_{ph}T)$, $\tau = \varepsilon^2 T$, où V_{ph} est la vitesse de phase normalisée de l'onde acoustique poussiéreuse linéaire et ε un petit paramètre mesurant la faiblesse de l'amplitude ou de la dispersion de l'onde. Les variables dynamiques sont développées en séries de puissances de ε autour de leurs valeurs d'équilibre

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (3.22)$$

$$V_{dx} = V_0 + \varepsilon V_{dx}^{(1)} + \varepsilon^2 V_{dx}^{(2)} + \dots \quad (3.23)$$

$$V_{dy} = \varepsilon^{3/2} V_{dy}^{(1)} + \varepsilon^{5/2} V_{dy}^{(2)} + \dots \quad (3.24)$$

$$V_{dz} = \varepsilon V_{dz}^{(1)} + \varepsilon^2 V_{dz}^{(2)} + \dots \quad (3.25)$$

$$\Phi = \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (3.26)$$

$$Q_d = \varepsilon Q_d^{(1)} + \varepsilon^2 Q_d^{(2)} + \dots \quad (3.27)$$

A l'ordre le plus petit en ε les équations (3.5)- (3.9) et (3.20) donnent

$$V_{dx}^{(1)} = -\Lambda N_d^{(1)} \quad (3.28)$$

$$V_{dy}^{(1)} = -\frac{\Lambda^2 \sin \theta \sec^2 \theta}{\omega_{cd}} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \quad (3.29)$$

$$V_{dz}^{(1)} = \tan \theta V_{dx}^{(1)} \quad (3.30)$$

$$Q_d^{(1)} = \left(1 - \Lambda^2 \sec^2 \theta + \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (3.31)$$

$$\Phi^{(1)} = -\alpha_d \left(\Lambda^2 \sec^2 \theta - \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (3.32)$$

où $\Lambda = V_{ph} - V_0$. A partir des équations (3.28)-(3.32), nous déduisons

$$\Lambda = \cos \theta \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{1 + \alpha_d \beta_{ch}} \right)^{1/2} \quad (3.33)$$

Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial(N_d^{(1)} V_{dx}^{(1)})}{\partial \xi} = - \frac{\partial(\Lambda N_d^{(2)} + V_{dx}^{(2)})}{\partial \xi} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \xi} &= - \frac{1}{\alpha_d} \left(Q_d^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_d (\gamma_d - 2) \sigma_d N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \right) \\ &\quad - \Lambda \frac{\partial V_{dx}^{(2)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \sin \theta \\ &\quad + \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial(\Phi^{(2)} - \gamma_d \sigma_d N_d^{(2)})}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\Lambda \frac{\partial V_{dy}^{(1)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} Q_d^{(1)} (V_{dx}^{(1)} \sin \theta - V_{dz}^{(1)} \cos \theta) = \omega_{cd} (V_{dx}^{(2)} \sin \theta - V_{dz}^{(2)} \cos \theta) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \xi} = - \Lambda \frac{\partial V_{dz}^{(2)}}{\partial \xi} - \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \cos \theta \quad (3.37)$$

$$\Phi^{(2)} + \frac{1}{2\gamma} \left(\delta_+ + \frac{\delta_-}{\sigma_-^2} - \frac{1}{\sigma_+^2} \right) \Phi^{(1)2} - \alpha_d (Q_d^{(2)} - N_d^{(2)} + Q_d^{(1)} N_d^{(1)}) = 0 \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} \beta_{ch} \Phi^{(2)} + \Lambda \omega_{ch} \frac{\partial Q_d^{(1)}}{\partial \xi} + Q_d^{(2)} &= \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{2(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \left[Z^2 (1 + B_-) Q_d^{(1)2} - \frac{1 - \sigma_+^2 (1 + B_-)}{\sigma_+^2} \Phi^{(1)2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2Z(1 - \sigma_+(Z + \sigma_+)(1 + B_-))}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} Q_d^{(1)} \Phi^{(1)} \right] \end{aligned} \quad (3.39)$$

à partir desquelles nous établissons l'équation de type Korteweg- de Vries- Burger (KdVB) suivante

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - \alpha N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial^3 N_d^{(1)}}{\partial \xi^3} = \mu_{ch} \frac{\partial^2 N_d^{(1)}}{\partial \xi^2} \quad (3.40)$$

α , β et μ_{ch} (terme de Burger) traduisent, respectivement, la non linéarité, la dispersion et la dissipation et sont donnés par

$$\alpha = \frac{\cos \theta}{2\Lambda} \left[\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} (\gamma_d + 1) + \frac{1}{(1 + \alpha_d \beta_{ch})^2} \left(\frac{3\gamma + \delta_+ + \frac{\delta_-}{\sigma_-^2} - \frac{1}{\sigma_+^2}}{\gamma} + \frac{\sigma_+ \alpha_d^2 \beta_{ch} C}{(1 + \alpha_d \beta_{ch})(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \right) \right] \quad (3.41)$$

$$C = (1 + B_-)(Z\beta_{ch} - 1)^2 + \frac{2Z\beta_{ch}}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} - \frac{1}{\sigma_+^2} \quad (3.42)$$

$$\beta = \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{2\omega_{cd}^2} \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{(1 + \alpha_d \beta_{ch})} \right)^{3/2} \quad (3.43)$$

$$\mu_{ch} = \frac{\alpha_d \beta_{ch} \omega_{ch} \cos^2 \theta}{2(1 + \alpha_d \beta_{ch})^2} = \frac{\alpha_d \beta_{ch} \cos^2 \theta}{2(1 + \alpha_d \beta_{ch})^2} \left(\frac{\omega_{pd}}{\nu_{ch}} \right) \quad (3.44)$$

où $B_- = (1 - \sigma_-^2)A_-/\sigma_-^2$ et $\omega_{cd} = \Omega_d/\omega_{pd}$. L'expression de α indique que le coefficient de la non linéarité est proportionnel à la courbure due au champ magnétique. Le terme dispersif β est proportionnel à la courbure due au champ magnétique et inversement proportionnel à l'amplitude de ce dernier. Le terme dissipatif est du au phénomène de la fluctuation de la charge du grain de poussière. Dans le cas d'une propagation parallèle au champ magnétique ($\theta = 0^\circ$), le terme dispersif β s'annule et la dynamique non linéaire de l'onde acoustique poussiéreuse est alors gouvernée par l'équation, dite de Burger, suivante

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - \alpha N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} = \mu_{ch} \frac{\partial^2 N_d^{(1)}}{\partial \xi^2} \quad (3.45)$$

Le terme dissipatif μ_{ch} qui est proportionnel à $\omega_{ch} = \omega_{pd}/\nu_{ch}$ (où ω_{pd} et ν_{ch} représentent, respectivement, la fréquence plasma du grain et la fréquence du phénomène de charge) s'annule dans le cas où $\Delta = 1 - \delta_+ - \delta_- = Z_d n_{d0}/n_{+0} = 0$ (absence de la fluctuation de la charge du grain). Par conséquent, le terme de Burger peut être responsable de la génération d'une onde de choc. Le terme de Burger est aussi proportionnel à la direction du champ magnétique à travers le terme $\cos^2 \theta$. Il est intéressant de noter que pour une variation adiabatique de la charge du grain [12],[77],[79] $\omega_{ch} \approx 0$ (pour un plasma poussiéreux typique de laboratoire, fréquence d'oscillation $\omega_{pd} \approx 10^2 \text{s}^{-1}$ et fréquence de charge $\nu_{ch} \approx 10^8 \text{s}^{-1}$ [5], nous avons $\omega_{ch} \approx 10^{-6} \approx 0$), le phénomène de la fluctuation de la charge ne joue aucun rôle dissipatif. Dans ce cas, le terme de Burger μ_{ch} s'annule et la dynamique non linéaire de

l'onde acoustique poussiéreuse est gouvernée par une équation de type Korteweg- de Vries (K- dV) qui admet pour solution, une onde solitaire.

3.2.3 Solution en onde de choc

Il est bien connu que l'équation KdV- Burger décrit l'évolution du profil d'une onde de choc. Le critère de formation de cette onde de choc est que le coefficient du terme de Burger μ_{ch} doit être positif ($\mu_{ch} > 0$), sinon il ne serait pas possible d'obtenir une solution stable. Une solution particulière de l'équation (3.40) est donnée par[81]

$$N_d^{(1)}(\xi, \tau) = -\frac{3\mu_{ch}^2}{25\alpha\beta} \left[1 + \tanh \frac{\mu_{ch}}{10\beta} \left(\frac{6\mu_{ch}^2}{25\beta}\tau - \xi \right) \right]^2 \quad (3.46)$$

Dans le cas d'une propagation parallèle ($\theta = 0^\circ$) et en procédant au changement de variable suivant

$$\eta = V_f\tau + \xi = \frac{\varepsilon[c_d(\varepsilon V_f - V_{ph})t + x]}{\lambda_D} \quad (3.47)$$

l'équation de Burger (3.45) admet comme solution analytique

$$N_d^{(1)}(\xi, \tau) = N \left[1 + \tanh\left(\frac{\eta}{L_w}\right) \right] \quad (3.48)$$

Celle ci est sujette aux conditions aux limites suivantes $N_d^{(1)}$, $dN_d^{(1)}/d\eta \rightarrow 0$ quand $\eta \rightarrow -\infty$, et représente une onde de choc à profil monotone d'amplitude $N = V_f/\alpha$, de largeur $L_w = 2\mu_{ch}/V_f$ et de vitesse V_f . Pour une variation de charge nulle ($\mu_{ch} = 0$), cas de dissipation nulle, l'équation (3.40) devient équation de Korteweg- de Vries

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - \alpha N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial^3 N_d^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (3.49)$$

et admet comme solution solitaire

$$N_d^{(1)}(\xi, \tau) = N \operatorname{sech}^2(\eta/\Delta) \quad (3.50)$$

où $N = 3V_f/\alpha$ et $\Delta = \sqrt{4\beta/V_f}$ représentent, respectivement, l'amplitude et la largeur du soliton. Par ailleurs et moyennant le changement de variable suivant $\eta = V_f\tau + \xi$, l'équation (3.40) peut être réécrite sous la forme

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} = \left(\frac{V_f}{\beta}\right)\psi - \left(\frac{\alpha}{2\beta}\right)\psi^2 - \left(\frac{\mu_{ch}}{\beta}\right)\frac{d\psi}{d\eta} \quad (3.51)$$

où la nouvelle variable $\psi = N_d^{(1)}$ a été utilisée pour des raisons évidentes d'écriture. Cette dernière équation (3.51), par analogie, décrit l'équation d'un oscillateur anharmonique où ψ joue le rôle de la coordonnée généralisée et η celui du temps. Dans le plan $(\psi, d\psi/d\eta)$, celle-ci admet deux points singuliers, à savoir, $(0,0)$ et $(2V_f/\alpha,0)$. Notons qu'en l'absence de dissipation ($\mu_{ch} = 0$) et pour les conditions aux limites suivantes $\psi(\eta = -\infty) = d\Psi/d\eta(\eta = -\infty) = 0$, la solution est à profil solitaire pour $V_0 = 0$. En présence d'une vitesse $V_0 \neq 0$, les conditions aux limites donnent naissance à des ondes périodiques autres que les solutions en onde solitaire. Nous définissons les quantités suivantes

$$V_a = V_0 - (V_{ph} - \varepsilon V_f) = \Lambda + \varepsilon V_f \quad (3.52)$$

où V_a est la vitesse de l'onde acoustique poussiéreuse. Le nombre de mach est alors défini par

$$M = \frac{V_a}{\Lambda} = 1 + \varepsilon \frac{V_f}{\Lambda} \text{ ou } V_f = \frac{\Lambda(M-1)}{\varepsilon} \quad (3.53)$$

