

N° d'ordre:01/2009-M/PH

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE D'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENNE  
FACULTÉ DE PHYSIQUE



## MEMOIRE

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

**EN: PHYSIQUE**

**Spécialité: Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies**

*par:* **Fayçal BENCHERIET**

*Sujet:*

**Les ondes acoustiques dans les milieux ionisés en  
présence d'un champ magnétique**

*soutenu publiquement le 19/10/09, devant le jury composé de:*

<b>M<sup>r</sup>. Abdellah SMIDA</b>	Professeur (U.S.T.H.B)	<i>Président</i>
<b>M<sup>r</sup>. Mourad DJEBLI</b>	Maître de Conférences (U.S.T.H.B)	<i>Directeur de thèse</i>
<b>M<sup>r</sup>. Fouad BOUBNIDER</b>	Professeur (U.S.T.H.B)	<i>Examineur</i>
<b>M<sup>r</sup>. Mohamed DEBIANE</b>	Maître de Conférences (U.S.T.H.B)	<i>Examineur</i>
<b>M<sup>r</sup>. Mohamed Reda OUDIH</b>	Maître de Conférences (U.S.T.H.B)	<i>Examineur</i>

# Remerciements

*Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire de la Post-Graduation de Physique Théorique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne.*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon père, ma mère, mes soeurs, mes frères et à tous mes proches pour leur inestimable affection, leur soutien et leurs encouragements sans cesse renouvelés. A tous ces derniers, j'exprime ma reconnaissance et ma profonde gratitude.*

*Je remercie vivement le docteur **Mourad Djebli**, mon directeur de thèse, avec qui j'ai pris grand plaisir à travailler, pour toute l'attention qu'il a apporté à la direction de ce travail, pour son aide, sa disponibilité et ses précieux conseils. Je lui dois la plus grande partie de ce que j'ai pu apprendre sur la physique des plasmas pendant ma thèse.*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur **Abdellah SMIDA** professeur à l'Université des sciences et de technologie Houari Boumedienne, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.*

*Mes remerciements les plus vifs vont également à Monsieur **Fouad BOUBNIDER** professeur à l'USTHB, Monsieur **Mohamed DEBIANE** Maître de Conférences à l'USTHB, ainsi qu'à Monsieur **Mohamed REDA OUDIH** Maître de Conférences à l'USTHB, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de la présente thèse.*

*Mes vifs remerciements vont également à tous les membres du Laboratoire de Physique Théorique, particulièrement aux membres de notre groupe de recherche et à ceux de l'équipe de Physique du Solide avec lesquels nous avons eu de fructueuses discussions.*

*Je profite également pour remercier Monsieur M. Moslem et Mr T. Bouziane pour leur disponibilité et la fertilité des discussions que nous avons pu avoir.*

*Je remercie également pour leurs conversations scientifiques souvent utiles et intéressantes, ou encore pour leurs précieuses références Mr M. Tribeche, K. Aoutou, D. Ali Fadila, S. Younsi, R. Amour, M. Issaad et S. Boukhalfa ainsi que tous ceux et celles que j'ai oublié et que je prie de me pardonner.*

*Je n'oublierai pas tous mes amis pour leurs encouragements.*

# Table des matières

<b>Liste des symboles</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<b>1 Physique des plasmas poussiéreux</b>	<b>11</b>
1.1 Propriétés des plasmas . . . . .	11
1.1.1 Classification des plasmas . . . . .	12
1.2 Piégeage des particules . . . . .	14
1.3 Mouvement des particules dans un plasma magnétisé . . . . .	16
1.4 Collisions entre particules . . . . .	18
1.5 Propriétés des plasma poussiéreux . . . . .	20
1.6 Fréquences caractéristiques . . . . .	22
1.7 Charge des grains de poussière . . . . .	23
1.7.1 Emission photo-électrique . . . . .	23
1.7.2 Emission secondaire des électrons . . . . .	23
1.7.3 Collection de particules . . . . .	24
1.8 Modes acoustiques . . . . .	26
1.8.1 Mode acoustique poussiéreux . . . . .	26
1.8.2 Mode acoustique ionique poussiéreux . . . . .	26
1.9 Phénomènes non linéaires dans un plasma poussiéreux . . . . .	27
<b>2 Les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses</b>	<b>29</b>
2.1 Piégeage des particules et modes acoustiques . . . . .	29

TABLE DES MATIÈRES

---

2.1.1	Modèle physique . . . . .	29
2.1.2	Effet des électrons piégés . . . . .	35
2.2	Mode acoustique en présence des électrons non-thermiques . . . . .	39
2.2.1	Modèle physique . . . . .	41
2.2.2	Investigation numérique . . . . .	46
2.3	Électron piégé et processus adiabatique . . . . .	50
2.4	Etude comparative . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Rôle des électrons non-isothermiques dans un plasma homogène</b>	<b>59</b>
3.1	Modèle à deux températures . . . . .	60
3.2	Résultats numériques et discussion . . . . .	65
	<b>Conclusion</b>	<b>69</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>71</b>



## *liste des symboles*

$T$	Température.
$T_d$	Température du grain de poussière.
$T_i$	Température ionique.
$T_e$	Température électronique.
$T_{ef}$	Température des électrons libres.
$T_{et}$	Température des électrons piégés.
$T_{eff}$	Température effective.
$\alpha$	Degré d'ionisation.
$n_e$	Densité électronique.
$n_i$	Densité ionique.
$n_d$	Densité des grains de poussière.
$n_0$	Densité des particules neutres.
$r_0$	Longueur de Landau.
$\lambda_D$	Longueur d'écran de Debye.
$d_e$	Distance moyenne entre électrons.
$e$	Charge de l'électron ( $= 1.6 \times 10^{-19}C$ ).
$q$	Charge d'une particule.
$k_B$	Constante de Boltzmann.
<b>E</b>	Champ électrique.
<b>K</b>	Vecteur d'onde.
$K_r$	Partie réelle de <b>K</b> .
$\omega$	Fréquence (angulaire).
$\omega_r$	Partie réelle de $\omega$ .
$t$	Temps.
$x$	Coordonnée suivant l'axe $x$ .
$m_e$	Masse d'un électron.
$m_i$	Masse d'un ion.

$m_d$	Masse d'un grain de poussière.
$\phi$	Potentiel électrostatique.
$v$	Vitesse d'un électron.
$v_t$	Vitesse de particule.
$v_{tr}$	Vitesse de piégeage.
$\mathbf{B}$	Induction magnétique.
$\Omega$	Fréquence cyclotron.
$\Omega_{e,i,d}$	Fréquence cyclotron de particule.
$\vec{\Omega}$	Vecteur rotation cyclotron.
$r_L$	Rayon typique de Larmor.
$r_{moy}$	Distance moyenne entre particules.
$\Gamma$	Paramètre de couplage.
$Z_d$	Charge du grain de poussière.
$\omega_{pe}$	Fréquence plasma électronique.
$\omega_{pi}$	Fréquence plasma ionique.
$\omega_{pd}$	Fréquence plasma du grain.
$\omega_p$	Fréquence plasma totale.
$p$	Pression.
$h$	Constante de Plank.
$\nu$	Fréquence de la lumière.
$\sigma_{i,e}$	Section efficace de particule.
$r_d$	Rayon du grain de poussière.
$u_i$	Vitesse d'un ion.
$v_{ch}$	Fréquence de collision ion-ion.
$v_i$	Fréquence de collision électron-ion.
$\nu$	Fréquence d'ionisation.
$F_e$	Fonction de distribution des électrons.
$F_{ef}$	Fonction de distribution des électrons libres.
$F_{et}$	Fonction de distribution des électrons piégés.
$\beta$	Paramètre de piégeage des électrons.

$v_{te}$	Vitesse thermique.
$u_0$	Vitesse initiale d'un ion.
$I_e$	Courant électronique.
$I_i$	Courant ionique.
$U$	Nombre de Mach.
$l,n,m$	Cosinus directeurs.
$a$	Paramètre non-thermique.
$(W',X')$	L'espace de phase
$\eta$	Viscosité.

# Introduction

C'est en 1928 que les physiciens Langmuir et Tonks ont introduit pour la première fois le terme plasma pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube à décharge. Par la suite, ce mot a 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, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. Dans la nature, le plasma est souvent présenté comme le quatrième état de la matière. Il s'agit en fait d'un gaz partiellement ou totalement ionisé. c'est à dire une collection de particules chargées qui interagissent entre elles via les forces de Coulomb et de Lorentz.

Pour comprendre l'intérêt d'étudier les plasmas, il faut savoir que plus de 99% de la matière visible dans l'univers se trouve sous la forme de plasma. Par rapport aux solides, liquides et gaz, les plasmas sont donc omniprésents (les atmosphères, les nébuleuses et les étoiles,...). Mais ce qui les différencie réellement, c'est le fait que les plasmas s'étendent sur des domaines de température et de densité beaucoup plus importants que les trois autres états de la matière.

Un plasma ordinaire est composé d'électrons et d'ions, mais en réalité il contient aussi une composante additionnelle qu'on appelle grains de poussière [1, 2]. La présence de ces derniers conduit à la naissance de ce qu'on appelle plasma poussiéreux (plasma complexe). En effet, les plasmas poussiéreux ont commencé à être réellement étudiés vers la fin des années 1980 [3]. La physique des plasmas poussiéreux reçoit un intérêt grandissant, à cause de l'omniprésence des particules de poussières non seulement dans l'espace (les anneaux planétaires, la magnétosphère et l'atmosphère...) mais aussi dans les plasmas de laboratoire et les procédés industriels (la fusion thermonucléaire...) [2, 4, 5]. Ces parti-

cules, ou grains de poussière, introduisent une grande variété de nouveaux phénomènes associés aux ondes et aux instabilités et jouent un rôle primordial dans la compréhension de différents phénomènes en astrophysique. Parmi ces phénomènes, on cite: l'apparition de nouveaux modes (dust ion acoustic waves (DIA), dust acoustic waves (DA),...) [6].

Dans les plasmas on peut observer des phénomènes et des comportements très diversifiés. La mécanique des fluides et l'électromagnétisme sont généralement adaptés à leur description mais, du fait de cette grande diversité, ils doivent toujours être accompagnés d'hypothèses simplificatrices pour se restreindre seulement à une partie du grand domaine des plasmas. C'est ainsi que l'on trouve toute une multitude de modèle, chacun adapté à une zone du grand domaine des plasmas qui dépend directement des hypothèses faites. Parmi ces modèles on cite:

- Les modèles hydrodynamique (HD) et magnétohydrodynamique (MHD) sont valables pour les plasmas proches de l'équilibre thermodynamique à grande échelle, et font appel aux équations fluides.
- Le modèle cinétique pour les plasmas hors équilibre thermodynamique. Dans ce cas, on cherche à déterminer la fonction de distribution par la résolution de l'équation de Vlassov. Cette fonction étant connue, toutes les grandeurs mesurables peuvent être calculées par la suite.

Le but du présent mémoire de Magister consiste à étendre l'analyse des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses dans les milieux ionisés en présence d'un champ magnétique et de voir l'effet de ce dernier sur les propriétés de ces ondes. Pour ce faire, on fait appel à la théorie de perturbation réductive pour ramener l'ensemble d'équations fluides couplées avec l'équation de Poisson et l'équation de variation de la charge des grains de poussière à une seule équation modifiée appelée équation de Zakharov- Kuznetsov modifiée. La solution approximative de celle-ci décrit l'évolution temporelle de l'onde solitaire. Notre étude s'applique au système physique représenté par les anneaux de saturne.

Ce mémoire est divisé en trois chapitres. Dans le premier on présente des généralités sur la physique des plasmas et un aperçu général sur les propriétés des plasmas poussiéreux. Le second, consiste à présenter le modèle de l'onde acoustique ionique poussiéreuse, en

tenant compte de la fluctuation de charge du grain de poussière, et pour un plasma comprenant des électrons piégés. On a étudié les propriétés de cette onde au cas de faible amplitude. L'accent est mis sur l'influence des électrons piégés sur les propriétés des ondes acoustiques non-linéaires. Ensuite nous avons fait une extension du modèle au cas d'un plasma contenant des électrons non-thermiques ainsi qu'au cas d'électrons piégés avec un processus adiabatique. On a étendu notre étude afin de pouvoir faire une étude comparative entre les trois cas.

Enfin, dans le dernier chapitre, est faite l'analyse des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses de petite amplitude pour un plasma poussiéreux à deux populations électroniques piégés de différentes températures. Le but est de voir l'influence des deux températures électroniques et l'influence des paramètres de piégeage sur les propriétés de l'onde.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale et des perspectives qui présenteront l'objet d'investigations futures.

# Chapitre 1

## Physique des plasmas poussiéreux

### 1.1 Propriétés des plasmas

Un plasma c'est toute substance gazeuse qui possède suffisamment d'énergie thermique pour qu'il y ait présence de particules chargées en quantité non négligeable. Définis de cette façon, les plasmas peuvent être interprétés comme le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux trois autres états classiques que sont les solides, les liquides et les gaz.

On décrit un plasma en spécifiant la densité d'ions et d'électrons, par exemple la densité électronique  $n_e$  définie comme étant le nombre d'électrons par unité de volume, peut varier de 1 à  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  selon la nature du plasma (astrophysique ou de laboratoire). Un plasma peut être aussi caractérisé par sa température notée  $T$ . Là il nous faudra distinguer la température électronique notée  $T_e$  et ionique notée  $T_i$ , bien que les deux gaz d'électrons et d'ions soient mélangés, leurs températures ne sont égales que dans des situations bien définies comme c'est le cas dans les plasmas thermiques. La température  $T_e$  varie de 0.1 à  $10^6 \text{ev}$ .

On appelle plasma, un gaz même partiellement ionisé, mais possédant un taux d'ionisation différent de zéro et qui se présente sous la formule:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_0} \quad (1.1)$$

où  $n_e$  et  $n_0$  sont respectivement la densité électronique et la densité des particules neutres.

### 1.1.1 Classification des plasmas

Il existe plusieurs critères de classification, basés soit sur le type d'application pour lequel le plasma est destiné, soit sur les moyens par lesquels il a été créé. Le classement peut se faire aussi selon les propriétés ondulatoires qui le caractérisent, ou selon les valeurs prises par certains paramètres physiques. La classification des plasmas n'est donc pas unique.

- **Classification des plasmas selon le taux d'ionisation ( $\alpha$ )**

Dans le cas de plasma faiblement ionisés ( $\alpha$  compris entre  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ ), on parle de plasmas froids ( car l'énergie ne se propage pas en dehors de la zone occupée par les particules neutres). Dans ce cas un plasma peut également se former à basse température si la source d'ionisation vient de l'extérieur. C'est le cas de l'ionosphère où l'énergie d'ionisation provient du soleil.