3.3 Résultats numériques et discussion

Horanyi et Mendis[82]-[83] ont calculé les trajectoires des grains de poussière de taille micrométrique et submicrométrique susceptibles d'être libérés par les noyaux cométaires. Ils ont alors montré que les forces électromagnétiques associées au mouvement des grains jouent un rôle crucial dans la dynamique de ces derniers. Différentes observations spatiales (Giotto, Vega 1 et Vega 2) ont révélé que la comète de Halley contient des électrons, des grains de poussière sous forme de glace et des ions positifs et négatifs tels que (H^+, H^-) , (O^+, O^-) , (Si^+, Si^-) , (OH^+, OH^-) ...etc[63]. Pour les besoins de notre investigation numérique, nous considérons des grains de poussière de densité volumique $\rho = 9 \cdot 10^2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ immergés dans un plasma (H^+, H^-) . Les paramètres physiques inhérents à la comète de Halley (à environ 10^4 km du noyau) sont[63]-[67] $n_{+0} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$, $n_{d0} \sim 1 \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_+ \sim 100 \text{ eV}$, $m_+ = m_- \sim 1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, $B_0 \sim 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ Tesla}$, $r_d \sim 5 \mu\text{m}$ et $\gamma_d \sim 5/3$. Rappelons qu'à partir de l'équation d'équilibre des courants ($I_{e0} + I_{+0} + I_{-0} = 0$) et la condition de quasi-neutralité de la charge, il est possible de déduire le rapport de la densités des ions négatifs sur celle des ions positifs $\delta_- = n_{-0}/n_{+0}$, en fonction du paramètre adimensionnel Z . Nous obtenons

$$\delta_- = \frac{(1 - \Delta) \exp(-Z) - (Z + \sigma_+) \sqrt{\frac{m_e}{\sigma_+ m_+}}}{\exp(-Z) - \exp(-Z/\sigma_-) \sqrt{\frac{\sigma_- m_e}{m_-}}}, \Delta = ZP \quad (3.54)$$

où $P = 4\pi r_d n_{d0} L^2$ et $L = (\varepsilon_0 T_e / n_{+0} e^2)^{1/2}$ est une longueur caractéristique[78]. Pour le présent modèle, $P \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$. Avec ces paramètres et $\sigma_- = 1$, nous obtenons $V_{t+}(V_{t-}) \sim 9.8 \cdot 10^4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\Omega_+(\Omega_-) \sim 7.2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $V_{te} \sim 4.2 \cdot 10^6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\Omega_e \sim 1.3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\rho_+(\rho_-) \sim 1.4 \cdot 10^{-1} \text{ m}$ et $\rho_e \sim 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Les valeurs des rapports $r_d/\rho_e \sim 1.6 \cdot 10^{-3} \ll 1$ et $r_d/\rho_+ \sim 3.6 \cdot 10^{-5} \ll 1$ justifient l'utilisation des courants de charge relatifs au cas d'un plasma non magnétisé. De plus, l'équation (3.54) avec $\sigma_- = 1$ indique que pour $Z \sim 2.49$, nous obtenons $\delta_- \sim 0.013$ et $\omega_{ch}(= \omega_{pd}/\nu_{ch}) \sim 2.68$. Dans ce cas de figure, la charge du grain de poussière n'atteint pas instantanément sa valeur d'équilibre et peut donc jouer le rôle d'un mécanisme de dissipation. Il est intéressant de noter les variations du coefficient de dissipation ou terme de Burger μ_{ch} , en fonction du rapport de densités $\delta_- = n_{-0}/n_{+0}$ pour différentes valeurs du rapport de températures $\sigma_- = T_-/T_e$ et de l'angle θ que fait le champ magnétique \mathbf{B} avec l'axe des x (Fig.8). La figure 8 montre que μ_{ch} décroît à mesure que le rapport δ_- augmente. De plus, la dissipation augmente lorsque le rapport de températures augmente et diminue à mesure que l'angle θ devient important.

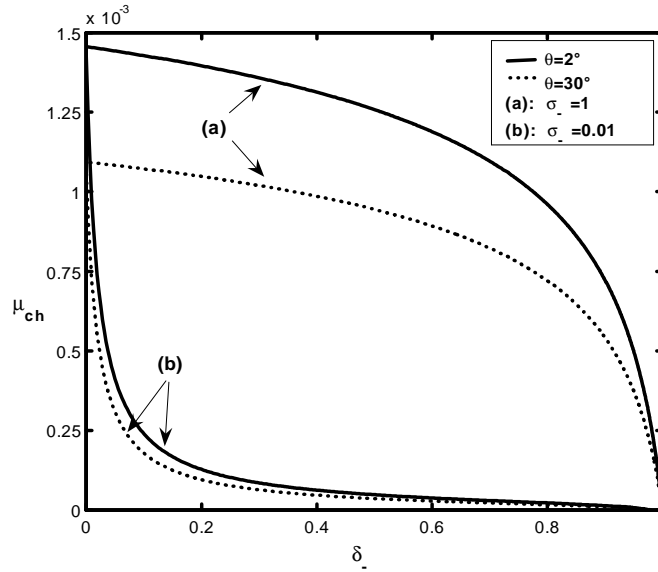


Figure 8: Coefficient de Burger μ_{ch} en fonction du rapport de densités δ_- pour deux valeurs différentes de l'angle θ , avec $r_d = 5\mu\text{m}$ et $Z = 2.49$.

L'équation (3.51) est alors résolue numériquement à l'aide de la méthode de Runge-Kutta et moyennant les conditions aux limites $\psi = d\psi/d\eta = 0$ à $\eta = -\infty$. Les résultats numériques sont tracés sur la figure 9 pour deux valeurs différentes de B_0 (notons qu'en vertu de $\omega_{cd} = q_d B_0 / m_d$, nous avons préféré porter sur la figure 9 les valeurs de $\omega_{cd} = 0.05$ et 0.09). La figure 9 indique que $N_d^{(1)}$ développe une structure dissipative ou onde de choc. Cette onde de choc est dite non collisionnelle dans la mesure où elle ne requiert

pas les mécanismes de dissipation classiques, à savoir, la collision particule-particule ou le phénomène d'amortissement de Landau (interaction onde-particule). Remarquons que lorsque B_0 augmente, le nombre d'oscillations du profil de l'onde de choc ainsi que son amplitude diminuent. Par conséquent, une augmentation du module du champ magnétique entraîne une dissipation anormale plus forte et plus significative. D'autre part, pour une propagation purement parallèle ($\theta = 0$), le profil de l'onde de choc est de nature monotone (voir figure 10). On parle alors d'une dissipation anormale dominante. En l'absence du phénomène de variation de la charge électrique des grains de poussière (dissipation nulle, $\mu_{ch} = 0$), l'équilibre entre la non linéarité et la dispersion donne naissance à une onde solitaire (Fig. 11) dont la largeur dépend sensiblement de B_0 . Une diminution de la valeur de B_0 entraîne une augmentation de la largeur du pulse solitaire.

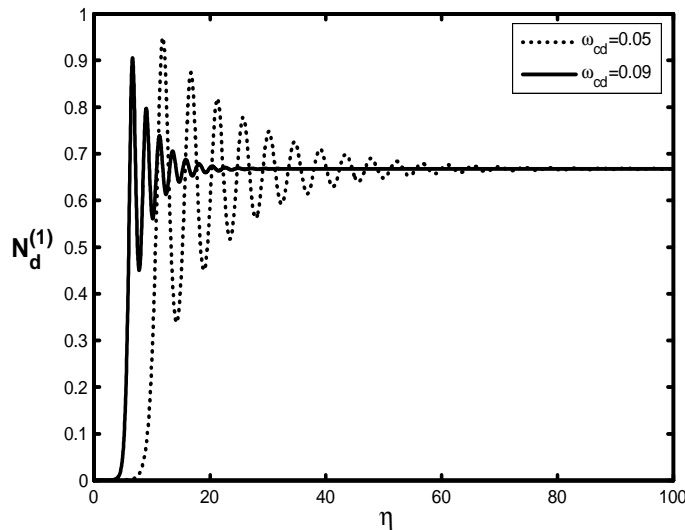


Figure 9: Solution en onde de choc de l'équation (3.51) en fonction de η pour deux valeurs différentes de $B_0 = 3.87 \cdot 10^{-3}\text{T}$ ($\omega_{cd} = 0.05$) et $7.5 \cdot 10^{-3}\text{T}$ ($\omega_{cd} = 0.09$), avec $\theta = 2^\circ$, $\sigma_- = 1$, $\delta_- = 0.013$, $M = 2$, $r_d = 5\mu\text{m}$, $Z = 2.49$ et $\omega_{ch} = 2.68$.

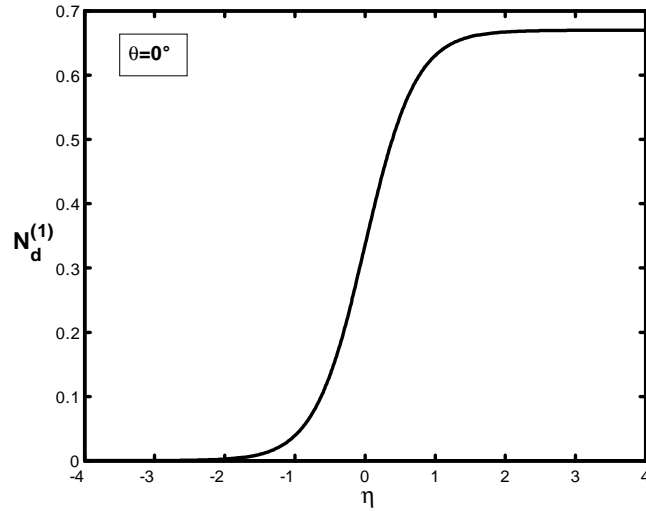


Figure 10: Onde de choc à caractère monotone, avec $\theta = 0^\circ$, $\sigma_- = 1$, $\delta_- = 0.011$, $r_d = 5\mu\text{m}$ et $Z = 2.49$.

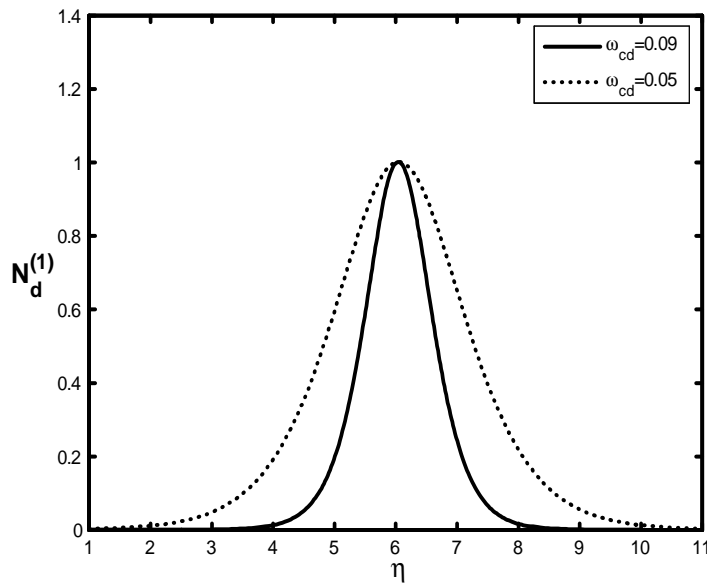


Figure 11: Onde solitaire dans le cas d'une dissipation nulle ($\mu_{ch} = 0$) pour deux valeurs différentes de B_0 , avec $Z = 2.49$, $n_{+0} = 2 \cdot 10^{12} \text{m}^{-3}$, $\delta_- = 0.018$, $\omega_{ch} = 2.68 \cdot 10^{-4}$ et $r_d = 5\mu\text{m}$.

3.4 Extension du modèle au cas d'un plasma complexe magnétisé contenant des ions positifs non thermiques

On se propose dans ce qui suit d'étendre l'analyse précédente au cas d'ions positifs non thermiques. Cette extension est motivée par le fait que la réponse des ions positifs, sous l'influence du potentiel non linéaire, peut être non Maxwellienne. Rappelons que les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire, à savoir, le milieu interplanétaire, les nuages interstellaires, la mésosphère et le magnétosphère terrestre[85]et[1],... etc. Par ailleurs, il a été démontré que la dynamique des grains de poussière introduit de nouveaux modes tels le mode acoustique poussiéreux (DA)[5], le mode de BGK (Bernstein, Greene et Kruskal),...etc[89]. Récemment, de nombreux travaux théoriques ont porté sur l'influence des ions non thermiques sur les propriétés de l'onde acoustique poussiéreuse[25]et[13]. Les populations de particules non thermiques et très énergétiques peuvent modifier de manière drastique les caractéristiques de la propagation des ondes dans les plasmas non collisionnels et leur présence a été confirmée par de nombreuses observations spatiales[93]-[96]. Ghosh *et al.*[25] ont analysé l'effet des ions non thermiques sur la propagation des ondes linéaires en incluant l'effet de la variation de la charge électrique des grains de poussière. Zhang et Xue[90] ont établi une équation de type Korteweg- de Vries- Burger (K- dVB) dans un plasma poussiéreux magnétisé contenant des ions non thermiques. El- Taibany et Sabry[80] ont étudié l'influence conjuguée des ions non thermiques et de la fluctuation de la charge du grain de poussière sur l'onde acoustique poussiéreuse non linéaire dans un plasma magnétisé. Zhang *et al.*[91] ont étudié l'instabilité de modulation de l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma poussiéreux magnétisé à charge variable en présence d'ions non thermiques à deux températures. El- Taibany et Kourakis[92] ont considéré l'effet combiné des ions non thermiques, de la fluctuation non adiabatique de la charge et de l'inhomogénéité du plasma sur l'onde acoustique poussiéreuse.

3.4.1 Equations de base du modèle

Considérons pour cela un plasma non collisionnel et magnétisé, constitué de grains de poussière négativement chargés, d'ions négatifs, d'ion positifs non thermiques et d'électrons. Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique, avoir une charge $q_d = -Z_d e$, un rayon r_d et une même masse m_d . Les densités des électrons et des ions négatifs, distribués

selon la loi de Maxwell- Boltzmann, sont données par

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (3.55)$$

$$n_- = n_{-0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_-}\right) \quad (3.56)$$

où ϕ représente le potentiel électrostatique et T_j la température des particules d'espèce j . A l'équilibre ($\phi = 0$), la condition de quasi- neutralité requiert $n_{e0} + Z_d n_{d0} + n_{-0} = n_{+0}$, où l'indice "0" désigne des quantités non perturbées. Les oscillations acoustiques poussiéreuses de faible vitesse de phase sont gouvernées par les équations fluides (continuité, mouvement, Poisson) adimensionnelles suivantes

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_{dx})}{\partial X} = 0 \quad (3.57)$$

$$\frac{\partial V_{dx}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dx}}{\partial X} = -\frac{\sigma_d}{\alpha_d} \gamma_d N_d^{\gamma_d-2} \frac{\partial N_d}{\partial X} + (Q_d - 1) \left[\omega_{cd} V_{dy} \sin \theta - \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right] \quad (3.58)$$

$$\frac{\partial V_{dy}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dy}}{\partial X} = (Q_d - 1) \omega_{cd} (V_{dz} \cos \theta - V_{dx} \sin \theta) \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial V_{dz}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dz}}{\partial X} = -(Q_d - 1) \omega_{cd} V_{dy} \cos \theta \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} \gamma \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} &= \delta_- \exp\left(\frac{\Phi}{\sigma_-}\right) + \delta_+ \exp \Phi - \exp\left(-\frac{\Phi}{\sigma_+}\right) \\ &\quad - (Q_d - 1) \Delta N_d - \Gamma \left(\frac{\Phi}{\sigma_+} + \frac{\Phi^2}{\sigma_+^2} \right) \exp\left(-\frac{\Phi}{\sigma_+}\right) \end{aligned} \quad (3.61)$$

N_d représente la densité des grains de poussière normalisée par n_{d0} , V_{dx}, V_{dy}, V_{dz} sont les composantes de la vitesse fluide du grain de poussière normalisées par la vitesse acoustique poussiéreuse $C_d = (Z_d T_e \alpha_d / m_d)^{1/2}$, Φ est le potentiel électrostatique normalisé par T_e / e et Q_d est normalisée par $Z_d e$. Le temps T et la variable d'espace X sont normalisés, respectivement, par $\omega_{pd}^{-1} = (m_d / 4\pi n_{d0} Z_d e^2)^{1/2}$ et $\lambda_{Dm} = (T_e / 4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$.

Pour la modélisation des ions rapides et non thermiques, nous nous référons à la fonction de distribution des vitesses ioniques tridimensionnelle suivante[97] (dite de Cairns)

$$\begin{aligned} F_+(v_x, v_y, v_z) &= \frac{n_{+0}}{(1+3a)} \left(\frac{1}{2\pi V_{t+}^2} \right)^{3/2} \left[1 + a \left(\frac{v_x^2}{V_{t+}^2} + 2 \frac{e\phi}{T_+} \right)^2 \right] \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2V_{t+}^2} - \frac{e\phi}{T_+} \right) \end{aligned} \quad (3.62)$$

Cette dernière est solution d'équilibre de l'équation non collisionnelle de Vlasov. a est un paramètre désignant la fraction d'ions positifs non thermiques présents dans notre modèle de plasma et $V_{t+} = \sqrt{T_+/m_+}$ représente la vitesse thermique ionique. En intégrant la distribution précédente sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons l'expression de la densité des ions non thermiques suivante

$$n_+ = \int F_+(v) d^3v = n_{+0} \left\{ 1 + \Gamma \left[\frac{e\phi}{T_+} + \left(\frac{e\phi}{T_+} \right)^2 \right] \right\} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_+}\right) \quad (3.63)$$

où

$$\Gamma = \frac{4a}{1+3a} \quad (3.64)$$

Les expressions des courants de charge dus aux électrons et aux ions négatifs sont données par

$$I_e = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{e0} \exp(\Phi + Z(Q_d - 1)) \quad (3.65)$$

$$I_- = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_-}{\pi m_-} \right)^{1/2} n_{-0} \exp\left[\frac{\Phi + Z(Q_d - 1)}{\sigma_-}\right] \quad (3.66)$$

En suivant la même démarche que dans les sections précédentes (section efficace et fonction de distribution (3.62)) nous établissons l'expression du courant de charge des ions positifs non thermiques suivante

$$\begin{aligned} I_+ &= \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_+}{\pi m_+} \right)^{1/2} \frac{n_{+0}}{(1+3a)} \\ &\left\{ 1 + \frac{24a}{5} + \frac{16a}{3} \frac{\Phi}{\sigma_+} + 4a \frac{\Phi^2}{\sigma_+^2} - \frac{Z(Q_d - 1)}{\sigma_+} \left(1 + \frac{8a}{5} + \frac{8a}{3} \frac{\Phi}{\sigma_+} + 4a \frac{\Phi^2}{\sigma_+^2} \right) \right\} \\ &\times \exp\left(\frac{-\Phi}{\sigma_+}\right) \end{aligned} \quad (3.67)$$

La fluctuation de la charge Q_d du grain de poussière est alors déterminée par l'équation adimensionnelle suivante

$$\begin{aligned} \omega_{ch} \frac{dQ_d}{dT} &= \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \left[\frac{1}{(1+3a)} \left\{ \left(1 - \frac{ZQ_d}{Z + \sigma_+} \right) \left(1 + \frac{8a}{5} + \frac{8a}{3} \frac{\Phi}{\sigma_+} + 4a \frac{\Phi^2}{\sigma_+^2} \right) \right. \right. \\ &+ \left. \frac{\sigma_+}{(Z + \sigma_+)} \left(\frac{16a}{5} + \frac{8a}{3} \frac{\Phi}{\sigma_+} \right) \right\} \exp\left(-\frac{\Phi}{\sigma_+}\right) - A_+ \exp(\Phi + ZQ_d) \\ &\left. - A_- \exp\left(\frac{\Phi + ZQ_d}{\sigma_-}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.68)$$

où

$$\begin{aligned}\omega_{ch} &= \frac{\omega_{pd}}{\nu_{ch}} \\ \nu_{ch} &= \frac{r_d}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_{p+}^2}{v_{t+}} \frac{Z + \sigma_+}{Z} \left[\frac{(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)}{\sigma_+ \beta_{ch}} + \left(\frac{a}{1 + 3a} \frac{7Z}{5(Z + \sigma_+)} \right) \right]\end{aligned}\quad (3.69)$$

A l'équilibre et en l'absence de toute perturbation ($\Phi = 0$), nous obtenons

$$A_+ = -A_- + \frac{1}{1 + 3a} \left(1 + \frac{8a}{5} + \frac{16a}{5} \frac{\sigma_+}{Z + \sigma_+} \right) \quad (3.70)$$

Cette dernière égalité nous permettra, lors de l'intégration numérique des équations, de tirer l'un des paramètres du plasma lorsque les autres sont préalablement définis.

3.4.2 Analyse faiblement non linéaire

En procédant de la même manière que précédemment (différentes étapes de la technique de la perturbation réductive exposée ci-dessus), les équations (3.57)- (3.61) et (3.68), à l'ordre le plus petit en ε , donnent

$$V_{dx}^{(1)} = -\Lambda N_d^{(1)} \quad (3.71)$$

$$V_{dz}^{(1)} = -\Lambda \tan \theta N_d^{(1)} \quad (3.72)$$

$$V_{dy}^{(1)} = -\frac{\Lambda^2 \sin \theta \sec^2 \theta}{\omega_{cd}} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \quad (3.73)$$

$$\Phi^{(1)} = -\alpha_d \left(\Lambda^2 \sec^2 \theta - \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (3.74)$$

$$Q_d^{(1)} = \alpha_d \beta_{ch} \left(\Lambda^2 \sec^2 \theta - \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (3.75)$$

où

$$\Lambda = V_{ph} - V_0 = \cos \theta \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}} \right)^{1/2} \quad (3.76)$$

Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_{dx}^{(1)})}{\partial \xi} = -\frac{\partial (\Lambda N_d^{(2)} + V_{dx}^{(2)})}{\partial \xi} \quad (3.77)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \xi} &= -\frac{1}{\alpha_d} \left(Q_d^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_d (\gamma_d - 2) \sigma_d N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \right) \\ &\quad - \Lambda \frac{\partial V_{dx}^{(2)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \sin \theta \\ &\quad + \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial (\Phi^{(2)} - \gamma_d \sigma_d N_d^{(2)})}{\partial \xi}\end{aligned}\quad (3.78)$$

$$\Lambda \frac{\partial V_{dy}^{(1)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} Q_d^{(1)} (V_{dx}^{(1)} \sin \theta - V_{dz}^{(1)} \cos \theta) = \omega_{cd} (V_{dx}^{(2)} \sin \theta - V_{dz}^{(2)} \cos \theta) \quad (3.79)$$

$$\frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \xi} = -\Lambda \frac{\partial V_{dz}^{(2)}}{\partial \xi} - \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \cos \theta \quad (3.80)$$

$$\Phi^{(2)} + \frac{1}{2(\gamma - \frac{\Gamma}{\sigma_+})} \left(\delta_+ + \frac{\delta_-}{\sigma_-^2} - \frac{1}{\sigma_+^2} \right) \Phi^{(1)^2} - \frac{\Delta}{(\gamma - \frac{\Gamma}{\sigma_+})} (Q_d^{(2)} - N_d^{(2)} + Q_d^{(1)} N_d^{(1)}) = 0 \quad (3.81)$$

$$\begin{aligned} \Lambda \omega_{ch} \frac{\partial Q_d^{(1)}}{\partial \xi} = & -\beta_{ch} \Phi^{(2)} - Q_d^{(2)} + \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{2(1 + \sigma_+ + \gamma_2)} \left[-(Z^2(1 + B_-)) Q_d^{(1)^2} \right. \\ & + \left(\frac{1 - \sigma_+^2(1 + B_-)}{\sigma_+^2} - K_1 \right) \Phi^{(1)^2} + \\ & \left. + \left(\frac{2Z(1 - \sigma_+(Z + \sigma_+)(1 + B_-))}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} - K_2 \right) Q_d^{(1)} \Phi^{(1)} \right] \end{aligned} \quad (3.82)$$

où

$$K_1 = \frac{a}{1 + 3a} \left(\frac{11}{15\sigma_+^2} + \frac{32}{15\sigma_+(Z + \sigma_+)} \right)$$

$$K_2 = \frac{a}{1 + 3a} \left(\frac{61Z}{15\sigma_+(Z + \sigma_+)} \right)$$

et

$$\begin{aligned} \gamma_1^- &= \frac{Z + \sigma_+}{Z} \left[ZA_+ + Z \frac{A_-}{\sigma_-} + \frac{1}{1 + 3a} \left(1 + \frac{8a}{5} \right) \frac{Z}{Z + \sigma_+} \right] - 1 - \sigma_+ - Z \\ \gamma_2^- &= \sigma_+ \left[A_+ + \frac{A_-}{\sigma_-} - \frac{1}{1 + 3a} \left(-\frac{1}{\sigma_+} + \frac{16a}{15\sigma_+} \left(\frac{1}{2} + \frac{\sigma_+}{Z + \sigma_+} \right) \right) \right] - 1 - \sigma_+ \\ B_- &= A_- \frac{(1 - \sigma_-^2)}{\sigma_-^2} + \frac{a}{1 + 3a} \left(-\frac{7}{5} + \frac{16}{5} \frac{\sigma_+}{Z + \sigma_+} \right) \end{aligned}$$