Si on atteint un taux d'ionisation entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$ , le plasma est dit chaud quand il y a la propagation de l'énergie et de la chaleur, c'est le cas du soleil ou tout autre étoile.

- **Classification selon la température et la densité électroniques**

Pour étudier les interactions entre particules dans un plasma complètement ionisé, on peut introduire les longueurs fondamentales suivantes;  $r_0$  longueur de Landau,  $\lambda_D$  longueur d'écran de Debye et  $d_e$  distance moyenne entre les électrons. Ces trois longueurs peuvent s'exprimer en fonction de la densité et de la température électroniques  $n_e$ ,  $T_e$  comme suit

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} \quad (1.2)$$

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 K T_e}{n_e q_e^2 + n_i q_i^2} \quad (1.3)$$

$$d_e = n_e^{-1/3} \quad (1.4)$$

On peut définir une distance moyenne entre les ions ou entre un électron et un ion; ces distances sont toutes du même ordre de grandeur de  $d_e$ .

Les expressions (1.2), (1.3) et (1.4) permettent d'introduire une classification générale des plasmas selon les valeurs relatives de la densité  $n_e$  et de la température  $T_e$ ; les ordres de grandeur variant énormément d'un plasma à un autre. On peut alors distinguer les différents types de plasma à partir des domaines correspondant aux densité et température ( voir la figure 1.1) [7]

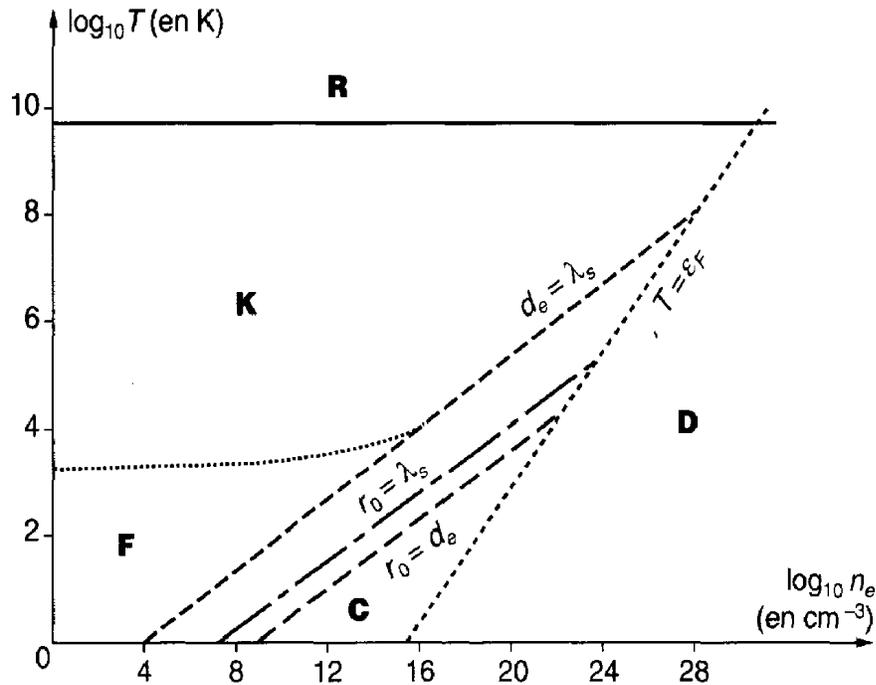


FIG. 1.1 – Classification des plasmas.

Il est intéressant de classier les plasmas selon les valeurs que prennent les deux paramètres de base, i.e. la température électronique  $T_e$  et la densité d'électron  $n_e$ . On

peut distinguer les différents types de plasma selon les valeurs relatives de la température électronique  $T_e$  et de la densité électronique  $n_e$ . On voit sur la figure (1.1) plusieurs régions, chaque région représente un type connu de plasma. Dans la région  $D$  c'est le cas des plasmas dégénérés; ils sont constitués de matière tellement dense qu'il sont dégénérés quantiquement. Les plasmas denses ne sont pas très bien connus, car ils sont assez difficile à reproduire. Dans la région située au-dessous des trois droites parallèles; les propriétés des plasmas correspondants sont très différentes; ils sont caractérisés essentiellement par le fait que les corrélations  $y$  sont très fortes; on les désigne souvent par le nom de plasmas corrélés classiques (région  $C$ ). Pour la région  $K$  c'est les plasmas cinétiques classiques. Il s'agit de plasmas à faibles corrélations et non relativistes comme c'est le cas du vent solaire. La région  $R$  représente le cas des plasmas relativistes qui ont une énergie au repos non négligeable par rapport à leur énergie d'agitation thermique. En d'autres termes, les particules de ces plasmas possèdent une énergie d'agitation thermique extrêmement élevée, ce qui leur confère une vitesse proche de celle de la lumière.

## 1.2 Piégeage des particules

La physique du piégeage peut se comprendre en considérant le mouvement à une dimension d'un électron dans une onde électrostatique donnée par

$$E_x(x,t) = E \sin(K_r x - \omega_r t) \quad (1.5)$$

En l'absence de collisions, les équations du mouvement d'un électron sont

$$\frac{dv}{dt} = \frac{-e}{m_e} E \sin(K_r x - \omega_r t) \quad (1.6)$$

Dans une onde électrostatique d'amplitude finie, l'interaction onde-particule fait apparaître le phénomène non linéaire de piégeage. Nous considérons dans cette interaction un repère se déplaçant à la vitesse de phase de l'onde  $v_p = (\omega_r/K_r)$ . Dans celui-ci la position de l'électron est  $x' = x - v_p t$  et sa vitesse  $v' - v_p$ ; le champ électrostatique peut s'exprimer à partir du potentiel  $E_x = -\partial\phi/\partial x'$ , ou  $\phi = \phi_o \cos(K_r x')$ . En présence de l'interaction

onde-particule l'énergie totale de la particule doit être conservée.

La conservation de l'énergie nous donne

$$-e\phi + \frac{m_e(v')^2}{2} = 0 \quad (1.7)$$

Les orbites électroniques dans l'espace des phases  $(v', x')$  se rangent donc en deux classes séparées par le cas critique où l'énergie cinétique de l'électron est égale à l'énergie potentielle maximum

$$e\phi = \frac{m_e(v')^2}{2} \quad (1.8)$$

Alors on peut définir ce qu'on appelle la vitesse de piégeage  $v_{tr}$

$$v_{tr} = \sqrt{2\frac{e\phi}{m_e}} \quad (1.9)$$

Les électrons dont l'énergie cinétique dans le repère de l'onde dépasse l'énergie potentielle maximale due à l'interaction avec l'onde sont les électrons libres (passants). Leurs orbites sont continues dans l'espace des phases. Par contre, les électrons dont l'énergie cinétique est inférieure à l'énergie potentielle maximale sont des électrons piégés; ils oscillent autour des minimas du potentiel de l'onde, et leurs orbites dans l'espace de phase sont fermées (au voisinage des minimas), comme c'est montré par la figure (1.2) [8]

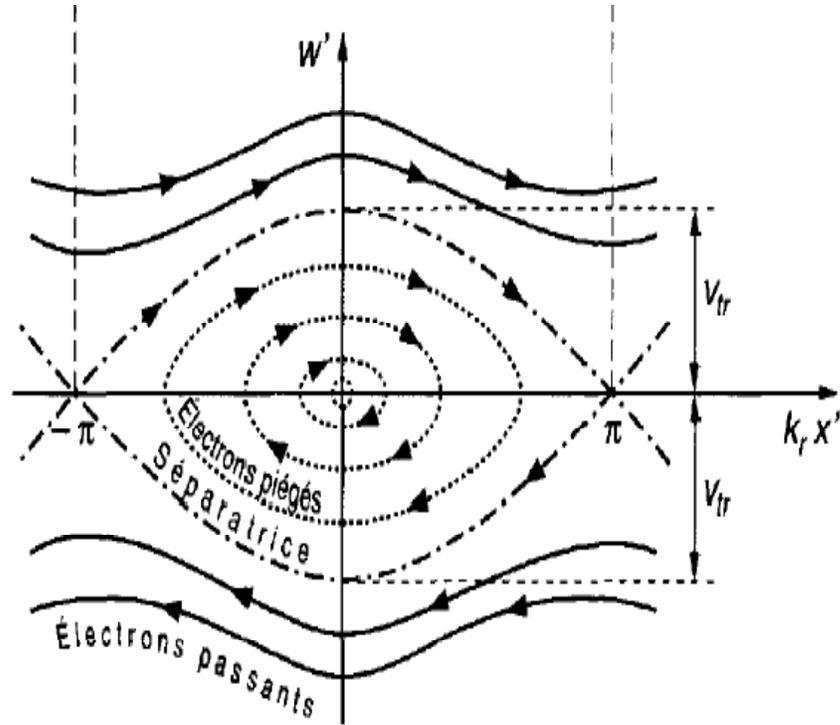


FIG. 1.2 – Les électrons piégés.

### 1.3 Mouvement des particules dans un plasma magnétisé

Un plasma magnétisé est un plasma dans lequel le champ magnétique ambiant  $\mathbf{B}$  est fort. Ce champ magnétique peut être constant (c'est-à-dire ne variant pas dans le temps) ou variable. Il est produit par des sources extérieures au plasma et engendre les courants électriques associés aux mouvements d'ensemble des particules du plasma. De façon plus générale, pour analyser le comportement d'un tel gaz, il est nécessaire de décrire le mouvement des particules chargées dans les champs  $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ , c'est-à-dire trouver toutes

les trajectoires possibles qui correspondent aux solutions de l'équation du mouvement d'une particule.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\Lambda B]) \quad (1.10)$$

Comme le plasma est constitué de particules chargées, il est important de connaître leurs mouvements en présence d'un champ magnétique. En principe, il suffit de résoudre l'équation du mouvement

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q[\mathbf{v}\Lambda B] \quad (1.11)$$

Comme l'impulsion  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  on trouve

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = [\mathbf{v}\Lambda\Omega] \quad (1.12)$$

où  $\Omega$  est la fréquence de rotation appelée fréquence angulaire cyclotronique de la particule concernée et  $m$  est la masse de la particule.

La plupart des plasmas poussiéreux de laboratoires ou de l'espace sont loin d'être en équilibre thermodynamique. Un plasma hors équilibre est caractérisé par la présence des modes collectifs instables dans lesquels les amplitudes se développent exponentiellement. Par exemple, celles dues à un plasma poussiéreux soumis à l'influence d'une force externe comme le champ magnétique [2]. Toutes les descriptions du comportement du plasma sont basées sur les mouvements des particules, dans le cas d'un plasma non magnétisé les particules se déplacent principalement en lignes droites, par contre dans le cas d'un plasma magnétisé, les particules chargées décrivent une trajectoire en hélice autour d'un champ magnétique. La trajectoire des particules dans un plasma magnétisé est montrée par la figure (1.3) [9]

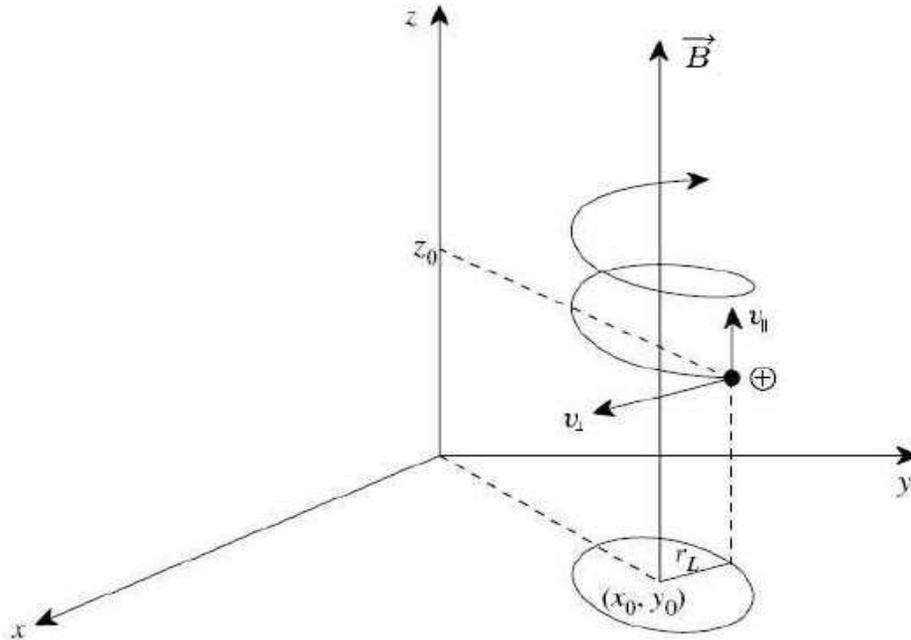


FIG. 1.3 – Trajectoire hélicoïdale des particules dans champ magnétique.

Le rayon typique de Larmor d'une particule chargée soumise à un mouvement giratoire par rapport au champ magnétique est donné par [9].

$$r_L = \frac{v_t}{\Omega} \quad (1.13)$$

où  $v_t$  est la vitesse de la particule.

## 1.4 Collisions entre particules

La différence principale entre un gaz ionisé et un gaz neutre est la nature des collisions entre particules. Les collisions entre particules neutres ressemblent à celles entre boules de billard [8]. Les trajectoires peuvent être représentées comme une succession de lignes droites séparées par des changements rapides de direction qui se produisent à chaque fois que deux particules se retrouvent séparées d'une distance égale à la somme de leurs

rayons.

Dans le cas d'un gaz ionisé la situation est très différente car chaque particule interagit constamment et simultanément avec un grand nombre d'autres particules via leurs champs électriques. Ainsi, les trajectoires des particules sont faites d'une superposition d'une multitude de petites perturbations.

Le rôle des collisions dans un plasma est fondamental, ils sont souvent le principal vecteur d'échange d'énergie entre particules. En général, les énergies cinétiques et potentielles nous permettent de définir une première distance caractéristique des collisions dans un plasma. En effet, deux particules vont avoir une forte influence l'une sur l'autre lorsqu'elles sont suffisamment proches pour que leur énergie potentielle d'interaction électrostatique soit égale à deux fois l'énergie cinétique de leur mouvement relatif. C'est le cas quand elles sont séparées de moins d'un rayon de forte interaction, qui est noté  $r_{\pi/2}$  tel que:

$$r_{\pi/2} = \frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 k_B T} \quad (1.14)$$

La distance moyenne entre particules  $r_{moy} \simeq n^{-1/3}$  permet de trouver l'énergie typique moyenne d'interaction électrostatique

$$E_{moy} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{moy}} \quad (1.15)$$

En divisant par l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique typique  $k_B T$  on obtient le paramètre de couplage

$$\Gamma = \frac{n^{1/3} e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T} \quad (1.16)$$

Le plasma est dit faiblement couplé quand  $\Gamma \ll 1$ . Dans ce cas la distance moyenne entre particule est grande devant  $r_{\pi/2}$  Cette condition est valable pour la majorité des plasmas spatiaux.