A partir des équations (3.77)- (3.82) et en utilisant les équations (3.71)- (3.75), nous établissons l'équation Korteweg-de Vries Burger (KdVB) suivante

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - \alpha N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial^3 N_d^{(1)}}{\partial \xi^3} = \mu_{ch} \frac{\partial^2 N_d^{(1)}}{\partial \xi^2} \quad (3.83)$$

Les coefficients de non linéarité α , de dispersion β ainsi que le terme de Burger (de dissipation) μ_{ch} sont donnés, respectivement, par

$$\alpha = \frac{\cos^2 \theta}{2\Lambda} \left\{ \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} (\gamma_d + 1) + \frac{3}{1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}} - \frac{1}{\left(1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}\right)^2} \right. \\ \left. \left(3\alpha_d \beta_{ch} + \frac{\alpha_d (\delta_+ + \frac{\delta_-}{\sigma_-^2} - \frac{1}{\sigma_+^2})}{\gamma \left(1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}\right)} + \frac{\sigma_+ \beta_{ch} \alpha_d^2 (C + K_3)}{(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-) \left(1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}\right)} \right) \right\} \quad (3.84)$$

$$\beta = \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{2\omega_{cd}^2} \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}} \right)^{3/2} \quad (3.85)$$

$$\mu_{ch} = \frac{\omega_{ch} \alpha_d \beta_{ch} \cos^2 \theta}{2 \left(1 + \alpha_d \beta_{ch} - \frac{\Gamma}{\gamma \sigma_+}\right)^2} \quad (3.86)$$

où

$$C = (1 + B_-)(Z\beta_{ch} - 1)^2 + \frac{2Z\beta_{ch}}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} - \frac{1}{\sigma_+^2} \quad (3.87)$$

$$K_3 = \frac{a}{1 + 3a} \left[\frac{11}{15\sigma_+^2} - \frac{2(16 - 61Z\beta_{ch})}{15\sigma_+(Z + \sigma_+)} \right] \quad (3.88)$$

La solution particulière de l'équation KdVB précédente est donnée par [81]

$$N_d^{(1)}(\xi, \tau) = -\frac{3\mu_{ch}^2}{25\alpha\beta} \left[1 + \tanh \frac{\mu_{ch}}{10\beta} \left(\frac{6\mu_{ch}^2}{25\beta} \tau - \xi \right) \right]^2 \quad (3.89)$$

En introduisant le changement de variable suivant, $\eta = \xi + V_f \tau$, l'équation (3.83) peut être réécrite (avec $\psi = N_d^{(1)}$) sous la forme

$$\frac{d^2 \psi}{d\eta^2} = \left(\frac{V_f}{\beta} \right) \psi - \left(\frac{\alpha}{2\beta} \right) \psi^2 - \left(\frac{\mu_{ch}}{\beta} \right) \frac{d\psi}{d\eta} \quad (3.90)$$

Cette équation ressemble à l'équation d'un oscillateur anharmonique où ψ joue le rôle de la coordonnée généralisée et η celui du temps. Avant de procéder à la présentation de nos résultats numériques, remarquons qu'à partir de l'équation des courants à l'équilibre et de la condition de la quasi-neutralité de la charge, il est possible de déduire l'expression du rapport de densités $\delta_- = n_{-0}/n_{+0}$ en fonction du paramètre adimensionnel Z et du paramètre non thermique a . Cette expression est donnée par

$$\delta_- = \frac{(1 - \Delta) \exp(-Z) - \frac{1}{1+3a} \left(\sigma_+ \left(1 + \frac{24a}{5} \right) + Z \left(1 + \frac{8a}{5} \right) \right) \sqrt{\frac{m_e}{\sigma_+ m_+}}}{\exp(-Z) - \exp(-Z/\sigma_-) \sqrt{\frac{\sigma_- m_e}{m_-}}}, \quad \Delta = ZP \quad (3.91)$$

où $P = 4\pi r_d n_{d0} L^2$ et $L = (\varepsilon_0 T_e / n_{+0} e^2)^{1/2}$ représente une longueur caractéristique de notre présent modèle de plasma. Dans ce qui suit, nous prendrons $P \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$ et les paramètres inhérents à la comète de Halley considérés précédemment, à savoir, des grains de poussière de densité volumique $\rho = 9 \cdot 10^2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ supposés immergés dans un plasma d'hydrogène, $n_{+0} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$, $n_{d0} \sim 1 \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_+ \sim 100 \text{ eV}$, $m_+ = m_- \sim 1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, $B_0 \sim 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ Tesla}$, $r_d \sim 5 \text{ }\mu\text{m}$ et $\gamma_d \sim 5/3$. La figure 12 représente les variations du terme dissipatif μ_{ch} en fonction du rapport de densités δ_- pour différentes valeurs du paramètre non thermique a . On peut remarquer (pour $\sigma_- = 1$) qu'à mesure que les ions positifs s'écartent de leur équilibre thermodynamique (la valeur de a augmente), le coefficient de Burger μ_{ch} devient de plus en plus important. Par conséquent, la non thermalité ionique favorise la dissipation anormale causée par la fluctuation de la charge électrique des grains de poussière. Le cas $\sigma_- = 0.01$ donne qualitativement les mêmes résultats mais avec un net décalage des valeurs de μ_{ch} vers des valeurs plus petites.

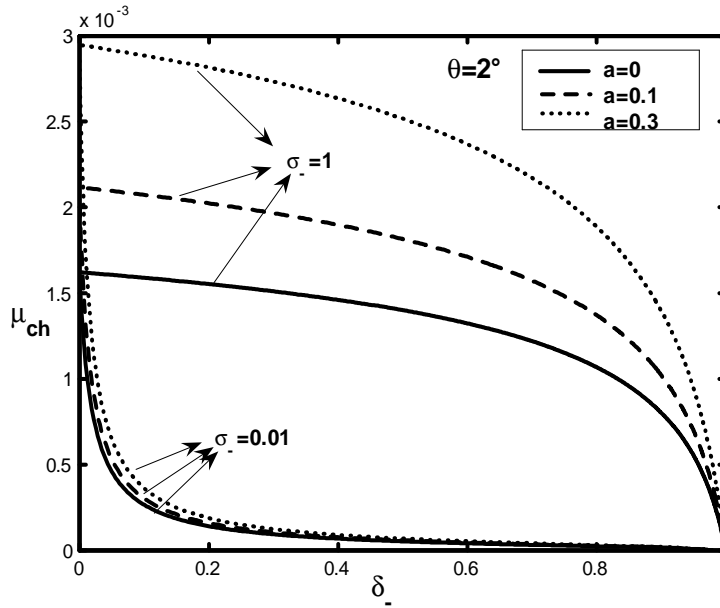


Figure 12: Coefficient de Burger μ_{ch} en fonction du rapport de densités δ_- pour différentes valeurs du paramètre non thermique $a = 0, 0.1$ et 0.3 .

Ce résultat est confirmé et étayé par l'intégration numérique de l'équation différentielle (3.90) à l'aide de la méthode de Runge- Kutta et moyennant les conditions aux limites $\psi = d\psi/d\eta = 0$ lorsque $\eta = -\infty$. La figure 13 montre qu'une augmentation du paramètre non thermique a donne lieu à une réduction du nombre d'oscillations et le profil de l'onde tend à devenir monotone. Nous avons alors décidé de voir dans quel mesure le champ magnétique peut- il affecter nos structures non linéaires dissipatives. Les résultats de notre

investigation ont alors révélé qu'une augmentation de l'angle θ (Fig. 14) ou une diminution du champ magnétique B_0 (Fig. 15) entraînent une augmentation de l'amplitude de l'onde du choc ainsi que du nombre d'oscillations, donnant ainsi lieu à une diminution de l'influence de la dissipation. Dans le cas d'une propagation parallèle ($\theta = 0^\circ$), la figure 16 montre qu'une augmentation du paramètre non thermique s'accompagne d'une légère diminution de l'amplitude du front de l'onde de choc. En l'absence de dissipation (Fig. 17), nos résultats indiquent qu'une augmentation du caractère non thermique du plasma entraîne une réduction de la largeur de la structure solitaire tandis que son amplitude reste inchangée.

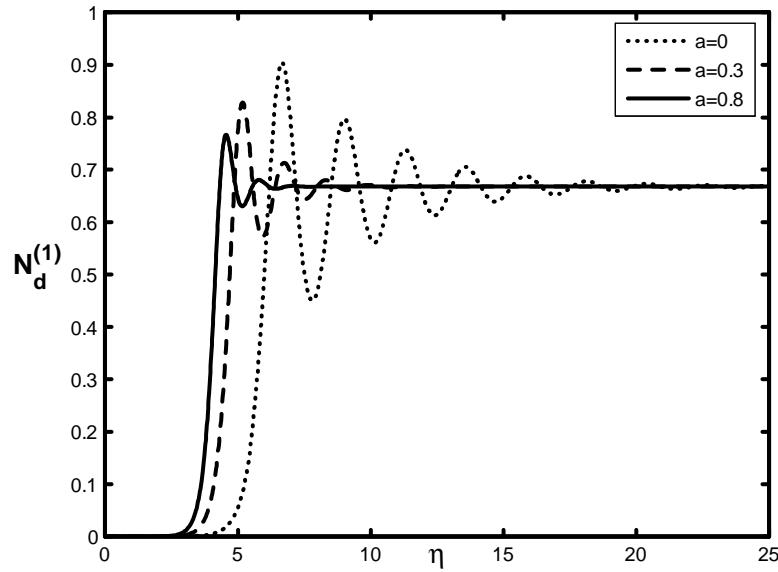


Figure 13: Onde de choc pour différentes valeurs du paramètre non thermique $a = 0$ ($\omega_{ch} = 2.69$), 0.3 ($\omega_{ch} = 2.86$) et 0.8 ($\omega_{ch} = 2.95$), avec $Z = 2.5$, $r_d = 5\mu\text{m}$, $\sigma_- = 1$ et $\theta = 2^\circ$.

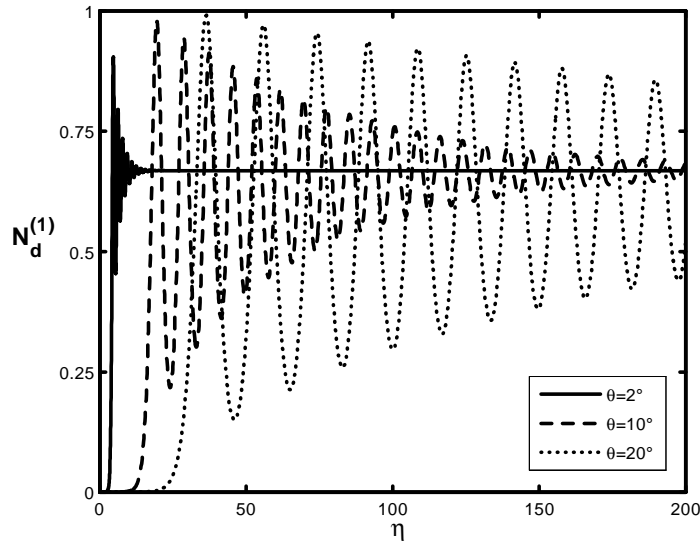


Figure 14: Onde de choc pour différentes valeurs de l'angle θ , avec $Z = 2.5$, $r_d = 5\mu\text{m}$, $\sigma_- = 1$, $\omega_{cd} = 0.097$ et $a = 0.3$.

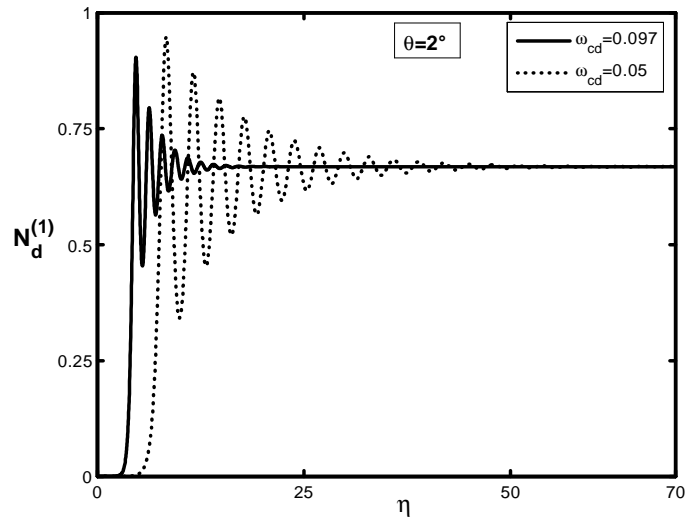


Figure 15: Onde de choc pour différentes valeurs de ω_{cd} ($\sim B_0$), avec $Z = 2.5$, $r_d = 5\mu\text{m}$, $\sigma_- = 1$, $\theta = 2^\circ$ et $a = 0.3$.

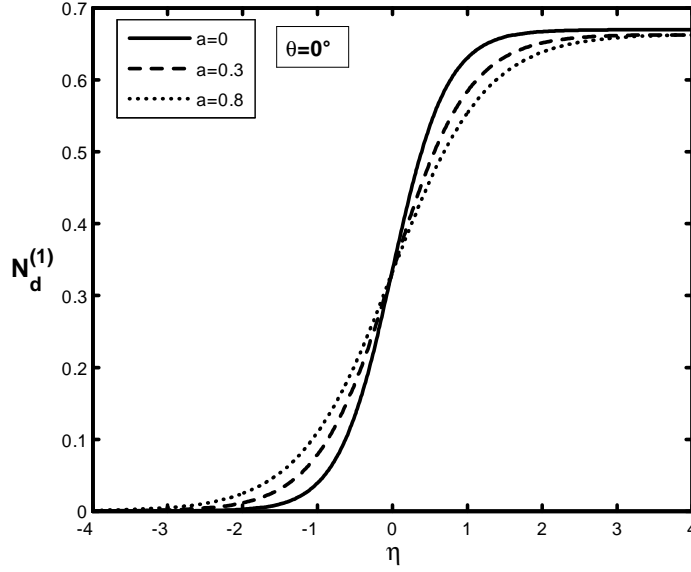


Figure 16: Profil monotone de l'onde de choc pour différentes valeurs du paramètre non thermique a , avec $\sigma_- = 1$, $Z = 2.5$ et $r_d = 5\mu\text{m}$.

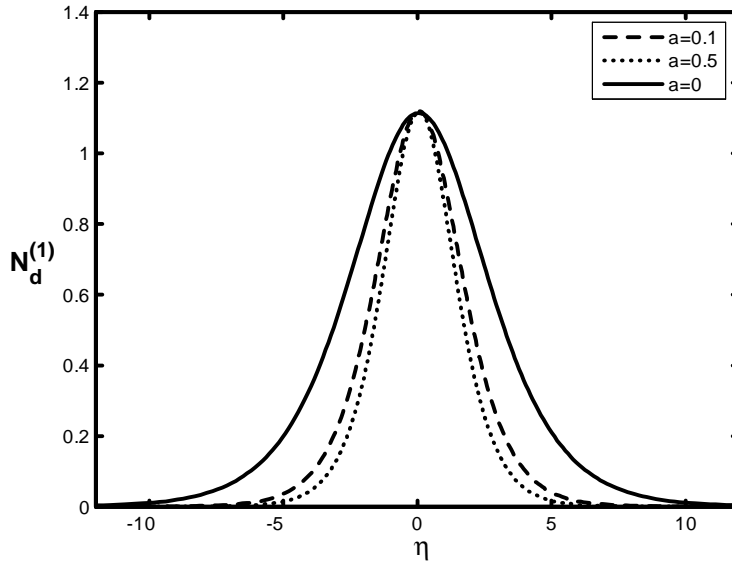


Figure 17: Onde solitaire en l'absence de dissipation ($\mu_{ch} = 0$) pour différentes valeurs du paramètre non thermique $a = 0$ ($Z = 2.5$, $\omega_{ch} = 2.7 \cdot 10^{-7}$, $V_f = 5.18$), 0.1 ($Z = 1.5$, $\omega_{ch} = 2.09 \cdot 10^{-6}$, $V_f = 2.76$) et 0.5 ($Z = 1.5$, $\omega_{ch} = 2.11 \cdot 10^{-6}$, $V_f = 2.78$), avec $\sigma_- = 1$, $\theta = 18^\circ$, $r_d = 5\mu\text{m}$ et $n_{+0} = 2 \cdot 10^{14}\text{m}^{-3}$.

4

Onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé en présence d'électrons supra-thermiques

4.1 Présentation physique du problème

Au cours du premier chapitre, nous avons analysé l'influence de la suprathérmicité électronique sur les ondes acoustiques poussiéreuses dans un plasma poussiéreux à charge variable. Rappelons que de nombreuses observations spatiales indiquent clairement la présence de particules 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 thermique. 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 plasma à deux ou plusieurs composantes. Cependant, la majeure partie des plasmas de l'espace sont magnétisés. C'est pourquoi, le but du présent chapitre est d'étendre notre analyse du premier chapitre au cas d'un plasma poussiéreux faiblement magnétisé. En fait, nous mènerons une étude similaire à celle du chapitre précédent avec, toutefois, des électrons supra-thermiques dont la distribution des vitesses sera modélisée par une fonction de distribution dite de type kappa.

4.2 Equations de base du modèle

Pour cela, considérons un plasma non collisionnel et faiblement magnétisé, constitué de grains de poussière négativement chargés, d'ions négatifs, d'ions positifs et d'électrons supra-

thermiques. Les ions (positifs et négatifs) sont distribués selon la loi de Maxwell- Boltzmann et leurs densités sont données par

$$n_+ = n_{+0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_+}\right) \quad (4.1)$$

$$n_- = n_{-0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_-}\right) \quad (4.2)$$

À l'instar du chapitre précédent, la dynamique non linéaire de l'onde acoustique poussiéreuse, associée à un tel modèle de plasma, est régie par les équations fluides adimensionnelles suivantes

$$\frac{\partial N_d}{\partial T} + \frac{\partial(N_d V_{dx})}{\partial X} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial V_{dx}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dx}}{\partial X} = -\frac{\sigma_d}{\alpha_d} \gamma_d N_d^{\gamma_d-2} \frac{\partial N_d}{\partial X} + (Q_d - 1) \left[\omega_{cd} V_{dy} \sin \theta - \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right] \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial V_{dy}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dy}}{\partial X} = (Q_d - 1) \omega_{cd} (V_{dz} \cos \theta - V_{dx} \sin \theta) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial V_{dz}}{\partial T} + V_{dx} \frac{\partial V_{dz}}{\partial X} = -(Q_d - 1) \omega_{cd} V_{dy} \cos \theta \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \gamma \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} &= \delta_- \exp\left(\frac{\Phi}{\sigma_-}\right) - \exp\left(-\frac{\Phi}{\sigma_+}\right) \\ &+ \delta_+ \left(1 - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2}\right)^{-\kappa + \frac{1}{2}} - (Q_d - 1) \Delta N_d \end{aligned} \quad (4.7)$$

où κ représente l'indice spectral ou paramètre supra-thermique et toutes variables ont déjà été définies dans le chapitre précédent. Dans le but de modéliser la distribution des vitesses des électrons supra-thermiques, nous nous référons à la fonction de distribution des vitesses (dite distribution kappa) suivante

$$F_e(v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{e0}}{\pi^{3/2} \theta_{the}^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left(1 + \frac{v_e^2}{\kappa \theta_{the}^2} - \frac{2e\phi}{\kappa m_e \theta_{the}^2}\right)^{-1-\kappa} \quad (4.8)$$

avec

$$\theta_{the} = \left(\frac{\kappa - 3/2}{\kappa/2} \frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2} \quad (4.9)$$

En intégrant la distribution (4.8) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons l'expression de la densité des électrons supra-thermiques suivante

$$n_e(\phi) = \int F_e(v) d^3v = n_{e0} \left(1 - \frac{e\phi}{m_e \theta_{the}^2} \right)^{-\kappa+1/2}. \quad (4.10)$$

4.2.1 Equation de la charge du grain de poussière

Dans le modèle standard de la sonde électrostatique appliqué au grain de poussière, ce dernier est chargé grâce aux courants plasma électronique et ionique. L'équation d'évolution de la charge du grain est alors donnée par

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_- + I_+ \quad (4.11)$$

Les expressions des courants de charge (ionique et électronique) sont données, respectivement, par

$$I_+ = \pi r_d^2 e \left(\frac{8T_+}{\pi m_+} \right)^{1/2} n_{+0} \left[1 - \frac{Z(Q_d - 1)}{\sigma_+} \right] \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma_+} \right) \quad (4.12)$$

$$I_- = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_-}{\pi m_-} \right)^{1/2} n_{-0} \exp \left[\frac{\Phi + Z(Q_d - 1)}{\sigma_-} \right] \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} I_e &= -4\pi e \int_{v_{\min}}^{\infty} \sigma_e(q_d, v) F_e(v) v_e^3 dv_e \\ &= -\pi r_d^2 e n_{e0} \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left\{ \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - \frac{Z(Q_d - 1)}{\kappa - 3/2} - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{1-\kappa} \right\} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Notons que l'intégrale précédente a été effectuée en coordonnées sphériques et que $v_{\min} = \sqrt{-2eq_d/m_e r_d}$ représente la vitesse minimale que devra acquérir un électron pour pouvoir parvenir à la surface du grain et ainsi vaincre la barrière de potentiel. L'équation d'évolution de la charge du grain de poussière est alors donnée par

$$\begin{aligned} \omega_{ch} \frac{dQ_d}{dT} &= \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \left[\left(1 - \frac{ZQ_d}{Z + \sigma_+} \right) \exp \left(-\frac{\Phi}{\sigma_+} \right) \right. \\ &\quad - A_- \exp \left(\frac{\Phi + ZQ_d}{\sigma_-} \right) - A_+ \exp(Z) \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \\ &\quad \left. \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 - \frac{Q_d}{\kappa - 3/2} - \frac{\Phi}{\kappa - 3/2} \right)^{1-\kappa} \right] \end{aligned} \quad (4.15)$$

où

$$\begin{aligned} \nu_{ch} = & \frac{r_d \omega_{p+}^2}{\sqrt{2\pi} V_{t+}} \left(\frac{(Z + \sigma_+)(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)}{Z \sigma_+ \beta_{ch}} \right) \\ & \times \left[\frac{\sigma_+}{(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} A_+ \left(\exp(Z) \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

A l'équilibre électrostatique ($I_{e0} + I_{+0} + I_{-0} = 0$), nous avons

$$1 - A_- - A_+ \exp(Z) \sqrt{\frac{\kappa - 3/2}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{(1 - \kappa) Z}{\kappa - 3/2} - \frac{Z^2 \kappa (1 - \kappa)}{2(\kappa - 3/2)^2} \right) = 0 \quad (4.17)$$

4.2.2 Analyse faiblement non linéaire

En procédant de la même manière que précédemment, à savoir, introduction des nouvelles variables $\xi = \varepsilon(X - V_{ph}T)$, $\tau = \varepsilon^2 T$ et développement des variables dynamiques en séries de puissances de ε autour de leurs valeurs d'équilibre

$$N_d = 1 + \varepsilon N_d^{(1)} + \varepsilon^2 N_d^{(2)} + \dots \quad (4.18)$$

$$V_{dx} = V_0 + \varepsilon V_{dx}^{(1)} + \varepsilon^2 V_{dx}^{(2)} + \dots \quad (4.19)$$

$$V_{dy} = 0 + \varepsilon^{3/2} V_{dy}^{(1)} + \varepsilon^{5/2} V_{dy}^{(2)} + \dots \quad (4.20)$$

$$V_{dz} = 0 + \varepsilon V_{dz}^{(1)} + \varepsilon^2 V_{dz}^{(2)} + \dots \quad (4.21)$$

$$\Phi = 0 + \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \quad (4.22)$$

$$Q_d = 0 + \varepsilon Q_d^{(1)} + \varepsilon^2 Q_d^{(2)} + \dots \quad (4.23)$$

nous obtenons, à l'ordre le plus petit en ε des équations (4.3)- (4.7) et (4.15), les égalités suivantes

$$V_{dx}^{(1)} = -\Lambda N_d^{(1)} \quad (4.24)$$

$$V_{dz}^{(1)} = -\Lambda \tan \theta N_d^{(1)} \quad (4.25)$$

$$V_{dy}^{(1)} = -\frac{\Lambda^2 \sin \theta \sec^2 \theta}{\omega_{cd}} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \quad (4.26)$$

$$\Phi^{(1)} = -\alpha_d \left(\Lambda^2 \sec^2 \theta - \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (4.27)$$

$$Q_d^{(1)} = \alpha_d \beta_{ch} \left(\Lambda^2 \sec^2 \theta - \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} \right) N_d^{(1)} \quad (4.28)$$

où

$$\Lambda = V_{ph} - V_0 = \cos \theta \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{1 + \alpha_d \beta_{ch} + \frac{\delta_+}{\gamma(\kappa - 3/2)}} \right)^{1/2} \quad (4.29)$$