## 1.5 Propriétés des plasma poussiéreux

Depuis les premières observations expérimentales des grains de poussière (Hofmateur et Wilm 1936, Wolfred, Parker 1949-1950 et Pepperhoff 1951) [10], un intérêt particulier a été engagé pour étudier et proposer des modèles physique pour les plasmas poussiéreux. La présence des grains de poussière dans les plasma modifie considérablement les caractéristiques du plasma et donne lieu à des effets et phénomènes qui n'existent pas dans les plasmas où les grains de poussière sont négligeables [11](les grains sont totalement absents ou négligeables). Parmi ces phénomènes on cite l'apparition de nouveaux modes(mode acoustique poussiéreux (DA) et mode acoustique ionique poussiéreux (DIA)) [6].

Un plasma poussiéreux est composé de molécules de gaz neutres, d'électrons, d'ions et de grains de poussière. Ces derniers sont considérés comme une espèce à part entière, différente des ions. Les grains de poussière existent en général à basse températures, la masse des grains de poussière est supérieure par rapport à la masse du proton ( $m_d \sim 10^9 m_p$ ), et leur charge peut prendre des valeurs allant jusqu'à  $10^4 e$ . D'autre part, leur charge peut être positive ou négative selon les conditions expérimentales qui leur ont donné naissance. Une telle mixture de plasma et de grains de poussière possède trois échelles de longueur caractéristiques: ce sont le rayon du grain de poussière  $a$ , la longueur de Debye  $\lambda_D$  et la distance entre les grains  $d$ ; cette dernière est reliée à la densité des grains  $n_d$  par la relation  $n_d \sim d^{-1/3}$ .

Pour déterminer la longueur de Debye d'un plasma poussiéreux, on utilise l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi e (n_e - n_i - Z n_d) \quad (1.17)$$

où  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $n_d$  et  $\Phi$  sont respectivement les densités des électrons, des ions, des grains de poussière et le potentiel électrostatique.

A l'équilibre la condition de quasi-neutralité donne

$$Z_o n_{do} = n_{eo} - n_{io} \quad (1.18)$$

En présence de l'équilibre thermodynamique, les densités des électrons et des ions sont données par:

$$n_e = n_{eo} \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) \quad (1.19)$$

$$n_i = n_{io} \exp\left(\frac{-e\Phi}{T_i}\right) \quad (1.20)$$

$T_e$  et  $T_i$  étant les températures électronique et ionique pour des distances  $r$  mesurées par rapport au grain et lorsque  $r \gg \lambda_D$  on a :  $\frac{e\Phi}{T_e} \ll 1$  et  $\frac{e\Phi}{T_i} \ll 1$ ,  $\lambda_D$  étant la longueur de Debye. En linéarisant l'équation de Poisson on obtient

$$\nabla^2\Phi = 4\pi \left( \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right) \Phi = 4\pi \frac{1}{\lambda_D^2} \Phi \quad (1.21)$$

où  $\lambda_{Dj} = \left[ \frac{T_j}{4\pi e^2 n_{jo}} \right]^{1/2}$  représente la longueur de Debye de l'espèce  $j$  ( $j = e, i$ ).

La longueur de Debye  $\lambda_D$  d'un plasma poussiéreux est donnée par [12]

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{Di}^2 + \lambda_{De}^2}} \quad (1.22)$$

La longueur de Debye représente la longueur d'écran au-delà de laquelle les corrélations entre les particules chargées atténuent exponentiellement le potentiel de Coulomb,  $\Phi = \Phi_o \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right)$  décroît très rapidement. L'expression de  $\lambda_D$  a été obtenue en supposant implicitement que la charge des grains de poussière est constante. Dans le cas contraire, la fluctuation de charge prise en compte, un terme de correction doit donc être ajouté. La longueur de Debye est [2]

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De}\lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{Di}^2 + \lambda_{De}^2 + \lambda_{Dc}^2}} \quad (1.23)$$

où  $\lambda_{Dc}$  est le terme de correction dû à la fluctuation de charge.

Dans les plasmas conçus en laboratoire, la longueur de Debye est typiquement au-dessous de l'ordre du centimètre ou du millimètre . Dans les plasmas produits par des laser dans les expériences de confinement inertiel, la longueur de Debye est de l'ordre du micromètre. Les plasmas ionosphériques, ont une longueur de Debye de l'ordre du centimètre et les

plasmas spatiaux, où la température est assez élevée et la densité faible, la longueur de Debye peut atteindre quelques mètres.

## 1.6 Fréquences caractéristiques

Les valeurs prises par la charge et la masse du grain n'affectent pas seulement la longueur de Debye mais aussi les fréquences et modes propres du plasma.

La fréquence plasma des grains est définie par

$$\omega_{pd}^2 = \frac{4\pi nq}{m_d} \quad (1.24)$$

Comme  $n = (n_i - n_e)/Z_d$  ( la condition de neutralité du plasma), on peut écrire l'équation (1.9) sous la forme

$$\omega_{pd}^2 = \frac{4\pi Z_d n_i e^2}{m_d} - \frac{4\pi Z_d n_e e^2}{m_d} = \frac{Z_d m_i}{m_d} \omega_{pi}^2 - \frac{Z_d m_e}{m_d} \omega_{pe}^2 \quad (1.25)$$

où  $\omega_{pi}$  et  $\omega_{pe}$  sont respectivement les fréquences plasma ionique et électronique donnée par  $\omega_{pi}^2 = \frac{4\pi n_i e^2}{m_i}$ ,  $\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$ . La fréquences ionique est donnée pour des ions de charge +1, pour les plasmas poussiéreux on remarque que  $Z_d m_i \ll m_d$  ce qui implique  $\omega_{pd} \ll \omega_{pi} \ll \omega_{pe}$ . Cette propriété est très importante pour étudier les phénomènes qui évoluent dans le temps.

La fréquence cyclotronique est obtenue à partir de l'équation de mouvement dans un champ magnétique

$$\Omega_d = \frac{|q|B_0}{m_d} = Z_d \frac{m_i}{m_d} \Omega_i \quad (1.26)$$

où  $\Omega_i = \frac{eB_0}{m_i}$  est la fréquence cyclotronique ionique. On note aussi que  $\Omega_d \ll \Omega_i \ll \Omega_e$ . Les remarques concernant le temps caractéristique restent valables en présence du champ magnétique constant est uniforme noté  $\mathbf{B}_0$ . Ces résultats montrent que la présence des grains dans le plasma donne lieu à de nouveaux modes propres de basse fréquence différents des modes d'un plasma où la proportion des grains est négligeable.

## 1.7 Charge des grains de poussière

Les grains de poussière dans un plasma sont soumis au flux des différentes espèces chargées du plasma, généralement les électrons et les ions. Ces grains vont donc acquérir un potentiel communément appelé potentiel de la surface des grains. Un élément essentiel de la physique des plasma poussiéreux est la compréhension de la collection des particules chargées ( les ions et les électrons ) au niveau de la surface des grains de poussière. Cette collection fait varier la charge d'un grain de poussière. On peut avoir des grains avec des charges négatives ou positives. Les processus élémentaires qui mènent à la collection des particules sur la surface des grains de poussière dependent principalement de la taille du grain et des conditions du plasma. Parmi ces processus, nous citons le bombardement de la surface du grain à l'aide des électrons et des ions du plasma de base, l'émission photo-électrique, l'émission thermoélectronique et l'émission électronique secondaire, ... [13, 14].

### 1.7.1 Emission photo-électrique

Quand le flux de photons ayant une énergie  $h\nu$  plus grande que le travail d'extraction, la surface du grain émet des photo-électrons. Les électrons émis peuvent être capturés par un autre grain. La photo-émission dépend de la longueur d'onde des photons incidents, de la surface du grain et de la nature du grain de poussière.

### 1.7.2 Emission secondaire des électrons

Lorsqu' une particule énergétique du plasma (électrons ou ion) entre en collision avec la surface d'un grain de poussière, elle perd de l'énergie de manière totale ou partielle. cette énergie permet à certains électrons de quitter la surface du grain. La libération de ces électrons secondaires du grain de poussière rend la surface du grain positive. Ce processus est connu sous le nom d'émission secondaire des électrons.

### 1.7.3 Collection de particules

Dans ce cas les électrons atteignent la surface du grain les premiers ( la vitesse thermique des électrons est beaucoup plus grande que la vitesse thermique des ions). Le grain acquiert une charge négative, et en conséquence son potentiel extérieur au niveau de la surface devient négatif. Pour une valeur critique du potentiel négatif, les électrons sont repoussés en faveur de l'attachement des ions positifs. D'autre part, l'absorption des ions de plasma tend à rendre le potentiel à la surface positif, ce qui mène à la fluctuation du potentiel.

Les courants des électrons et des ions sont naturellement affectés par le potentiel à la surface du grain de poussière. Quand le potentiel de surface est négatif, les électrons sont repoussés et les ions sont attirés, cela engendre un décroissement du courant électronique et un accroissement du courant ionique. Quand le potentiel du grain de poussière diminue, sa charge résidante à la surface devient positive, les électrons peuvent surmonter la barrière de potentiel; il sont attirés et les ions repoussés. Dans ces conditions on a un accroissement du courant électronique et un décroissance du courant ionique [2].

Il y a plusieurs autres processus de charge du grain de poussière, mais seulement significatifs dans des circonstances assez particulières.

Le processus de charge dépend des sections efficaces  $\sigma_j$  de l'espèce  $j$  ( $j = e, i$ ), les expressions de ces dernières sont données respectivement pour les électrons et les ions par

$$\sigma_e(q_d, v) = \pi r_d^2 \left( 1 + \frac{2eq_d}{r_d m_e v^2} \right) \quad (1.27)$$

$$\sigma_i(q_d, v) = \pi r_d^2 \left( 1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v^2} \right) \quad (1.28)$$

Pour  $v^2 > 2e|q_d|/r_d m_e = v_*^2$  alors que pour  $v^2 < v_*^2$ ,  $\sigma_e(q_d, v)$  est simplement nulle. Les électrons doivent avoir une vitesse minimale pour pouvoir atteindre la surface du grain de poussière. En général, la charge du grain de poussière  $q_d$  est variable, déterminée par le courant de charge

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_d \nabla\right) q_d = I_e + I_i = I_d(q_d) \quad (1.29)$$

Avec:

$$I_d(q_d) = \sum_{j=e,i} q_j \int v \sigma_j(q_d, v) f_j(v) d^3v \quad (1.30)$$

où  $I_d(q_d)$  est le courant de charge,  $v$  est la vitesse des particules de l'espèce  $j$ ,  $q_j$  est la charge d'espèce  $j$  et  $f_j$  représente la fonction de distribution de la particule d'espèce  $j$ . Lorsque le plasma est en équilibre thermodynamique, la fonction de distribution des vitesses  $f_j$  peut être approximée par la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann  $f_{jo}$  donnée par

$$f_{jo} = n_{jo} \left(\frac{1}{2\pi v_{tj}^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2v_{tj}^2}(v - v_o)^2\right) \quad (1.31)$$

$v_o$  représente la vitesse de dérive entre le plasma de base et les grains de poussière,  $n_{jo}$  la densité à l'équilibre des particules d'espèce  $j$  et  $v_{tj} = (\frac{T_j}{m_j})^{1/2}$  leur vitesse thermique correspondante. Si la vitesse de dérive est plus grande que la vitesse thermique des ions, le courant ionique doit être corrigé pour prendre en compte le mouvement de dérive des ions par rapport au grain. Pour des grains de la poussière négativement chargés (Shukla 1996) [2, 15, 16] on a,

$$I_e = \pi r_d^2 e n_e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e}\right) \exp\left(\frac{e\phi_d}{T_e}\right) \quad (1.32)$$

$$I_i = \pi r_d^2 e n_i \left(\frac{8T_i}{\pi m_i}\right)^{1/2} \left[F_1(u_0) - F_2(u_0) \frac{e\phi_d}{T_i}\right] \quad (1.33)$$

où  $\phi_d$  le potentiel à la surface du grain de poussière et  $F_1(u_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{4u_0}(1 + 2u_0^2)erf(u_0) + \frac{1}{2} \exp(-u_0^2)$ ,  $F_2(u_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2u_0}erf(u_0)$ .

avec  $erf(u_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{u_0} \exp(-t^2)dt$  et  $u_0 = \frac{v_o}{v_{Ti}}$ .

## 1.8 Modes acoustiques

### 1.8.1 Mode acoustique poussiéreux

Les ondes acoustiques poussiéreuses (DA) ont été théoriquement prévues par Rao et al. (1990) [2], dans un plasma poussiéreux collisionnel à plusieurs composants qui est constitué des électrons, des ions, et des grains de poussière négativement chargés.

Le mode acoustique poussiéreux est un mode de très basse fréquence. Par conséquent, les grains de poussière prennent part à sa dynamique et l'inertie de l'électron et de l'ion peut être négligée. La relation de dispersion est alors donnée par [17]

$$\frac{\omega}{K_z} = \left[ \frac{T_d}{m_d} + \varepsilon Z_d^2 \frac{T_i}{m_d} + \frac{1}{1 + (1 - \varepsilon Z_d) T_i / T_e} \right]^{1/2} = C_{DA} \quad (1.34)$$

où  $C_{DA}$  représente la vitesse acoustique poussiéreuse. Pour ce mode, l'inertie des grains de poussière est très importante. La densité des grains de poussière  $n_d$  est obtenue à partir de l'équation de continuité [2]

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + \nabla(v_d n_d) = 0 \quad (1.35)$$

et l'équation de mouvement

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + v_d \nabla v_d - Z_d \nabla \Phi + \frac{\nabla P}{n_d} = 0 \quad (1.36)$$

combinée avec l'équation de Poisson

$$Z_d \nabla^2 \Phi = n_e + n_d - n_i \quad (1.37)$$

### 1.8.2 Mode acoustique ionique poussiéreux

Les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses (DIA) ont été prévues par Shukla et Silin (1992) [2]. Le mode DIA c'est le mode acoustique ionique habituel modifié par la

présence des grains de poussière chargés négativement [18, 19]. Le grain, dans ce cas, peut être considéré comme fond neutralisant et stationnaire (immobile). La relation de dispersion devient alors

$$\frac{\omega}{K_s} = \left[ \frac{T_i}{m_i} + \frac{T_e}{m_i(1 - \varepsilon Z_d)} \right]^{1/2} = C_{sd} \quad (1.38)$$

où  $C_{sd}$  représente la vitesse acoustique ionique modifiée.