Aux ordres les plus élevés, nous obtenons les équations suivantes

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} + \frac{\partial (N_d^{(1)} V_{dx}^{(1)})}{\partial \xi} = - \frac{\partial (\Lambda N_d^{(2)} + V_{dx}^{(2)})}{\partial \xi} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dx}^{(1)}}{\partial \xi} &= - \frac{1}{\alpha_d} \left(Q_d^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_d (\gamma_d - 2) \sigma_d N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} \right) \\ &\quad - \Lambda \frac{\partial V_{dx}^{(2)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \sin \theta \\ &\quad + \frac{1}{\alpha_d} \frac{\partial (\Phi^{(2)} - \gamma_d \sigma_d N_d^{(2)})}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\Lambda \frac{\partial V_{dy}^{(1)}}{\partial \xi} + \omega_{cd} Q_d^{(1)} (V_{dx}^{(1)} \sin \theta - V_{dz}^{(1)} \cos \theta) = \omega_{cd} (V_{dx}^{(2)} \sin \theta - V_{dz}^{(2)} \cos \theta) \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \tau} + V_{dx}^{(1)} \frac{\partial V_{dz}^{(1)}}{\partial \xi} = - \Lambda \frac{\partial V_{dz}^{(2)}}{\partial \xi} - \omega_{cd} (Q_d^{(1)} V_{dy}^{(1)} - V_{dy}^{(2)}) \cos \theta \quad (4.33)$$

$$\Phi^{(2)} + \frac{1}{2\gamma} \left(\delta_+ + \frac{\delta_-}{\sigma_-^2} - \frac{1}{\sigma_+^2} + \frac{\delta_+}{\kappa - 3/2} \right) \Phi^{(1)^2} - \alpha_d (Q_d^{(2)} - N_d^{(2)} + Q_d^{(1)} N_d^{(1)}) = 0 \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} \omega_{ch} \Lambda \frac{\partial Q_d^{(1)}}{\partial \xi} + \beta_{ch} \Phi^{(2)} + Q_d^{(2)} - \frac{\sigma_+ \beta_{ch}}{2(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \left[Z^2 (1 + B_-) Q_d^{(1)^2} \right. \\ \left. - \frac{1 - \sigma_+^2 (1 + B_-)}{\sigma_+^2} \Phi^{(1)^2} - \frac{2Z(1 - \sigma_+(Z + \sigma_+)(1 + B_-))}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} Q_d^{(1)} \Phi^{(1)} \right] = 0 \end{aligned} \quad (4.35)$$

avec

$$B_- = 1 - \frac{A_-}{\sigma_-} - \frac{\kappa(1 - \kappa)}{(\kappa - 3/2)^2} A_+ \exp(Z) f(\kappa) \quad (4.36)$$

$$\gamma_1^- = (Z + \sigma_+) \left[-1 + \frac{A_-}{\sigma_-} + A_+ \exp(Z) f(\kappa) \left(1 - \frac{\kappa Z}{\kappa - 3/2} \right) \right] \quad (4.37)$$

$$\gamma_2^- = -\sigma_+ + \frac{A_- \sigma_+}{\sigma_-} + A_+ \sigma_+ \exp(Z) f(\kappa) \left(1 - \frac{\kappa Z}{\kappa - 3/2} \right) \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} A_- &= \frac{\delta_- \exp(-Z/\sigma_-)}{(Z + \sigma_+)} \sqrt{\frac{\sigma_+ \sigma_-}{m_-}} \\ A_+ &= \frac{\delta_+ \exp(-Z)}{(Z + \sigma_+)} \sqrt{\frac{\sigma_+ m_+}{m_e}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

et

$$f(\kappa) = \frac{\kappa - 1}{\sqrt{(\kappa - 3/2)^5}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \quad (4.40)$$

A partir des équations (4.24)- (4.29) et en utilisant les équations (4.30)- (4.35), nous établissons l'équation de Korteweg- de Vries Burger (KdVB) suivante

$$\frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \tau} - \alpha N_d^{(1)} \frac{\partial N_d^{(1)}}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial^3 N_d^{(1)}}{\partial \xi^3} = \mu_{ch} \frac{\partial^2 N_d^{(1)}}{\partial \xi^2} \quad (4.41)$$

Les coefficients de non linéarité α , de dispersion β ainsi que le terme de Burger (de dissipation) μ_{ch} sont donnés, respectivement, par

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\cos^2 \theta}{2\Lambda} \left\{ \frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} (\gamma_d + 1) + \frac{\frac{3 + \alpha_d \beta_{ch}}{1 + \alpha_d \beta_{ch}}}{1 + \alpha_d \beta_{ch} + \frac{\delta_+}{\gamma(\kappa - 3/2)}} \right. \\ &+ \frac{1}{\left(1 + \alpha_d \beta_{ch} + \frac{\delta_+}{\gamma(\kappa - 3/2)} \right)^2} \left[\frac{\frac{\alpha_d}{1 + \alpha_d \beta_{ch}} (\delta_+ + \delta_- / \sigma_-^2 - 1 / \sigma_+^2 + \delta_+ / (\kappa - 3/2)) - \gamma \alpha_d \beta_{ch}}{\gamma} \right. \\ &\left. \left. + \frac{\sigma_+ \alpha_d^2 \beta_{ch} C}{(1 + \alpha_d \beta_{ch})(1 + \sigma_+ + \gamma_2^-)} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.42)$$

$$\beta = \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{2\omega_{cd}^2} \left(\frac{\gamma_d \sigma_d}{\alpha_d} + \frac{1}{1 + \alpha_d \beta_{ch} + \frac{\delta_+}{\gamma(\kappa - 3/2)}} \right)^{3/2} \quad (4.43)$$

$$\mu_{ch} = \frac{\omega_{ch} \alpha_d \cos^2(\theta)}{2(1 + \alpha_d \beta_{ch}) \left(1 + \alpha_d \beta_{ch} + \frac{\delta_+}{\gamma(\kappa - 3/2)} \right)} \quad (4.44)$$

où

$$C = (1 + B_-)(Z\beta_{ch} - 1)^2 + \frac{2Z\beta_{ch}}{\sigma_+(Z + \sigma_+)} - \frac{1}{\sigma_+^2} \quad (4.45)$$

La figure 18 représente les variations du terme dissipatif μ_{ch} en fonction du rapport de densités δ_- pour différentes valeurs du paramètre supra-thermique κ . On peut remarquer (pour $\sigma_- = 0.8$) qu'à mesure que les électrons s'écartent de leur équilibre thermodynamique (la valeur de $\kappa \rightarrow 3/2$), les valeurs du coefficient de Burger μ_{ch} diminuent et deviennent moins importantes. Par conséquent, la supra-thermalité électronique contribue à rendre moins effective la dissipation anormale causée par la fluctuation de la charge électrique des grains de poussière. Le cas $\sigma_- = 0.01$ donne qualitativement les mêmes résultats mais avec un net décalage des valeurs de μ_{ch} vers des valeurs plus petites.

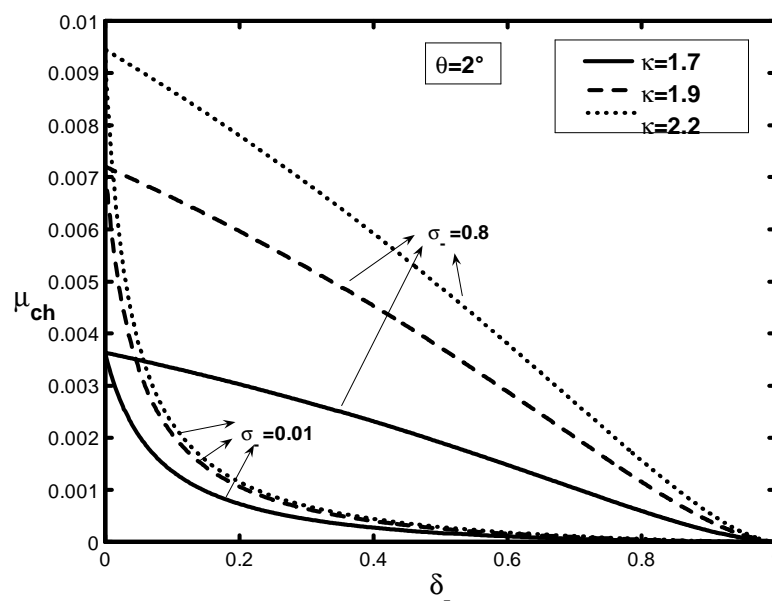


Figure 18: Coefficient de Burger (ou de dissipation) en fonction du rapport de densités δ_- pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 1.7, 1.9$ et 2.2 .

4.3 Résultats numériques et discussion

A l'instar des chapitres précédents, nous introduisons le changement de variable suivant $\eta = \xi + V_f \tau$ et l'équation (4.41) est recrite sous la forme suivante

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} = \left(\frac{V_f}{\beta}\right)\psi - \left(\frac{\alpha}{2\beta}\right)\psi^2 - \left(\frac{\mu_{ch}}{\beta}\right)\frac{d\psi}{d\eta} \quad (4.46)$$

A l'équilibre et à partir de l'équation de charge et la condition de la neutralité de la charge, nous deduisons le rapport des densités $\delta_- = n_{-0}/n_{+0}$, donné par

$$\delta_- = \frac{(1 - \Delta)f(\kappa) \left(1 + \frac{Z}{\kappa-3/2}\right)^{1-\kappa} - (Z + \sigma_+) \sqrt{\frac{m_e}{\sigma_+ m_+}}}{f(\kappa) \left(1 + \frac{Z}{\kappa-3/2}\right)^{1-\kappa} - \exp(-Z/\sigma_-) \sqrt{\frac{\sigma_- m_e}{m_-}}}, \quad \Delta = ZP \quad (4.47)$$

où certains paramètres et grandeurs ont été déjà définis précédemment. L'équation (4.46) est alors intégrée numériquement en tant que problème aux valeurs initiales (par souci de simplicité et du fait que seules les variations de la solution à l'intérieur du domaine d'intégration nous intéressent), avec les conditions $\psi = 0$ et $d\psi/d\eta = -10^{-8}$ en $\eta = 0$. Des grains de poussière de densité $9 \cdot 10^2 \text{ Kg.m}^{-3}$ sont supposés immergés dans un plasma d'Hydrogène. Les paramètres physiques utilisés sont ceux inhérents à la comète de Halley $n_{+0} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$, $n_{d0} \sim 1 \text{ m}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ eV}$, $m_+ = m_- \sim 1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, $B_0 \sim 7.5 \times 10^{-3} \text{ Tesla}$, $r_d \sim 5 \text{ }\mu\text{m}$ et $\gamma_d \sim 5/3$. D'autres paramètres physiques sont donnés par $Z = 2.5$, $\sigma_- = \sigma_+ = 0.8$, $V_{t+}(V_{t-}) \sim 9.8 \cdot 10^4 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 2^\circ$ et $\rho_e \sim 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Les valeurs des rapports r_d/ρ_e et r_d/ρ_+ sont donnés, respectivement, par $1.6 \times 10^{-3} \ll 1$ et $3.6 \times 10^{-5} \ll 1$.

La figure **19** montre qu'une augmentation du paramètre supra-thermique κ (une tendance vers l'équilibre thermodynamique) donne lieu à une réduction du nombre d'oscillations et le profil de l'onde tend à devenir monotone (cas de dissipation anormal dominante). Par conséquent, le caractère supra-thermique du plasma agit de telle manière à limiter ou inhiber la dissipation anormale du plasma générée par le processus de charge du grain de poussière. Ce résultat confirme d'ailleurs ceux obtenus précédemment (voir Fig. **18**). Dans le cas d'une propagation parallèle ($\theta = 0^\circ$), la figure **20** montre qu'une augmentation de l'index supra-thermique s'accompagne d'une légère diminution de l'amplitude du front de l'onde de choc. En l'absence de dissipation (Fig. **21**), nos résultats indiquent qu'une augmentation du caractère supra-thermique du plasma entraîne une réduction de la largeur de la structure solitaire tandis que son amplitude augmente, c'est à dire, que la supra-thermalité électronique peut donner naissance à des solitons de type cornu (cusped soliton).

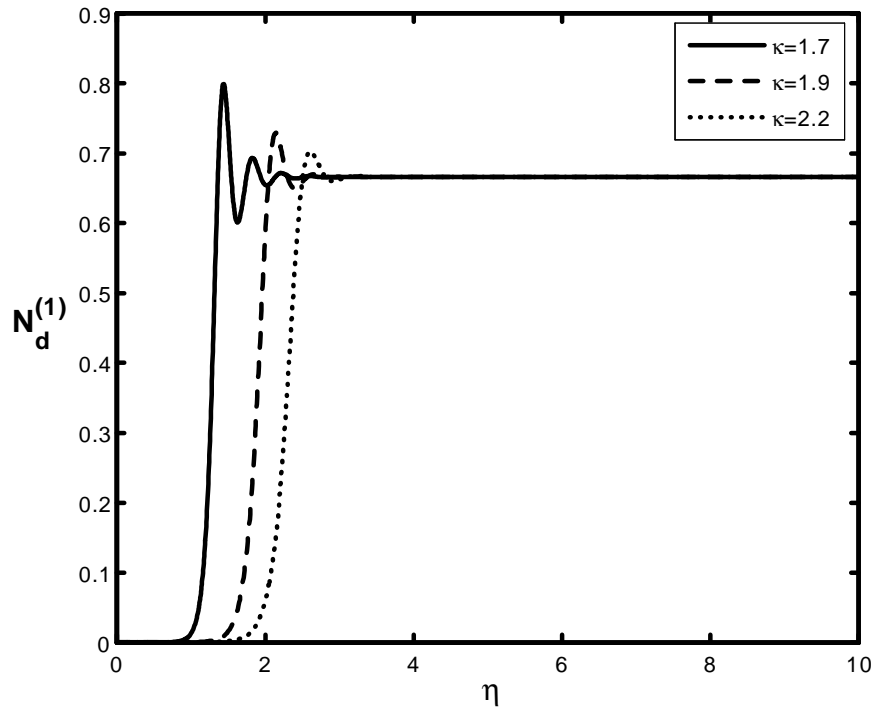


Figure 19: Ondes de choc non collisionnelle pour différentes valeurs de l'index supra-thermique $\kappa = 1.7$ ($\omega_{ch} = 1.643$, $V_f = 0.43$), 1.9 ($\omega_{ch} = 1.640$, $V_f = 0.46$), 2.2 ($\omega_{ch} = 1.638$, $V_f = 0.48$), avec $Z = 2.5$, $\sigma_- = 0.8$ et $\theta = 2^\circ$.

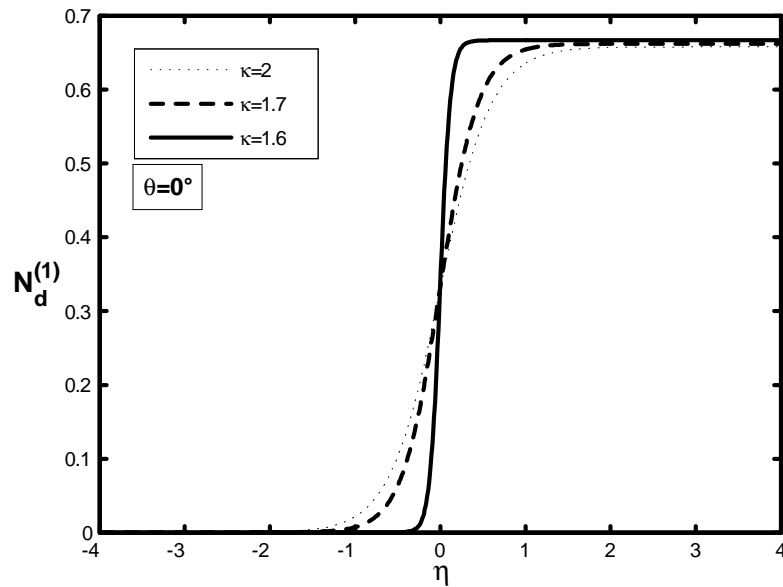


Figure 20: Onde de choc à profil monotone pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 1.6$, 1.7 et 2 , avec $Z = 2.49$ et $\sigma_- = 0.8$.

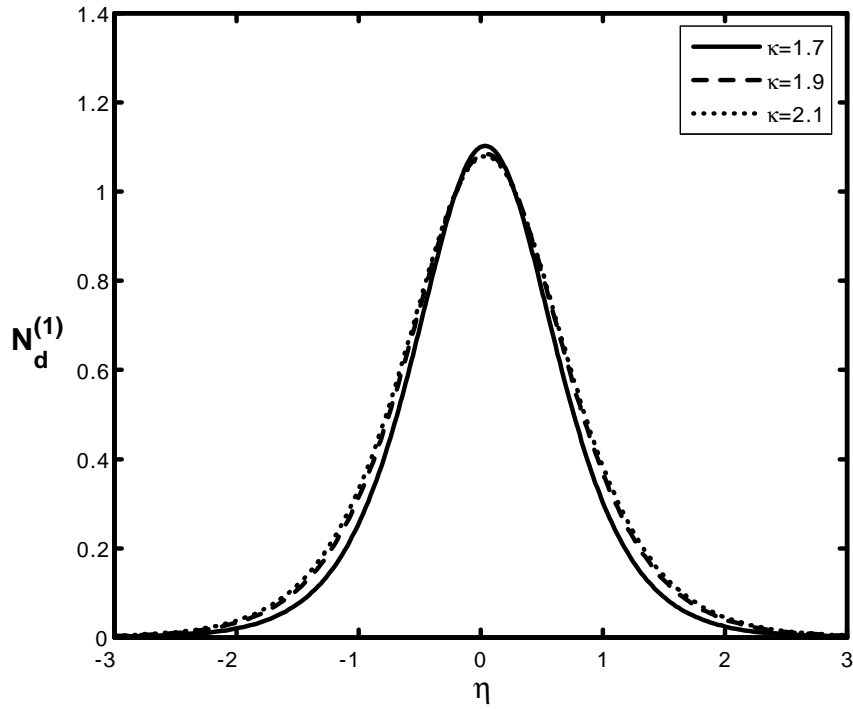


Figure 21: Onde solitaire pour différentes valeurs de l'indice spectral $\kappa = 1.7$ ($\omega_{ch} = 2.36 \cdot 10^{-5}$, $V_f = 0.64$), 1.9 ($\omega_{ch} = 2.34 \cdot 10^{-5}$, $V_f = 0.69$), et 2.2 ($\omega_{ch} = 2.32 \cdot 10^{-5}$, $V_f = 0.71$), avec $\sigma_- = 0.8$, $Z = 2.5$, $\theta = 6^\circ$ et $n_{+0} = 2 \cdot 10^{13} \text{m}^{-3}$.

5

Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire a porté essentiellement sur l'étude de certaines oscillations non linéaires et localisées dans un plasma poussiéreux à charge variable en présence d'un faible champ magnétique externe. Pour cela, nous avons utilisé les équations de base du modèle fluide, fait appel à quelques résultats de la théorie cinétique et adopté des approches analytiques et numériques.

Le premier chapitre a porté sur les généralités des plasmas habituels à deux composantes et les propriétés des plasmas complexes ou poussiéreux.

Dans le second chapitre, nous avons étudié l'influence de la supra-thermalité électronique sur l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe à charge variable. En faisant appel à la théorie de la sonde électrostatique, les courants de charge ont été calculés de manière self-consistante. Nos résultats ont alors révélé que quand la charge du grain est variable, l'amplitude du pulse de la structure localisée augmente tandis que sa largeur se rétrécit. Par conséquent, la fluctuation de la charge rend la structure solitaire très pointue. Dans le cas d'une variation adiabatique de la charge, nos résultats ont montré qu'à mesure que le caractère suprathermique du plasma devient important (lorsque κ diminue), l'amplitude du potentiel solitaire augmente alors que sa largeur diminue. Les solitons acoustiques poussiéreux peuvent donc devenir moins lisses à mesure que les électrons évoluent loin de leur équilibre thermodynamique. La charge du grain de poussière adopte le même profil localisé et reste négative. A mesure que l'indice spectral des électrons κ diminue, la charge négative nette portée par la surface du grain de poussière diminue. Par conséquent, nous pouvons conclure que la surface du grain collecte plus d'ions positifs ou moins d'électrons négatifs, à mesure que κ diminue. L'accumulation des grains causée par un équilibre des forces électrostatiques agissant sur les grains, est d'autant plus importante

que les électrons dévient de leur équilibre thermodynamique. Dans le cas d'une variation non adiabatique de la charge, nos résultats ont montré que sous certaines conditions, la variation de la charge du grain induit une atténuation de l'onde non linéaire qui donne lieu au développement d'une onde de choc acoustique poussiéreuse. Cette onde de choc est dite non collisionnelle dans la mesure où elle ne requiert ni amortissement Landau (collision onde-particule) ni viscosité (collision particule-particule) résultant de collisions entre les grains et le reste des particules. En réalité, cette onde de choc est le résultat d'un équilibre entre les phénomènes non linéaires associés à notre plasma et la dissipation anormale de l'énergie induite par la fluctuation de la charge du grain de poussière. A mesure que la valeur de l'indice spectral κ augmente, la dissipation anormale devient dominante.

Dans le chapitre trois, nous avons d'abord présenté le modèle de Ghosh *et al.* de l'onde acoustique poussiéreuse dans un plasma complexe magnétisé, constitué d'électrons, d'ions positifs, d'ions négatifs Maxwelliens et de grains de poussière à caractère fluide. Ce modèle a alors été étendu au cas d'ions positifs non thermiques. Cette extension a été motivée par le fait que la réponse des ions positifs, sous l'influence du potentiel non linéaire, peut être non Maxwellienne. Rappelons que les plasmas poussiéreux sont présents dans différentes parties de notre système solaire et que la présence des particules non thermiques a été confirmée par de nombreuses observations spatiales. Nous avons alors établi une équation de type Korteweg- de Vries Burger qui nous a servi de base pour l'analyse des structures dissipatives inhérentes à notre modèle de plasma. Nous avons alors remarqué qu'à mesure que les ions positifs s'écartent de leur équilibre thermodynamique (la valeur du paramètre non thermique augmente), le coefficient de Burger μ_{ch} devient de plus en plus important. Par conséquent, la non thermalité ionique favorise la dissipation anormale causée par la fluctuation de la charge électrique des grains de poussière. Ce résultat a été confirmé et étayé par l'intégration numérique de l'équation différentielle obtenue à partir de l'équation KdVB. Par ailleurs, nos résultats ont montré qu'une augmentation du paramètre non thermique donne lieu à une réduction du nombre d'oscillations et le profil de l'onde de choc tend à devenir monotone. De plus, les résultats de notre investigation ont révélé qu'une augmentation de l'angle θ ou une diminution du champ magnétique B_0 entraînent une augmentation de l'amplitude de l'onde du choc ainsi que du nombre d'oscillations, donnant ainsi lieu à une diminution de l'influence de la dissipation. En l'absence de dissipation, nos résultats ont indiqué qu'une augmentation du caractère non thermique du plasma entraîne une réduction de la largeur de la structure solitaire tandis que son amplitude reste inchangée.

Au cours du quatrième et dernier chapitre, nous avons mené une étude similaire à celle du chapitre précédent avec, toutefois, des électrons supra-thermiques dont la distribution des vitesses a été modélisée par une fonction de distribution dite de type kappa. Nos résultats ont alors montré qu'à mesure que les électrons s'écartent de leur équilibre thermodynamique (la valeur de $\kappa \rightarrow 3/2$), les valeurs du coefficient de Burger diminuent et deviennent moins importantes. Par conséquent, la supra-thermalité électronique contribue à rendre moins effective la dissipation anormale causée par la fluctuation de la charge électrique des grains de poussière. De plus, une augmentation du paramètre supra-thermique κ (une tendance vers l'équilibre thermodynamique) donne lieu à une réduction du nombre d'oscillations de l'onde de choc et son profil tend à devenir monotone (cas de dissipation anormal dominante). Par conséquent, le caractère supra-thermique du plasma agit de telle manière à limiter ou inhiber la dissipation anormale du plasma générée par le processus de charge du grain de poussière. En l'absence de dissipation, nos résultats ont indiqué qu'une augmentation du caractère supra-thermique du plasma entraîne une réduction de la largeur de la structure solitaire tandis que son amplitude augmente, c'est à dire, que la supra-thermalité électronique peut donner naissance à des solitons de type cornu (cusped soliton).