Dans le cas des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses, la dynamique de ces dernières est décrite par les équations de continuité, de mouvement et de Poisson suivantes

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(v_i n_i) = 0 \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial(v_i n_i)}{\partial t} + \nabla(n_i v_i v_i) - \frac{en_i}{m_i} \nabla \Phi + \frac{\nabla P}{m_i} = 0 \quad (1.40)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi e(Z_d n_{do} + n_e - n_i) \quad (1.41)$$

## 1.9 Phénomènes non linéaires dans un plasma poussiéreux

Les physiciens avaient identifié l'importance des phénomènes non linéaires qui apparaissent dans les équations hydrodynamiques de Navier-Stokes, la théorie de la gravitation, les effets collectifs associés aux interactions entre particules en physique des solides, et les équations de Korteweg et de Vries en physique des plasmas. [20]

Les non-linéarités dans les plasmas contribuent à la localisation des ondes solitaires, conduisant à différents types de structures intéressantes ( ondes chocs, vortex, ...). Ces structures sont très importants de point de vue théorique et expérimental [2].

La présence des grains de poussière chargés présente de nouveaux dispositifs aux structures non-linéaires, qui sont autrement absentes dans le plasma habituel ( ondes solitaires

( DAS, DIAS ) [21], ondes chocs ( DAC, DIAC ), etc...) [22].

Une structure solitaire est définie comme étant un équilibre entre l'effet non-linéaire et la dispersion (quand l'effet de la dissipation est négligeable devant la non-linéarité et la dispersion ) [2]. Les solitons sont des structures dynamiques localisées de grande et faible amplitude, capables de se propager sur de longues distances sans déformation et gardent leur forme et leur vitesse après collision entre elles.

Les ondes de choc apparaissent quand l'effet dissipatif est plus important que celui de dispersion [2].

## Chapitre 2

# Les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses

### 2.1 Piégeage des particules et modes acoustiques

#### 2.1.1 Modèle physique

Considérons un plasma poussiéreux totalement ionisé et collisionnel composé de trois espèces, ions positifs, électrons piégés et grains de poussière de densités respectives  $n_i$ ,  $n_e$ , et  $n_d$ , en présence d'un champ magnétique statique externe  $\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{x}}$ . Les plasmas des magnétosphères planétaires, les plasmas des couches externes des étoiles et les anneaux de saturne sont des exemples où on trouve ce type de champ magnétique. Les grains de poussière sont supposés de forme sphérique de même charge  $Q_d = -Z_d e$ , de même rayon  $r_d$  et stationnaires de densité  $n_d^{(0)}$ . On s'intéresse à la dynamique des ions en présence des collisions dues à l'échange de charge. Les ions sont gouvernés par les équations fluides (les équations de continuité et de mouvement ) combinées avec l'équation de Poisson. Ces équations sont valables dans les conditions suivantes:

- Pas de particules neutres, le plasma est supposé complètement ionisé. Donc pas de collisions entre les ions et les particules neutres couplées.
- La distance entre les particules est plus petite que la longueur de Debye.

– Le rayon des grains de poussière  $r_d$  est inférieur à  $1\mu m$  [23, 24]. Le système d'équations est alors:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i u_i) = -v_{ch} n_i + v_i n_e \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial t} + \nabla(n_i u_i u_i) + \frac{1}{m_i} \nabla P_i + \frac{e n_i}{m_i} \nabla \phi - \frac{e n_i}{m_i} (u_i \times B) = -\tilde{v} n_i u_i \quad (2.2)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e (Z_d n_d^{(0)} + n_e - n_i) \quad (2.3)$$

Les densités  $n_i$  et  $n_e$ , leur vitesse fluide  $u_i$ , le potentiel électrostatique  $\phi$ , la charge des grains de poussière  $Z_d$ , le temps  $t$ , et la variable d'espace  $\nabla$ , la pression  $P_i$ , les fréquences  $v_i$ ,  $v_{ch}$  et  $v$  sont normalisés respectivement par:  $n_e^{(0)}$ ,  $n_e^{(0)}$ ,  $C_s \left[ = \left( \frac{T_e}{m_i} \right)^{(1/2)} \right]$ ,  $\frac{T_e}{e}$ ,  $Z_d^{(0)}$ ,  $\omega_{pi}^{-1} \left[ = \left( \frac{m_i}{4\pi e^2 n_i^{(0)}} \right)^{(1/2)} \right]$ ,  $\lambda_D^{-1} \left[ = \left( \frac{T_e}{4\pi e^2 n_i^{(0)}} \right)^{(-1/2)} \right]$ ,  $n_e^{(0)} T_i$ , et  $\tilde{v}$ .  
Où  $n_e^{(0)}$  est la densité électronique à l'équilibre,  $C_s$  la vitesse acoustique des ions,  $T_e$  et  $T_i$  les températures électronique et ionique,  $Z_d^{(0)}$  la charge des grains de poussière à l'équilibre,  $\omega_{pi}$  la fréquence plasma ionique,  $\lambda_D$  la longueur de Debye des grains de poussière. Les équations (2,1)-(2,3) peuvent être réécrites sous la forme normalisée suivante

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i u_i) = -v_{ch} n_i + v_i n_e \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial t} + \nabla(n_i u_i u_i) + \frac{5}{3} \sigma_i n_i^{(2/3)} \nabla n_i + n_i \nabla \phi - n_i (u_i \times \Omega \hat{x}) = -v n_i u_i \quad (2.5)$$

$$\alpha \nabla^2 \phi = \delta Z_d^{(0)} Z_d + n_e - n_i \quad (2.6)$$

avec :  $\alpha = \frac{n_i^{(0)}}{n_e^{(0)}}$ ,  $\delta = \frac{n_d^{(0)}}{n_e^{(0)}}$  et  $\sigma_i = \frac{T_i}{T_e}$ .

Pour les électrons, la fonction de distribution est scindée en deux parties [25]

$$F_e = F_{ef} + F_{et} \quad (2.7)$$

avec:

$$\begin{cases} F_{ef}(x, v_x) = n_{eo} \left( \frac{1}{2\pi v_{te}^2} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{v_x^2}{2v_{te}^2} + \frac{e\phi(x)}{T_{ef}} \right) & \text{si } |v_x| > \sqrt{\frac{2e\phi(x)}{m_e}} \\ F_{et}(x, v_x) = n_{eo} \left( \frac{1}{2\pi v_{te}^2} \right)^{1/2} \exp \left[ \beta \left( -\frac{v_x^2}{2v_{te}^2} + \frac{e\phi(x)}{T_{ef}} \right) \right] & \text{si } |v_x| \leq \sqrt{\frac{2e\phi(x)}{m_e}} \end{cases}$$

Où  $F_{ef}$  est la fonction de distribution des électrons libres (free). Ces derniers ont une énergie cinétique qui leur permet de passer la barrière de potentiel de l'onde électrostatique. La deuxième partie de la fonction de distribution i.e  $F_{et}$ , décrit les électrons piégés par l'onde.  $\beta = \frac{T_{ef}}{T_{et}}$  est le paramètre de piégeage,  $v_x$  est la composante cartésienne suivant l'axe  $X$  de la vitesse électronique  $v_e$ ,  $v_{te} = \sqrt{\left(\frac{T_{ef}}{m_e}\right)}$  est la vitesse thermique électronique.  $T_{ef}$  est la température des électrons libres  $T_{et}$  est la température des électrons piégés. En intégrant (2.7) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des électrons est donnée par [26]

$$\begin{aligned} n_e &= \int_v F_e(v_e(x)) dv_x \\ &= n_{eo} \left[ \exp \left( \frac{e\phi}{T_{ef}} \right) \left( 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{e\phi}{T_{ef}}} \right) + \frac{1}{\sqrt{\beta}} \exp \left( \frac{e\phi}{T_{ef}} \beta \right) \operatorname{erf} \sqrt{\frac{e\phi}{T_{ef}} \beta}; \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Cette dernière équation peut être réécrite dans le cas d'un faible potentiel  $\phi$  ( $\phi \ll 1$ ), sous la forme suivante:

$$n_e = n_e^{(0)} \left[ 1 + \left( \frac{e\phi}{T_{ef}} \right) - \frac{4}{3} b \left( \frac{e\phi}{T_{ef}} \right)^{3/2} + \frac{1}{2} \left( \frac{e\phi}{T_{ef}} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

Avec  $b = (1 - \beta)/\sqrt{\pi}$ .

Ce qui correspond en écriture normalisée à

$$n_e = 1 + \phi - \frac{4}{3} b \phi^{3/2} + \phi^2 \quad (2.10)$$

La charge du grain de poussière  $Q_d = -eZ_d = r_d\Phi$  est calculée de manière self-consistante à partir de l'équation d'évolution de la charge du grain que nous écrivons sous la forme [27, 28]

$$\frac{dQ_d}{dt} = I_e + I_i \quad (2.11)$$

où  $I_e$  et  $I_i$  sont respectivement les courants microscopiques moyens des électrons et des ions obtenus en moyennant la section efficace  $\sigma_i$  de la charge et la fonction de distribution  $F_j$  sur tout l'espace des vitesses  $v_j$

$$I_j = q_j \int_{R_j} v_j \sigma_j(Q_d, v_j) F_j(v_j) d^3v_j \quad (2.12)$$

où  $j = e, i$  désignent l'électron et l'ion respectivement,  $R_j, \sigma_j = \pi r_d^2 (1 \pm \frac{2eQ_d}{m_j v_j^2})$  et  $v_j$  sont respectivement le domaine d'intégration dans l'espace des vitesses, la section efficace et la vitesse des particules d'espèce  $j$ . D'où l'expression du courant électronique et ionique donnée pour un grain de charge négative [2, 16, 15]

$$I_e = -\pi r^2 e \left( \frac{8T_{ef}}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left( \frac{e\Phi}{T_{ef}} \right) \quad (2.13)$$

$$I_i = \pi r^2 e \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \left[ F_1 - F_2 \left( \frac{e\Phi}{T_i} \right) \right] \quad (2.14)$$

où:  $F_1 = \frac{\sqrt{\pi}}{4u_0} (1 + 2u_0^2) \text{erf}(u_0) + \frac{1}{2} \exp(-u_0^2)$  et  $F_2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2u_0} \text{erf}(u_0)$  ( $\text{erf}$  est la fonction erreur) Notons que le modèle utilisé pour décrire la fluctuation de la charge est actuellement très controversé [29]. Un grand nombre de travaux publiés, prenant en considération la fluctuation de la charge, laisse apparaitre généralement trois problèmes:

- 1) D'une part il suppose la fluctuation de la charge mais ignore le transfert du moment. Aucune justification n'est avancée pour une telle approximation.
- 2) Les distributions des espèces légères (ions et électrons) au voisinage du grain se trouvent modifiées lorsque la charge fluctue.
- 3) Le modèle utilisé pour calculer les courants ignore l'interaction entre les particules

(grains). Ceci est vrai si leur fluide est suffisamment dilué.

Tout au long de notre travail nous avons pris en compte les corrections des modèles dûes à la première et la deuxième remarque. Nous avons ajouté le terme de transfert de moment dans l'équation du mouvement. Les courants sont calculés à partir des fonctions de distribution correspondantes aux électrons. Par contre, on a supposé implicitement que les grains de poussière ne sont pas très denses. Ceci est vrai pour des plasmas de la magnétosphère où  $n_d \sim d^{-1/3}$ .

Ans l'équation (2.11) sous la forme normalisée devient

$$-\frac{dZ_d}{dt} = L_2 n_i \left[ F_1 - F_2 L_4 Z_d \right] - L_1 n_e \exp(L_3 Z_d) \quad (2.15)$$

avec:

$$L_1 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_{ef}}{m_e} \right)^{1/2}$$

$$L_2 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_i}{m_i} \right)^{1/2}$$

$$L_3 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_{ef}}$$

$$L_4 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_i}$$

Pour étudier les propriétés des ondes acoustiques ioniques solitaires (DIAS) de faible amplitude dans un plasma poussiéreux, nous utilisons la méthode perturbative réductive standard [30]. Selon cette méthode, nous introduisons les nouvelles variables suivantes [31, 32, 33]

$$X = \varepsilon^{1/4}(x - \lambda t)$$

$$Y = \varepsilon^{1/4}y$$

$$Z = \varepsilon^{1/4}z$$

$$T = \varepsilon^{3/4}t \quad (2.16)$$

Les variables  $n_i, \phi, u_{ix}, u_{iy,z}$  et  $Z_d$  sont alors développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leur valeur d'équilibre [24, 34]

$$n_i = \alpha + \varepsilon n_i^{(1)} + \varepsilon^{3/2} n_i^{(2)} + \dots \quad (2.17)$$

$$\phi = \varepsilon \phi_i^{(1)} + \varepsilon^{3/2} \phi_i^{(2)} + \dots \quad (2.18)$$

$$u_{ix} = u_{ix}^{(0)} + \varepsilon u_{ix}^{(1)} + \varepsilon^{3/2} u_{ix}^{(2)} + \dots \quad (2.19)$$

$$u_{iy,z} = \varepsilon^{5/4} u_{iy,z}^{(1)} + \varepsilon^{3/2} u_{iy,z}^{(2)} + \dots \quad (2.20)$$

$$Z_d = 1 + \varepsilon Z_d^{(1)} + \varepsilon^{3/2} Z_d^{(2)} + \dots \quad (2.21)$$

et les fréquences  $v_i \sim \varepsilon^{(3/4)} v_{i0}$ ,  $v_{ch} \sim \varepsilon^{(3/4)} v_{ch0}$  et  $v \sim \varepsilon^{(3/4)} v_0$