Nous estimons atteints les objectifs qu'on s'est fixés au début de ce travail de recherche. Les perspectives du présent mémoire sont nombreuses. Nous nous proposons à l'avenir de voir dans quelle mesure un champ magnétique peut-il modifier d'autres types d'oscillations[98]-[102] ou altérer la non extensivité d'un plasma[103],[104].

Bibliographie

- [1] P. K. Shukla et A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Institute of Physics, Bristol, 2002).
- [2] P. Roca Cabarrocas, P. Gay et A. Hadjadj, *J. Vac. Sci. Technol. A* **14**, 655 (1996).
- [3] A. Dutta, S. P. Lee, Y. Hayafune, S. Hatatani et S. Oda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 264 (2000).
- [4] A. Dutta, Y. Hayafuna et S. Oda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, L855 (2000).
- [5] N. N. Rao, P. K. Shukla et M. Y. Yu, *Planet. Space. Sci.* **38**, 543 (1990).
- [6] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1974), Chap.8.
- [7] P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **1**, 1362 (1994).
- [8] P. M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics* (Pasadena, California, 2004).
- [9] S. Ghosh, Z. Ehsan et G. Murtaza, *Phys. Plasmas* **15**, 023701 (2008).
- [10] M. R. Gupta, S. Sarkar, S. Ghosh et M. Khan, *Phys. Rev. E* **63**, 046406 (2001).
- [11] S. Ghosh, S. Sarkar, M. Khan, K. Avinash et M. R. Gupta, *Phys. Plasmas* **10**, 977 (2003).
- [12] S. Ghosh, S. Sarkar, M. Khan et M. R. Gupta, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29**, 26 (2001).
- [13] W. F. El-Taibany, M. Wadati et R. Sabry, *Phys. Plasmas* **14**, 032304 (2007).
- [14] H. Alfven, *Arkiv. Mat. Astron. Fysik* **B29**, 2 (1943).
- [15] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas 2* (Savoirs Actuels, CNRS Editions, EDP Sciences, 1994), Chap9.

-
- [16] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher et D. Möhlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
- [17] A. Melzer, T. Trottenberg et A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
- [18] J. H. Chu et I. Lin, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
- [19] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson et N. D'Angelo, Phys. Plasmas **5**, 1607 (1998).
- [20] E. C. Whipple, T. G. Northrop et D. A. Mendis, J. Geophys. Res. **90**, 7405 (1985).
- [21] M. R. Jana, A. Sen et P. K. Kaw, Phys. Rev. E **48**, 3930 (1993).
- [22] S. V. Vladimirov et M. Y. Yu, Phys. Rev. E **48**, 2136 (1993).
- [23] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear Plasma Theory* (Acadymic, New York, 1972).
- [24] P. K Shukla et A. A Mamun, New J. Phys. **5**, 1 (2003).
- [25] S. Ghosh, R. Bharuthram, M. Khan et M. R. Gupta, Phys. Plasmas **11**, 3602 (2004).
- [26] S. Ghosh et M. R. Gupta, Phys. Plasmas **12**, 092306 (2005).
- [27] S. I. Popel, M. Y. Yu et V. N. Tsytovich, Phys. Plasmas **3**, 4313 (1996)
- [28] R. J. Trumpler, Publ. Astron. Soc. Pac. **42**, 214 (1930).
- [29] W. C. Feldman, J. R. Asbridge, S. J. Bame et M. D. Montgomery, J. Geophys. Res. **78**, 2017 (1973).
- [30] V. Formisano, G. Moreno et F. Palmiotto, J. Geophys. Res. **78**, 3714 (1973).
- [31] J. D. Scudder, E. C. Sittler et H. S. Bridge, J. Geophys. Res. **86**, 8157 (1981).
- [32] E. Marsch, K. H. Muhlhauser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Phillip et F. M. Neubauer, J. Geophys. Res. **87**, 52 (1982).
- [33] M. V. Golman, M. M. Oppenheim et D. L. Newman, Geophys. **6**, 221 (1999).
- [34] N. Rubab et G. Murtaza, Phys. Scr. **73**, 178 (2006).
- [35] E. Marsch et S. Livi, Phys. Fluids **28**, 1379 (1985).
- [36] D. Summers, S. Xue et R. M. Thorne, Phys. Plasmas **1**, 2012 (1994).

- [37] R. L. Mace et M. A. Hellberg, *Phys. Plasma* **2**, 2098 (1995).
- [38] C. Venugopal, J. K. Varughese, S. Antony, C. P. Anilkumar et G. Renuka, *Phys. Plasmas* **4**, 3455 (1997).
- [39] J. S. Yoon et Y. D. Jung, *Phys. Plasmas* **6**, 1627 (1999).
- [40] A. V. Milovanov et L. M. Zelenyi, *Geophys.* **7**, 211 (2000).
- [41] H. Gunell et F. Skiff, *Phys. Plasmas* **8**, 3550 (2001).
- [42] M. P. Leubner et N. Schupfer, *Geophys.* **9**, 75 (2002).
- [43] Y.D. Jung, *Phys. Plasmas* **10**, 1215 (2003).
- [44] M. P. Leubner, *Phys. Plasmas* **11**, 1308 (2004).
- [45] S. Zaheer, G. Murtaza et H. A. Shah, *Phys, Plasmas* **11**, 2246 (2004).
- [46] M. N. S. Qureshi, H. A. Shah, G. Murtaza, S. J. Schwartz et F. Mahmood, *Phys. Plasmas* **11**, 3819 (2004).
- [47] R. J. Dumont, C. K. Phillips et D. N. Smithe, *Phys. Plasmas* **12**, 042508 (2005).
- [48] M. A. Sarwar et A. M. Mirza, *Phys, Plasmas* **12**, 062108 (2005).
- [49] A. Mushtaq et H. A. Shah, *Phys. Plasmas* **13**, 012303 (2006).
- [50] M. A. Sarwar, A. M. Mirza et A. A. Malik, *Phys. Plasmas* **13**, 072107 (2006).
- [51] N. Rubab, G. Murtaza et A. Mushtaq, *Phys. Plasmas* **13**, 112104 (2006).
- [52] H. Abassi et H. H. Pajouh, *Phys. Plasmas* **14**, 012307 (2007).
- [53] M. J. Lee, *Phys. Plasmas* **14**, 032112 (2007).
- [54] M. A. Sarwar, A. M. Mirza et M. S. Qaisar, *Phys. Plasmas* **14**, 073702 (2007).
- [55] L. N. Hau et W. Z. Fu, *Phys. Plasmas* **14**, 110702 (2007).
- [56] K. Aoutou, M. Tribeche et T. H. Zerguini, *Phys. Plasmas* **15**, 013702 (2008).
- [57] S. C. Na et Y. D. Jung, *Phys. Plasmas* **15**, 024501 (2008).
- [58] S. Younsi et M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **15**, 073706 (2008).

-
- [59] M. Tribeche, S. Mayout et R. Amour, *Phys. Plasmas* **16**, 043706 (2009).
- [60] M. Tribeche, H. Houili, and T. H. Zerguini, *Phys. Plasmas* **9**, 419 (2002).
- [61] D. Summers et R. M. Thorne, *Phys. Fluids B* **3**, 1835 (1991).
- [62] M. Tribeche et M. Bacha, *Phys. Plasmas*. (sous presse, 2010).
- [63] A. Wekhof, *Moon Planets* **24**, 157 (1981).
- [64] I. M. Podgorny, E. M. Dubinin et P. L. Israelevich. *Moon Planets* **27**, 135 (1982).
- [65] G. H. Schwehm et B. Kneissel, *Proceedings of the Joint NASA/ ESA Working Group Meeting*, ESA SP-174, p.77 (1981).
- [66] N. Divine, H. Fetching, T. I. Gombosi *et al.*, *Space Sci. Rev.* **43**, 1 (1986).
- [67] K. A. Anderson, C. W. Carlson, D. W. Curtis *et al.*, *Proceedings of the 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet*, Heidelberg, ESA SP-250, p.259 (1986).
- [68] M.A. Lieberman et A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994), Chap. 6.
- [69] S. V. Vladimirov et K. Ostrikov, *Phys. Rep.* **393**, 175 (2004).
- [70] K. Ostrikov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 489 (2005).
- [71] N. D'Angelo, *J. Phys. D* **37**, 860 (2004); S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, M. Y. Yu et G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **67**, 036406 (2003).
- [72] K. Ostrikov, I. B. Denysenko, S. V. Vladimirov, S. Xu, H. Sugai et M. Y. Yu, *Phys. Rev. E* **67**, 056408 (2003).
- [73] J. S. Chang et K. Spariosu, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 97 (1993).
- [74] V. N. Tystovich, N. Sato et G. Mortill, *New J. Phys.* **5**, 43 (2003).
- [75] B. M. Annaratone et J. E. Allen, *J. Phys. D* **38**, 26 (2005).
- [76] E. Melandso, T. Aslaksen et O. Havnes, *Planet. Space Sci.* **41**, 321 (1993).
- [77] S. Ghosh, *Phys. Plasmas* **12**, 094504 (2005).

-
- [78] S. Ghosh, R. Bharutharm, M. Khan et M. R. Gupta, *Phys. Plasmas* **13**, 112305 (2006).
- [79] S. K. El-Labany, W. M. Moslem, W. F. El-Taibany et M. Mahmoud, *Phys. Plasmas* **11**, 3303 (2004).
- [80] W. F. El-Taibany et R. Sabry, *Phys. Plasmas* **12**, 082302 (2005).
- [81] A. Jeffrey et S. Xu, *Wave Motion* **11**, 559 (1989).
- [82] M. Horanyi et D. A. Mendis, *Astrophys. J.* **307**, 800 (1986).
- [83] M. Horanyi et D. A. Mendis, *Astrophys. J.* **294**, 357 (1985).
- [84] K. Hornung et J. Kissel, *Astrophys. J.* **291**, 324 (1994).
- [85] C. K. Goertz, *Rev. Geophys.* **27**, 271 (1989).
- [86] D. A. Mendis et M. rosenberg, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32**, 419 (1994).
- [87] M. Horanyi, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 383 (1996).
- [88] F. Verheest, *Waves in Dusty Space Plasmas* (Kluwer, Dordrecht, 2000).
- [89] M. Tribeche, R. Hamdi et T. H. Zerguini, *Phys. Plasma* **7**, 4013 (2000).
- [90] L. P. Zhang et J. K. Xue, *Phys. Plasmas* **12**, 042304 (2005).
- [91] J. F. Zhang et Y. Y. Wang, *Phys. Plasmas* **13**, 022304 (2006).
- [92] W. F. El-Taibani et I. Kourakis, *Phys. Plasmas* **13**, 022306 (2006).
- [93] J. R Asbridge, S. J. Bame et I. B. Strong, *J. Geophys. Res.* **73**, 5777 (1968).
- [94] W. C. Feldman, S. J. Anderson, S. J. Bame, S. P. Gary, J. T. Gosling, D. J. McComas, M. F. Thomsen, G. Paschmann et M. M. Hoppe, *J. Geophys. Res.* **88**, 96 (1983).
- [95] R. Lundling, A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E. M. Dubinin, S. W. Barabash. I. Liede et H. Koskinen, *Nature (London)* **341**, 609 (1989).
- [96] Y. Futaana, S. Machida, Y. Saito, A. Matsuoka et H. Hayakawa, *J. Geophys. Res.* **108**, 151 (2003).
- [97] R. A. Cairns, A. A. Mamun, R. Bingham, R. Bostrom, R. O. Dendy, C. M. C. Nairs et P. k. Shukla, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2709 (1995).

- [98] H. Pakzad et M. Tribeche, *Astrophys. and Space Sci.* (sous presse, 2010).
- [99] S. Younsi et M. Tribeche, *Astrophys. and Space Sci.* (sous presse, 2010).
- [100] M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **17**, 042110 (2010).
- [101] S. Younsi et M. Tribeche, *Phys. Plasmas* **17**, 043705 (2010).
- [102] M. Tribeche, S. Boukhalfa et T. H. Zerguini **17**, 064501 (2010).
- [103] M. Tribeche, L. Djebarni et R. Amour **17**, 042114 (2010).
- [104] R. Amour et M. Tribeche **17**, 063702 (2010).