Portant les équations (2.17)-(2.21) et le changement de variable (2.16) dans les équations (2.4)-(2.6) et (2.15). A l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$  (ordre 1), on obtient

$$\frac{s}{\alpha} n_i^{(1)} = \frac{s}{\lambda_1} u_{ix}^{(1)} = -\frac{F}{R + (\frac{\alpha Q}{s})} Z_d^{(1)} = \phi^{(1)}$$

$$u_{iy}^{(1)} = -\frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}$$

$$u_{iz}^{(1)} = \frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}$$

$$\frac{\alpha}{s} + \frac{\delta Z_d^{(0)}}{F} \left[ R + \frac{\alpha Q}{s} \right] = 1$$

avec:

$$\lambda_1 = \lambda - u_{ix}^{(0)}$$

$$s = \lambda_1^2 - \frac{5}{3} \sigma_i \alpha^{2/3}$$

$$R = -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2}$$

$$Q = L_2 [F_1 - F_2 L_4]$$

$$F = -\alpha F_2 L_2 L_4 - L_1 L_3 - L_1 L_3^2$$

A l'ordre supérieur en  $\varepsilon$ , on résout le système d'équations suivantes (2.4)-(2.6) et (2.15) afin d'obtenir l'équation de Zakharov-Kuznetsov modifiée

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + AB \sqrt{\phi^{(1)}} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X} + \frac{1}{2} AC \phi^{(1)} + \frac{1}{2} A \alpha \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} + \frac{1}{2} AD \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Z^2} \right] = 0 \quad (2.22)$$

avec:

$$\lambda_2 = \lambda - 2u_{ix}^{(0)}$$

$$A = \frac{s^2}{\alpha \lambda_1 E}$$

$$C = E \left[ \frac{\lambda_2 v_{cho} \alpha}{s^2} + \frac{\lambda v_o \alpha}{s^2} - \frac{\lambda_2 v_{io}}{s} \right]$$

$$E = \left[ 1 + \frac{\delta Q Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

$$D = \alpha \left[ 1 + \frac{\lambda_1^4 E}{\Omega^2 s^2} \right]$$

$$B = b \left[ 1 - \frac{\delta Z_d^{(0)} R}{F} \right]$$

### 2.1.2 Effet des électrons piégés

La solution de l'équation (2.22) décrit la propagation des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses non linéaires de nature solitaire. Pour obtenir la solution de cette équation, nous introduisons dans un repère stationnaire la variable  $\chi = lX + mY + nZ - UT$  où  $U$  est le nombre de Mach.  $\chi$  est la transformation des coordonnées dans un repère qui se déplace avec une vitesse  $U$ .  $l$ ,  $m$ , et  $n$  sont des cosinus directeurs du vecteur d'onde  $K$

selon les axes  $X, Y, Z$  respectivement, tels que  $l^2 + m^2 + n^2 = 1$  [24]. Dans ce cas l'équation (2.22) s'écrit

$$-U \frac{d\phi^{(1)}}{d\chi} + AB\sqrt{\phi^{(1)}} \frac{d\phi^{(1)}}{d\chi} + \frac{1}{2}AC\phi^{(1)} + hl \frac{d^3\phi^{(1)}}{d\chi^3} = 0 \quad (2.23)$$

où:  $h = \frac{1}{2}A\alpha l^2 + \frac{1}{2}AD(1 - l^2)$ .

La non linéarité et la dispersion sont les propriétés caractéristiques les plus importantes d'un plasma. Notons que pour des ondes acoustiques ioniques se propageant avec une vitesse proche à celle du son, le terme  $\sqrt{\phi^{(1)}} \frac{d\phi^{(1)}}{d\chi}$  de l'équation (2.23) provient du terme non-linéaire convectif  $u_i \nabla u_i$  de l'équation de mouvement des ions. De plus, le terme linéaire de troisième ordre  $\frac{d^3\phi^{(1)}}{d\chi^3}$  est dû au fait que dans un repère se déplaçant avec la vitesse du son, les corrections de la relation de dispersion sont proportionnelle à  $K^3$ .

L'équation (2.23) est une équation différentielle homogène, pour trouver sa solution on prend  $C = 0$ . En multipliant chaque terme de l'équation résultante par  $d\chi$ , puis en intégrant une fois et en imposant des conditions aux limites appropriées aux solutions localisées ( $\phi^{(1)} \rightarrow 0, d\phi^{(1)}d\chi \rightarrow 0$  lorsque  $\chi \rightarrow +\infty$ ), nous obtenons

$$-U\phi^{(1)} + \frac{2}{3}ABl(\phi^{(1)})^{3/2} + hl \frac{d^2\phi^{(1)}}{d\chi^2} = 0 \quad (2.24)$$

En multipliant chaque terme de l'équation (2.24) par  $\frac{d\phi^{(1)}}{d\chi}$  et en intégrant une fois et en imposant les mêmes conditions aux limites on trouve:

$$\left[ \frac{d\phi^{(1)}}{d\chi} \right]^2 = \frac{8AB}{15h} (\phi^{(1)})^2 \left[ \frac{15U}{8ABl} - (\phi^{(1)})^{1/2} \right] \quad (2.25)$$

L'équation (2.25) peut alors être intégrée pour donner

$$\phi^{(1)} = \left( \frac{15U}{8ABl} \right)^2 \operatorname{sech}^4 \left( \frac{\chi}{\sqrt{\frac{16hl}{U}}} \right) \quad (2.26)$$

D'où la solution générale de l'équation homogène ( $C \neq 0$ )

$$\phi^{(1)} = \phi_0 \operatorname{sech}^4 \left( \frac{\chi}{W} \right) \quad (2.27)$$

Où  $\phi_0$  et  $W$  représentent respectivement l'amplitude et la largeur de l'onde acoustique ionique solitaire. Leurs valeurs sont données par

$$\phi_0 = \left(\frac{15U}{8ABl}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{1}{2}ACT\right) \text{ et } W = \sqrt{\frac{16hl}{U} \times \left(\exp\left(\frac{1}{2}ACT\right)\right)^{1/2}}$$

Notons que  $\phi_0$  et  $W$  sont reliés à la fréquence de l'onde qui se propage ( $\phi_0$ ,  $W$  dépendent explicitement de la vitesse  $U$ ).

Les résultats obtenus montrent qu'en présence d'électrons piégés, les structures non-linéaires localisées peuvent se propager dans le plasma.

Nous allons faire une investigation numérique qui permet la détermination des paramètres gouvernant les caractéristiques de l'onde.

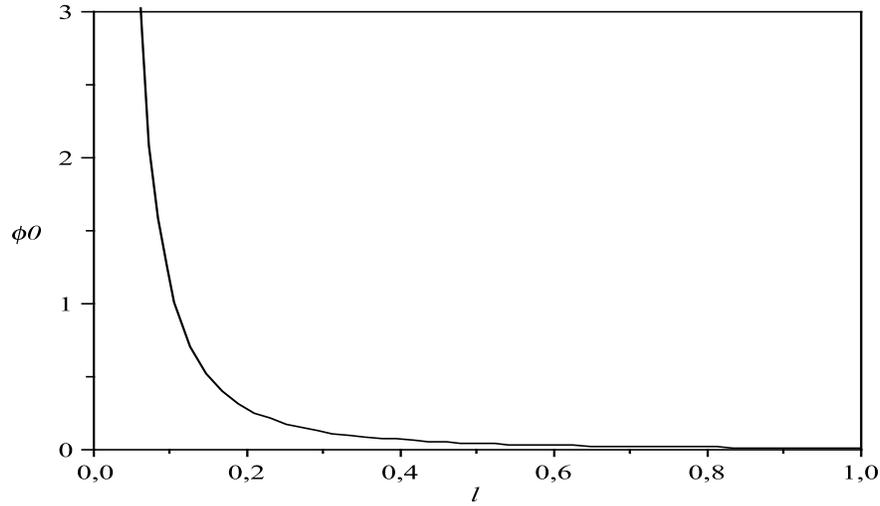


FIG. 2.1 -  $\phi_0$  en fonction de  $l$

$\alpha = 1.2, \delta = 0.01, n_e^{(o)} = 10^3, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 1.22, r_d = 1.85, \times 10^{-13}, T_i = 0.05, T_{ef} = 0.1, T_{et} = 0.2, u_{ix}^{(o)} = 0.1, v_{cho} = 0.00019, v_{io} = 0.00022, v_o = 0.00025$  et  $T = 3$

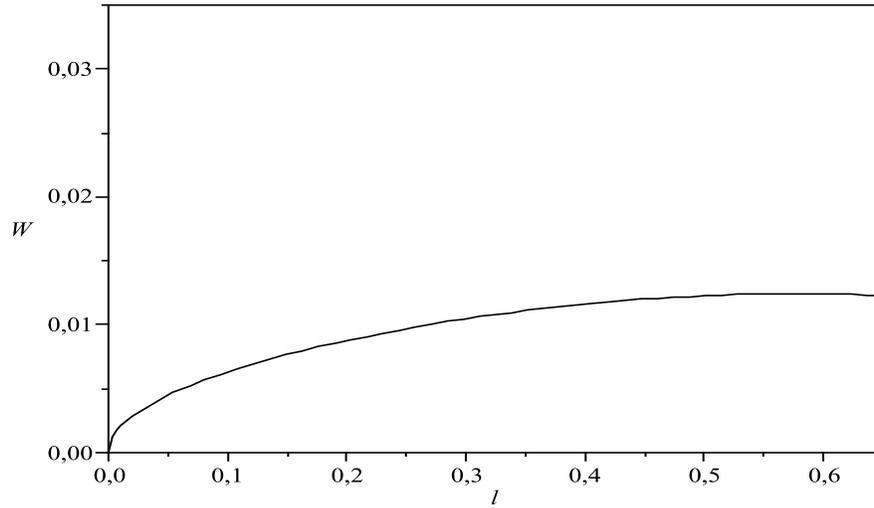


FIG. 2.2 –  $W$  en fonction de  $l$

$\Omega = 200$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG(2.1)

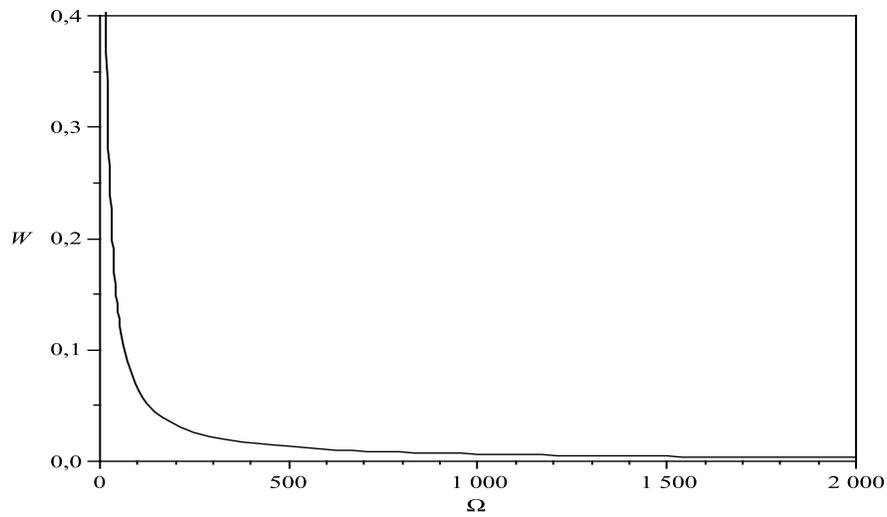


FIG. 2.3 –  $W$  en fonction de  $\Omega$

$l = 0,5$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG(2.1)

Le travail que nous avons réalisé peut s'appliquer à plusieurs exemples de plasma spatial. Une question se pose: quel serait parmi ces derniers le plus approprié pour notre modèle? Le tableau 2 de la réf [5], donne quelques valeurs typiques des plasmas chargés

contenant des grains de poussière cosmiques. En fait, il y a seulement deux exemples pour le tableau qui vérifient les conditions dans lesquelles nos équations de base sont valables. Il s'agit des anneaux de Saturne et des coquilles de supernovas.

Pour les expériences de laboratoire, il est nécessaire de mentionner que la forme de la perturbation initiale pourrait être importante par rapport à ce que nous voulons observer, des structures cohérentes (solitons) ou bien des structures dissipatives (ondes de choc). Par exemple, les deux structures (ondes de choc et solitons) ont été observées dans un dispositif de double-plasma à l'Institut de l'Espace et de la Science Astronautique (Japon) [22, 35]. Dans les deux expériences, les conditions de plasma étaient (ou presque) les mêmes mais la différence résidait dans la perturbation initiale ce qui est différent par rapport à ce qu'on veut.

La figure (2.1) représente l'amplitude  $\phi_0$  en fonction du cosinus directeur suivant la direction  $X$  (direction du champ magnétique). L'amplitude décroît très rapidement et devient presque nulle pour  $l > 0.4$ . L'onde ne peut pas se propager le long du champ magnétique. Par contre la largueur du soliton croît lorsque le cosinus directeur croît [fig (2.2)], mais elle décroît quand la fréquence cyclotronique augmente [fig (2.3)]. La gamme de fréquence pour laquelle la propagation de la structure est possible correspond à  $[0, 1000]$ . Ces résultats obtenues sont en bon accord avec ceux de la référence [24]. On note que la propagation d'une structure solitaire nécessite la présence de deux espèces différentes des électrons. En présence d'un champ magnétique intense, la fréquence devient plus importante, ce qui rend le mouvement des électrons localisés (rayon de Larmor plus petit).

## **2.2 Mode acoustique en présence des électrons non-thermiques**

Un plasma est un milieu dans lequel les électrons et les ions sont animés d'une vitesse de dérive proportionnelle au champ électrique engendré par la source électrique qui fournit l'énergie nécessaire. Dans le cas des plasmas thermiques, les températures associées aux électrons, aux ions et aux espèces neutres sont très voisines. Dans ce type des plas-

mas, les particules légères sont supposées en équilibre thermodynamique. La fonction de distribution est celle de Boltzmann et la densité des électrons s'écrit comme suit:

$$n_s = n_{os} \exp\left(\frac{-q_s \phi}{k_B T_s}\right) \quad (2.28)$$

où  $n_{os}$  est la densité initiale;  $q_s$ ,  $T_s$  sont respectivement la charge et la température de l'espèce  $s$ . On rencontre des plasmas thermiques dans les explosions nucléaires et dans les étoiles. Ceci est vrai si le temps de relaxation des différentes espèces est plus petit que le temps caractéristique du phénomène physique, objet de l'étude dans beaucoup de situations, les particules n'ayant pas suffisamment de temps pour redistribuer leur énergie. Dans ce cas la fonction de distribution de certaines espèces n'est pas celle de Boltzmann. Parmi les distributions non-maxwelliennes utilisées, la distribution des électrons non-thermiques [36]. Dans ce cas la température électronique est beaucoup plus élevée que celle des particules lourdes. Les plasmas non thermiques sont alors des milieux à haute densité d'énergie. La fonction de distribution des électrons est obtenue à partir de la théorie cinétique [37]

$$f(v) = \frac{1}{\pi^{3/2} \Theta^3} \frac{\Gamma(k+1)}{k^{3/2} \Gamma(k-1/2)} \frac{1}{(1+v^2/k\Theta^2)^{k+1}} \quad (2.29)$$

Où  $\Theta = \frac{2T}{m} \frac{k-3/2}{k} = v_t^2 \frac{k-3/2}{k}$ ,  $v_t$  est la vitesse thermique,  $\Gamma$  est la fonction Gamma qui s'écrit sous la forme:

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} \exp(-t) dt$$

$k$  est un indice compris entre 2 et 6. La distribution kappa tend vers une maxwellienne lorsque  $k \rightarrow \infty$ . Dans notre cas  $k = 2$ , alors  $\Theta = \sqrt{\frac{k_B T}{2m}} = v_t$ ,  $\Gamma(k+1) = \Gamma(2+1) = 2$ ,  $\Gamma(2-1/2) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$

La fonction de distribution des vitesses des électrons non-thermiques s'écrit sous la forme suivante [38]

$$f_{eh}(v) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi v_{th}^2}} \frac{1}{1+3a} \left[ 1 + a \frac{v^4}{v_{th}^4} \right] \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) \quad (2.30)$$

avec  $a$ , un paramètre qui caractérise la déviation de la distribution non-thermique par rapport à la distribution de Boltzmann. Dans le cas où  $a = 0$  on retrouve la distribution de Boltzmann. [39]

Le plasma du vent solaire, le plasma de la magnétosphère, le plasma qui s'échappe de l'ionosphère et le plasma de la couronne solaire sont non-thermiques.

### 2.2.1 Modèle physique

Dans cette section, nous allons étendre notre étude au cas des électrons non-thermiques, dans le but d'analyser les ondes acoustiques ioniques solitaires qui peuvent se propager dans le plasma. Pour cela, considérons un plasma poussiéreux collisionnel et magnétisé composé de trois espèces: des ions positifs de densité  $n_i$ , des électrons non-thermiques de densité  $n_e$  et des grains de poussière négatifs et stationnaires de densité  $n_d^{(0)}$ . A l'équilibre la condition de quasi-neutralité requiert  $n_i^{(0)} = Z_d^{(0)} n_d^{(0)} + n_e^{(0)}$ .

La dynamique des ions peut être décrite par les équations normalisées de continuité, de mouvement et de Poisson (chapitre 2, les équations (2.1)-(2.3))

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i u_i) = -v_{ch} n_i + v_i n_e \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial t} + \nabla(n_i u_i u_i) + \frac{5}{3} \sigma_i n_i^{(2/3)} \nabla n_i + n_i \nabla \phi - n_i (u_i \times \Omega \hat{x}) = -v n_i u_i \quad (2.32)$$

$$\alpha \nabla^2 \phi = \delta Z_d^{(0)} Z_d + n_e - n_i \quad (2.33)$$

avec :  $\alpha = \frac{n_i^{(0)}}{n_e^{(0)}}$ ,  $\delta = \frac{n_d^{(0)}}{n_e^{(0)}}$  et  $\sigma_i = \frac{T_i}{T_{ef}}$

La fonction de distribution des vitesses des électrons non-thermiques dans le cas à trois dimension est donnée par [39]

$$F_e(v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{eo}}{(1+3a)} \left( \frac{1}{2\pi v_{te}^2} \right)^{3/2} \left\{ 1 + 4a \left( \frac{v_x^2}{2v_{te}^2} - \frac{e\phi}{T_e} \right)^2 \right\} \times \exp \left( -\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_{te}^2} + \frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (2.34)$$

où  $a$  est un paramètre représentant la fraction des électrons non-thermiques présents dans le plasma,  $v_x$ ,  $v_y$ , et  $v_z$  sont les composantes cartésiennes de la vitesse électronique  $v_e$ ,  $v_{te} = \sqrt{\left(\frac{T_e}{m_e}\right)}$  est la vitesse thermique électronique,  $T_e$  est la température électronique et  $n_e^{(0)}$  est la densité électronique à l'équilibre. En intégrant (2.34) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des électrons non-thermiques est donnée par

$$n_e = \int_v F_e(v_e) d^3v_e = n_{eo} \left\{ 1 - \gamma \left( \frac{e\phi}{T_e} - \frac{e^2\phi^2}{T_e^2} \right) \right\} \times \exp \left( \frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (2.35)$$

où

$$\gamma = \frac{4a}{(1+3a)}$$

d'où l'expression normalisée de cette dernière

$$n_e = \{1 - \gamma(\phi - \phi^2)\} \times \exp(\phi) \quad (2.36)$$

Le courant ionique  $I_i$ , est le courant qu'on a utilisé précédemment dans la même expression (2.11)

Pour le courant électronique on doit prendre en considération la fonction de distribution non-thermique obtenue. En moyennant la section efficace  $\sigma_i = \pi r_d^2 (1 \pm \frac{2eQ_d}{m_j v_j^2})$  de la charge et la fonction de distribution  $F_j$  sur tout l'espace des vitesses  $v_j$

$$I_e = -e \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin(\theta) \int_{v_{min}}^{+\infty} v_e^3 \sigma_e(Q_d, v_e) F_e(v_e) d^3v_e \quad (2.37)$$

où  $v_{min} = \sqrt{\frac{-2eQ_d}{m_e}}$  est la vitesse minimale que devra acquérir l'électron pour pouvoir parvenir à la surface du grain, on obtient l'expression du courant électronique non-thermique

donnée par:

$$I_e = -\pi r^2 e \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)} \frac{n_{eo}}{(1+3a)} \times \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \times \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) \\ \times \left\{ 1 + \frac{4a}{15} \left[ 18 + 15 \left( \frac{e\phi}{T_e} \right)^2 + 10 \left( \frac{e\phi}{T_e} \right) \left( \frac{e\Phi}{T_e} \right) + 3 \left( \frac{e\Phi}{T_e} \right)^2 - 20 \left( \frac{e\phi}{T_e} \right) - 12 \left( \frac{e\Phi}{T_e} \right) \right] \right\} \quad (2.38)$$

L'équation (2.11) sous la forme normalisée devient,

$$-\frac{dZ_d}{dt} = L_2 n_i \left[ F_1 - F_2 L_4 Z_d \right] - L_1 \exp(\phi) \exp(L_3 Z_d) \left\{ 1 + \frac{4a}{15} \left[ 18 + 10 L_3 Z_d \phi + 3 L_3^2 Z_d^2 \right. \right. \\ \left. \left. - 20 \phi - 12 L_3 Z_d + 15 \phi^2 \right] \right\} \quad (2.39)$$

avec:

$$L_1 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)} (1+3a)} \left( \frac{8\pi T_e}{m_e} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}$$

$$L_2 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_i}{m_i} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}$$

$$L_3 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_e}$$

$$L_4 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_i}$$

Les variables  $n_i, \phi, u_{ix}, u_{iy,z}$  et  $Z_d$  sont alors développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leur valeur d'équilibre

$$n_i = \alpha + \varepsilon n_i^{(1)} + \varepsilon^2 n_i^{(2)} + \dots \quad (2.40)$$

$$\phi = \varepsilon \phi_i^{(1)} + \varepsilon^2 \phi_i^{(2)} + \dots \quad (2.41)$$

$$u_{ix} = u_{ix}^{(0)} + \varepsilon u_{ix}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{ix}^{(2)} + \dots \quad (2.42)$$

$$u_{iy,z} = \varepsilon^{\frac{3}{2}} u_{iy,z}^{(1)} + \varepsilon^2 u_{iy,z}^{(2)} + \dots \quad (2.43)$$

$$Z_d = 1 + \varepsilon Z_d^{(1)} + \varepsilon^2 Z_d^{(2)} + \dots \quad (2.44)$$

et les fréquences  $v_i \sim \varepsilon^{(3/2)}v_{i0}$ ,  $v_{ch} \sim \varepsilon^{(3/2)}v_{ch0}$  et  $v \sim \varepsilon^{(3/2)}v_0$

Nous introduisons les nouvelles variables suivantes (on note que les exposants sont différents du cas (2.17)-(2.21) )

$$\begin{aligned} X &= \varepsilon^{1/2}(x - \lambda t) \\ Y &= \varepsilon^{1/2}y \\ Z &= \varepsilon^{1/2}z \\ T &= \varepsilon^{3/2}t \end{aligned} \tag{2.45}$$

Portant les équations (2.40) - (2.44) et le changement de variable (2.45) dans les équations (2.31) - (2.33) et (2.39) . Nous trouvons, à l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ :

$$\frac{s}{\alpha}n_i^{(1)} = \frac{s}{\lambda_1}u_{ix}^{(1)} = -\frac{F}{R + (\frac{\alpha Q}{s})}Z_d^{(1)} = \phi^{(1)}$$

$$u_{iy}^{(1)} = -\frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}$$

$$u_{iz}^{(1)} = \frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}$$

$$\frac{\alpha}{s} + \frac{\delta Z_d^{(0)}}{F} \left[ R + \frac{\alpha Q}{s} \right] = (1 - \gamma)$$

avec:

$$\lambda_1 = \lambda - u_{ix}^{(0)}$$

$$s = \lambda_1^2 - \frac{5}{3}\sigma_i\alpha^{2/3}$$

$$R = \left( -L_1 - L_1L_3 - \frac{L_1L_3^2}{2} \right) \left[ 1 + \frac{4a}{15} (3L_3^2 - 2L_3 - 2) \right]$$

$$Q = L_2 [F_1 - F_2L_4]$$

$$F = -\alpha F_2 L_2 L_4 + (-L_1 L_3 - L_1 L_3^2) + \frac{4a}{15} \left[ 6L_3(L_3 - 2) \left( -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2} \right) + (-L_1 L_3 - L_1 L_3^2) (3L_3^2 - 12L_3 + 18) \right]$$

A l'ordre supérieur en  $\varepsilon$ , en résolvant le système d'équations suivantes (2.31) - (2.33) et (2.39) afin d'obtenir l'équation de Zakharov-Kuznetsov:

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + \frac{1}{2} AB \frac{\partial (\phi^{(1)})^2}{\partial X} + \frac{1}{2} AC \phi^{(1)} + \frac{1}{2} A \alpha \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} + \frac{1}{2} AD \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Z^2} \right] = 0 \quad (2.46)$$

avec:

$$\lambda_2 = \lambda - 2u_{ix}^{(0)}$$

$$A = \frac{s^2}{\alpha \lambda_1 E}$$

$$C = E \left[ \frac{\lambda_2 v_{cho} \alpha}{s^2} + \frac{\lambda v_o \alpha}{s^2} - \frac{\lambda_2 v_{io}}{s} (1 - \gamma) \right]$$

$$E = \left[ 1 + \frac{\delta Q Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

$$D = \alpha \left[ 1 + \frac{\lambda_1^4 E}{\Omega^2 s^2} \right]$$

$$M = E \left[ \frac{\lambda_2 \lambda_1 \alpha}{s^3} - \frac{\lambda_1 \lambda \alpha}{s^3} + \frac{\lambda_1^2 \alpha}{s^3} + \frac{2 \lambda_1 \alpha u_{ix}^{(0)}}{s^3} + \sigma_i \frac{5 \alpha^{5/3}}{9 s^3} + \frac{\alpha}{2 s^2} \right]$$

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{(\alpha F_2 L_2 L_4)(R + (\frac{\alpha Q}{s}))}{sF} + \frac{4a}{3} \left( -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2} \right) (2L_3 - 1) - \frac{(R + (\frac{\alpha Q}{s}))}{F} \left\{ (-L_1 L_3 - L_1 L_3^2) \right. \\
 & + \frac{4a}{15} \left[ (-L_1 L_3 - L_1 L_3^2) (3L_3^2 - 2L_3 - 2) + 2L_3(3L_3 - 1) \left( -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2} \right) \right] \left. \right\} \\
 & + \left[ \frac{(R + (\frac{\alpha Q}{s}))}{F} \right]^2 \left\{ -\frac{L_1 L_3^2}{2} + \frac{4a}{15} \left[ 3L_3^2 \left( -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2} \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + 6L_3(L_3 - 2) (-L_1 L_3 - L_1 L_3^2) + (3L_3^2 - 12L_3 + 18) \left( -\frac{L_1 L_3^2}{2} \right) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$B = M + \left[ \frac{\delta Z_d^{(0)} H}{F} - \frac{1}{2} \right]$$

### 2.2.2 Investigation numérique

En procédant de la même manière que précédemment, on trouve la solution de l'équation (2.46) sous la forme suivante

$$\phi^{(1)} = \phi_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\chi}{W} \right) \quad (2.47)$$

L'amplitude  $\phi_0$  et la largeur  $W$  de l'onde solitaire sont données respectivement par:  $\phi_0 = \frac{3U}{ABl} \times \exp(-\frac{1}{2}ACT)$  et  $W = \sqrt{\frac{4hl}{U} \times (\exp(\frac{1}{2}ACT))^{1/2}}$

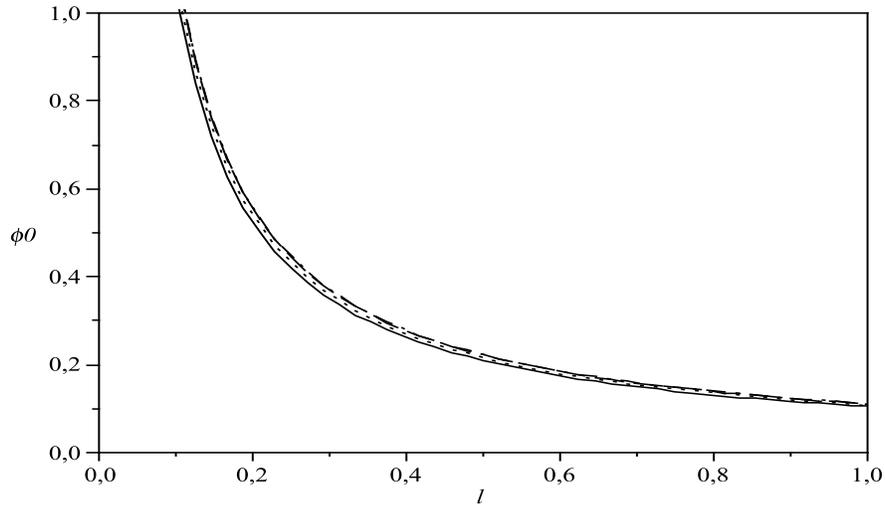


FIG. 2.4 –  $\phi_0$  en fonction de  $l$  pour différentes valeurs de  $a$  ( $a = 0, a = 0.1, a = 0.3, a = 0.5$ )  
 $\alpha = 1.2, \delta = 0.01, n_e^{(o)} = 10^3, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 1.22, r_d = 1.85 \times 10^{-13}, T_i = 0.05, T_{ef} = 0.1, T_{et} = 0.2, u_{ix}^{(o)} = 0.1, v_{cho} = 0.00019, v_{io} = 0.00022, v_o = 0.00025$  et  $T = 3$

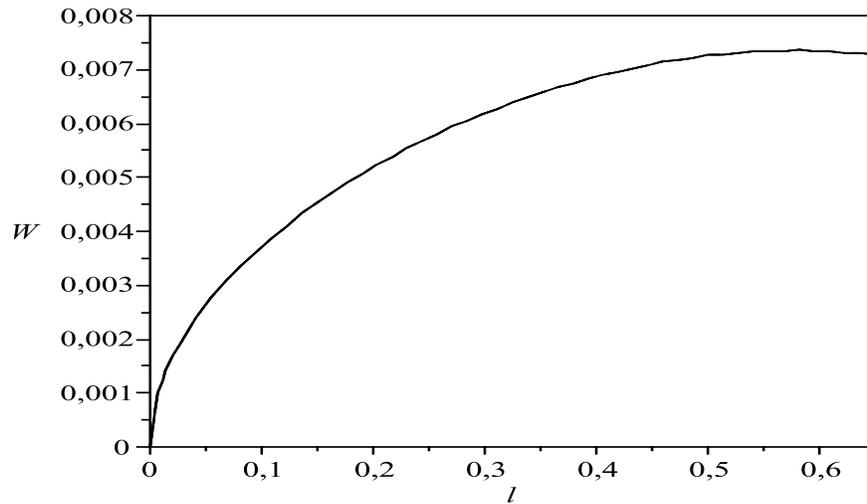


FIG. 2.5 –  $W$  en fonction de  $l$  pour différentes valeurs de  $a$  ( $a = 0, a = 0.1, a = 0.3, a = 0.5$ )  
 $\Omega = 200$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.4

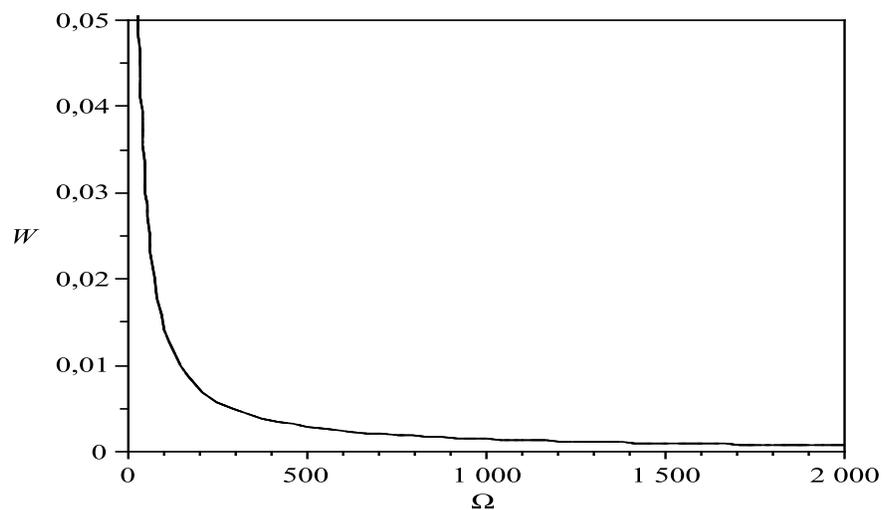


FIG. 2.6 –  $W$  en fonction de  $\Omega$  pour différentes valeurs de  $a$  ( $a = 0, a = 0.1, a = 0.3, a = 0.5$ )

$l = 0.5$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.4

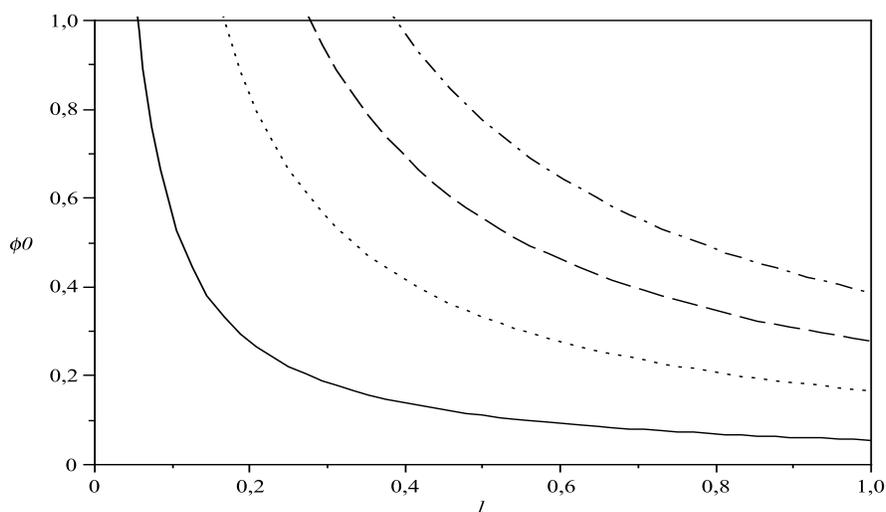


FIG. 2.7 –  $\phi_0$  en fonction  $l$  pour différentes valeurs de  $U$  ( $U = 0.1, U = 0.3, U = 0.5, U = 0.7$ )

$\Omega = 200$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.4

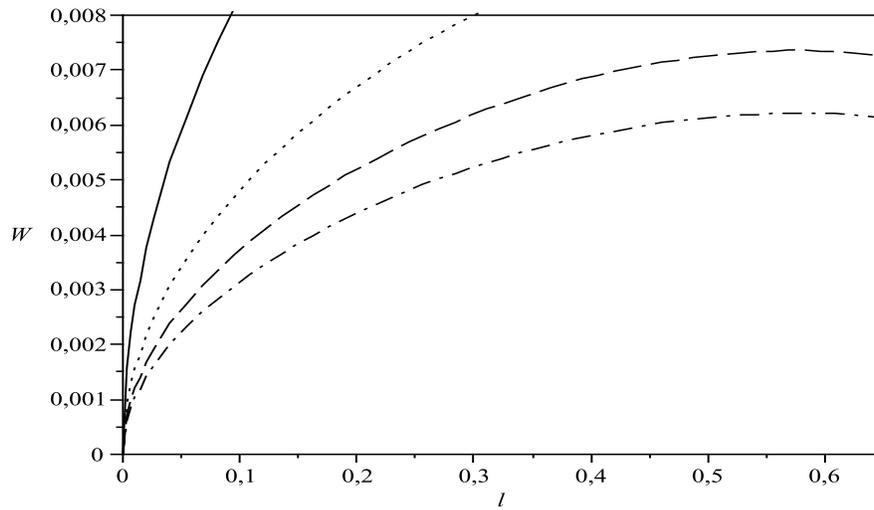


FIG. 2.8 -  $W$  en fonction de  $l$  pour différentes valeurs de  $U$  ( $U = 0.1, U = 0.3, U = 0.5, U = 0.7$ )

$l = 0.5$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.4

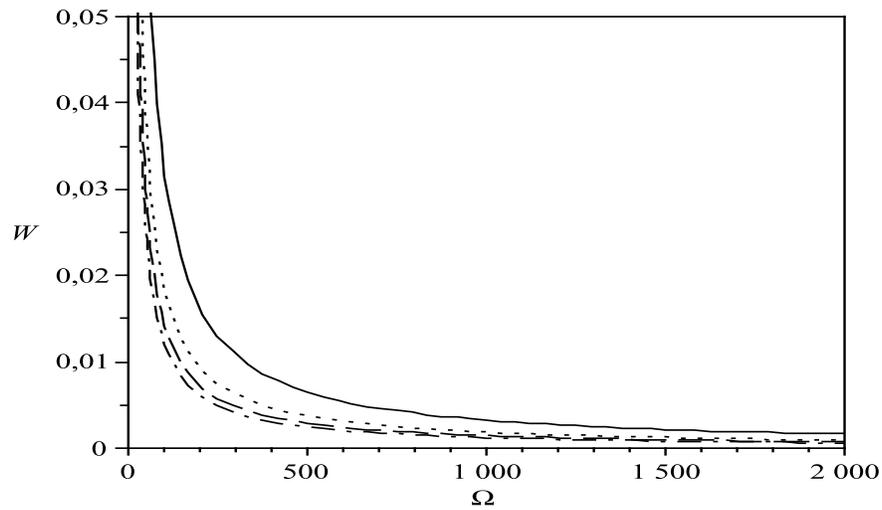


FIG. 2.9 -  $W$  en fonction de  $\Omega$  pour différentes valeurs de  $a$  ( $U = 0.1, U = 0.3, U = 0.5, U = 0.7$ )

$l = 0.5$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.4

On prend pour les différentes valeurs de  $a$  et  $U$  :

$a=0$  (ligne),  $a=0.1$ (pointillé),  $a=0.3$ (tiret),  $a=0.5$ (point-tiret).

$U=0.1$  (ligne),  $U=0.3$ (pointillé),  $U=0.5$ (tiret),  $a=0.7$ (point-tiret).

Quand le paramètre  $a$  change, on remarque que son effet n'est pas très important sur l'amplitude et la largeur (les figures (2.4), (2.5) et (2.6)). Pour avoir une vision plus claire, on doit tracer les cas correspond aux électrons non-thermiques et aux électrons piégés sur les mêmes figures (les figures (2.13) et (2.14)).

Les résultats obtenus montrent que le plasma admet en question des structure solitaires non-linéaires de faible amplitude pour différents paramètres du plasma  $(a,U)$  . Les autres paramètres ont été choisis de façon que les structures solitaires existent.

En présence des électrons non-thermiques, le paramètre  $a$  gouverne le comportement des structures localisées.

Leur amplitude augmente à mesure que le paramètre non-thermique augmente , comme le montre la figure 2.4.

Par contre la largeur reste insensible (figure 2.5 et figure 2.6).

En augment le nombre de Mach, qui correspond à une vitesse normalisée, l'amplitude croit en fonction du cosinus directeur. L'écart est plus important pour des faibles valeurs du cosinus directeur (figure 2.7). La largeur quant à elle, décroît lorsque le nombre de Mach augmente. Pour de faibles vitesses la largeur est grande par rapport au cas ( $U > 0.3$ ). Au-delà d'une certaine vitesse et pour de grandes valeurs du cosinus, le comportement asymptotique est le même (figure 2.8 et (figure 2.9)).

## 2.3 Électron piégé et processus adiabatique

Dans cette section, on s'intéresse à l'étude des ondes acoustiques ioniques poussièreuses. Le plasma poussièreux est collisionnel, magnétisé composé de trois espèces, d'ions positifs de densité  $n_i$ , de grains de poussière stationnaires de charge négatifs  $Q_d = -Z_d e$  de densité  $n_d^{(0)}$  et d'électrons piégés de densité  $n_e$  dans le cas adiabatique. Dans le but de montrer l'effet de la pression, on réécrit les équations de base qui décrivent notre modèle de plasma

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i u_i) = -v_{ch} n_i + v_i n_e \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial t} + \nabla(n_i u_i u_i) + \frac{5}{3} \sigma_i n_i^{2/3} \nabla n_i + n_i \nabla \phi - n_i (u_i \times \Omega \hat{x}) = -v n_i u_i \quad (2.49)$$

$$\alpha \nabla^2 \phi = \delta Z_d^{(0)} Z_d + n_e - n_i \quad (2.50)$$

avec :  $\alpha = \frac{n_i^{(0)}}{n_e^{(0)}}$  ,  $\delta = \frac{n_d^{(0)}}{n_e^{(0)}}$  et  $\sigma_i = \frac{T_i}{T_e}$

Les électrons sont supposés piégés dans un milieu adiabatique à trois dimensions, la fonction de distribution des vitesses des électrons, est donnée par [40]

$$F_e(v_e) = n_{eo} \left( \frac{1}{2\pi v_{te}^2} \right)^{(3/2)} \exp \left( -\frac{m_e v_e^2}{2T_e} + \frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (2.51)$$

où  $v_{te} = \sqrt{\left(\frac{T_e}{m_e}\right)}$  est la vitesse thermique électronique,  $T_e$  est la température électronique et  $n_e^{(0)}$  est la densité électronique à l'équilibre. En intégrant (2.51) sur tout l'espace des vitesses, l'expression de la densité des électrons piégés dans le cas adiabatique est :

$$n_e = \int_v F_e(v_e) d^3 v_e = n_{eo} \exp \left( \frac{e\phi}{T_e} \right) \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{e\phi}{T_e}} \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\phi}{T_e}} \quad (2.52)$$

Où  $\operatorname{erf}$  est la fonction erreur définie par:  $\operatorname{erf} = \int_0^t \exp^{-t^2} dt$

Sous forme adimensionnelle, nous avons

$$n_e = \exp(\Phi) \operatorname{erf} \left( \sqrt{\Phi} \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\Phi} \quad (2.53)$$

$$-\frac{dZ_d}{dt} = L_2 n_i [F_1 - F_2 L_4 Z_d] - L_1 n_e \exp(L_3 Z_d) \quad (2.54)$$

avec

$$L_1 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_e}{m_e} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}$$

$$L_2 = \frac{r_d^2 n_e^{(0)}}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_i}{m_i} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}$$

$$L_3 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_e}$$

$$L_4 = -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_i}$$

Les variables  $n_i, \phi, u_{ix}, u_{iy,z}$  et  $Z_d$  sont alors développées en séries de puissances de  $\varepsilon$  autour de leur valeur d'équilibre

$$n_i = \alpha + \varepsilon n_i^{(1)} + \varepsilon^{(3/2)} n_i^{(2)} + \dots \quad (2.55)$$

$$\phi = \varepsilon \phi_i^{(1)} + \varepsilon^{(3/2)} \phi_i^{(2)} + \dots \quad (2.56)$$

$$u_{ix} = u_{ix}^{(0)} + \varepsilon u_{ix}^{(1)} + \varepsilon^{(3/2)} u_{ix}^{(2)} + \dots \quad (2.57)$$

$$u_{iy,z} = \varepsilon^{(5/4)} u_{iy,z}^{(1)} + \varepsilon^{(3/2)} u_{iy,z}^{(2)} + \dots \quad (2.58)$$

$$Z_d = 1 + \varepsilon Z_d^{(1)} + \varepsilon^{(3/2)} Z_d^{(2)} + \dots \quad (2.59)$$

et les fréquences  $v_i \sim \varepsilon^{(3/4)} v_{i0}$ ,  $v_{ch} \sim \varepsilon^{(3/4)} v_{ch0}$  et  $v \sim \varepsilon^{(3/4)} v_0$

On note que l'exposant de  $\varepsilon$  a la même valeur que celui du cas d'électrons piégés. En utilisant les variables étirées (équation (2.16)), portant les équations (2.55)-(2.59) et le changement de variable (2.16) dans les équations (2.48)-(2.50) et (2.54). A l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$ , nous avons trouvé:

$$\frac{s}{\alpha} n_i^{(1)} = \frac{s}{\lambda_1} u_{ix}^{(1)} = -\frac{F}{R + \left(\frac{\alpha Q}{s}\right)} Z_d^{(1)} = \phi^{(1)}$$

$$u_{iy}^{(1)} = -\frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Z}$$

$$u_{iz}^{(1)} = \frac{\lambda_1^2}{\Omega s} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial Y}$$

$$\frac{\alpha}{s} + \frac{\delta Z_d^{(0)}}{F} \left[ R + \frac{\alpha Q}{s} \right] = 1$$

avec

$$\lambda_1 = \lambda - u_{ix}^{(0)}$$

$$s = \lambda_1^2 - \frac{5}{3} \sigma_i \alpha^{2/3}$$

$$R = -L_1 - L_1 L_3 - \frac{L_1 L_3^2}{2}$$

$$Q = L_2 [F_1 - F_2 L_4]$$

$$F = -\alpha F_2 L_2 L_4 - L_1 L_3 - L_1 L_3^2$$

A l'ordre supérieur en  $\varepsilon$  et en résolvant le système d'équations suivantes (2.48)-(2.50) et (2.54) nous obtenons l'équation de Zakharov-Kuznetsov modifiée:

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + AB \sqrt{\phi^{(1)}} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X} + \frac{1}{2} AC \phi^{(1)} + \frac{1}{2} A \alpha \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} + \frac{1}{2} AD \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Z^2} \right] = 0 \quad (2.60)$$

avec:

$$\lambda_2 = \lambda - 2u_{ix}^{(0)}$$

$$A = \frac{s^2}{\alpha \lambda_1 E}$$

$$b = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}$$

$$C = E \left[ \frac{\lambda_2 v_{cho} \alpha}{s^2} + \frac{\lambda v_o \alpha}{s^2} - \frac{\lambda_2 v_{io}}{s} \right]$$

$$E = \left[ 1 + \frac{\delta Q Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

$$D = \alpha \left[ 1 + \frac{\lambda_1^4 E}{\Omega^2 s^2} \right]$$

$$B = \frac{3}{4} b \left[ 1 - \frac{\delta R Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

Dans ce cas l'amplitude  $\phi_0$  et la largeur  $W$  sont données par:

$$\phi_0 = \left( \frac{15U}{ABl} \right)^2 \times \exp\left(-\frac{1}{2}ACT\right) \text{ et } W = \sqrt{\frac{16hl}{U}} \times \left(\exp\left(\frac{1}{2}ACT\right)\right)^{(1/2)}$$

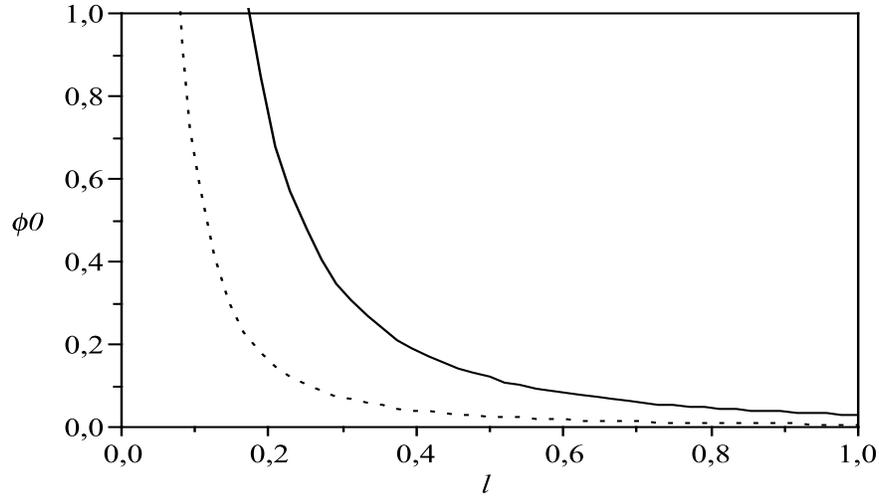


FIG. 2.10 -  $\phi_0$  en fonction de  $l$

Les paramètres du plasma sont  $\alpha = 1.2, \delta = 0.01, n_e^{(o)} = 10^3, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 1.22, r_d = 1.85 \times 10^{-13}, T_i = 0.05, T_{ef} = 0.1, T_{et} = 0.2, u_{ix}^{(o)} = 0.1, v_{cho} = 0.00019, v_{io} = 0.00022, v_o = 0.00025$  et  $T = 3$

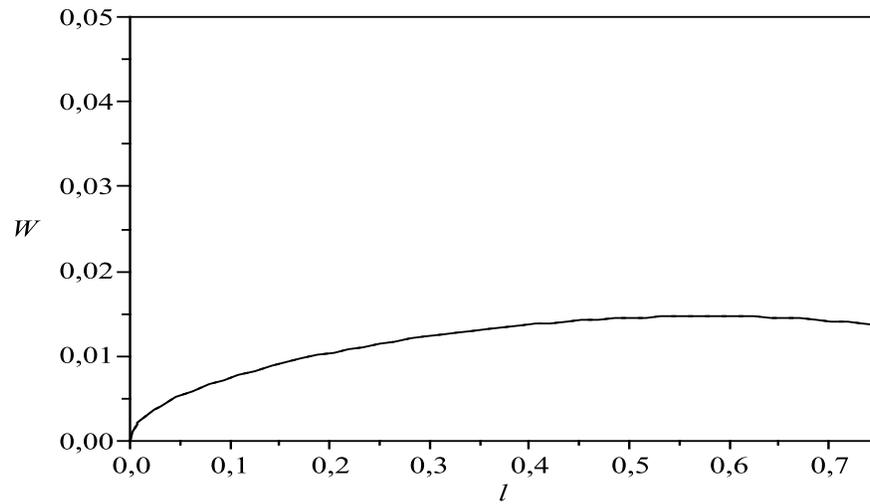


FIG. 2.11 –  $W$  en fonction de  $\Omega$

$\Omega = 200$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.10

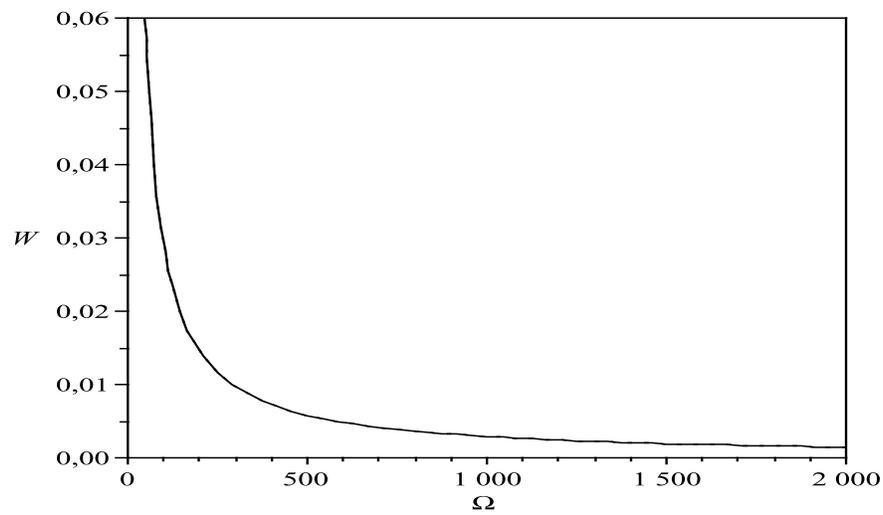


FIG. 2.12 –  $W$  en fonction de  $\Omega$

$l = 0,5$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.2.10

La courbe en traits pleins présente la variation de l'amplitude en tenant compte de la pression et la courbe en pointillé montre une variation de l'amplitude en absence de la pression.

Le rôle du terme de pression  $P_i$  des ions est de réduire l'intervalle du cosinus directeur pour lequel l'onde peut se propager. En présence de ce terme (effet de la pression non négligeable), nous avons  $l \in [0.25, 1]$ . Dans le cas où la pression est négligeable, l'intervalle se réduit à  $[0.1, 1]$ . D'autre part, l'amplitude décroît plus lentement sous l'effet de la pression. En analysant l'équation (2.60), la contribution du terme de pression est proportionnelle à  $s$ , qu'est inclus dans le terme non-linéaire (le terme deuxième dans l'équation (2.60)), augmente par contre le terme dispersif diminue. L'existence du mode nécessite la compensation des deux termes, ce qui explique la diminution du domaine du cosinus directeur. La largeur reste insensible (figure 2.11 et figure 2.12).

## 2.4 Etude comparative

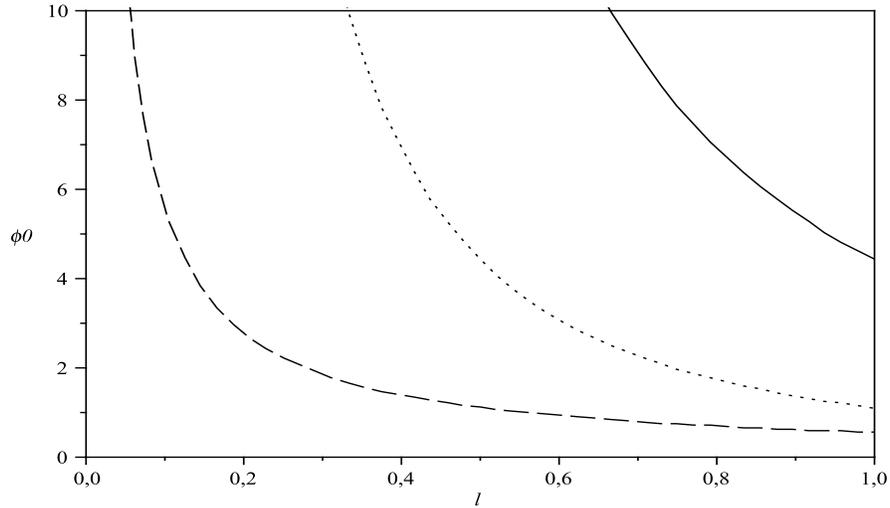


FIG. 2.13 –  $\phi_0$  en fonction de  $l$  pour les trois cas

$\alpha = 1.2, \delta = 0.01, n_e^{(o)} = 10^3, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 1.22, r_d = 1.85 \times 10^{-13}, T_i = 0.05, T_e = 0.1, \beta = 0.5, u_{ix}^{(o)} = 0.1, U = 0.5, v_{cho} = 0.00019, v_{io} = 0.00022, v_o = 0.00025$  et  $T = 3$

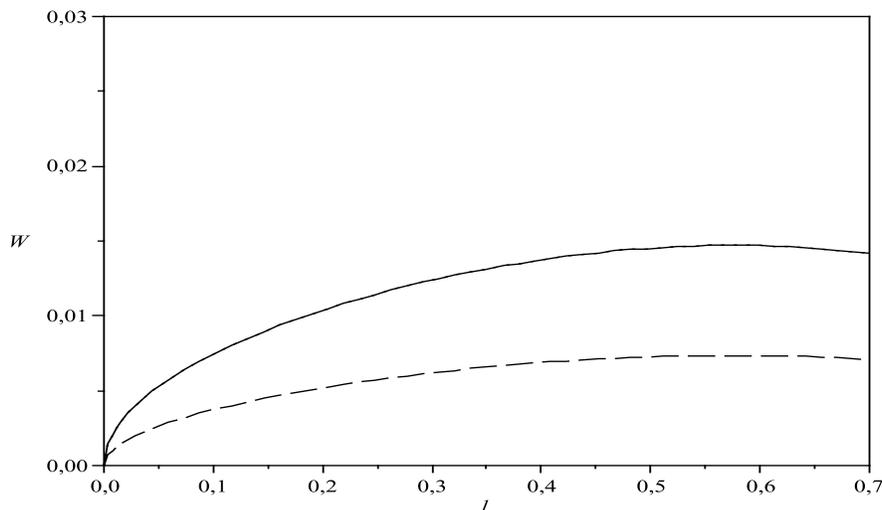


FIG. 2.14 –  $W$  en fonction de  $l$  pour les trois cas

$\Omega = 200, \alpha = 1.2, \delta = 0.01, n_e^{(o)} = 10^3, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 1.22, r_d = 1.85 \times 10^{-13}, T_i = 0.05, T_e = 0.1, \beta = 0.5, u_{ix}^{(o)} = 0.1, U = 0.5, v_{cho} = 0.00019, v_{io} = 0.00022, v_o = 0.00025$  et  $T = 3$

Pour une meilleure analyse nous avons pris un cas physique avec les mêmes paramètres mais les électrons sont modulés par différentes distributions. Les figures (2.13) et (2.15) représentent les trois distributions. On prend pour différentes cas de distribution la courbe en traits pleins pour le cas des électrons piégés, la courbe en pointillés pour le cas des électrons piégés adiabatiques et la courbe en tirets pour le cas des électrons non-thermiques.

L'effet du choix de la distribution affecte le domaine du cosinus directeur et lui change de profil. Les électrons non-thermiques correspondant au cas d'une certaine population d'électrons énergétiques ou bien lorsqu'il existe des trous (hole) électrostatiques, qui piègent les électrons. Dans ce dernier cas, les électrons ne sont pas en contact pour se relaxer. La dérivation par rapport à la distribution de Boltzmann est plus importante lorsque la population des électrons énergétiques ou piégés augmente. En présence de ces électrons, l'intervalle du cosinus directeur est plus important  $l \in [0.1, 1]$ . Les variations les plus importantes sont dans  $[0.1, 0.6]$ . Lorsque les échanges d'énergie entre les particules se font de manière lente, nous sommes en face d'un cas adiabatique, pour lequel le domaine

du cosinus directeur est  $[0.4,1]$ . La présence d'électrons piégés avec deux température induit l'existence de structure non-linéaire très restrictive; son domaine est  $[0.7,1]$  (fig 2.13). Pour la largeur, les différences existent uniquement entre le cas non-thermique et les deux cas d'électrons piégés. Le comportement asymptotique est le même mais l'amplitude est plus importante (fig 2.14).

## Chapitre 3

# Rôle des électrons non-isothermiques dans un plasma homogène

Les propriétés linéaires des DIA dans les plasmas poussiéreux ont été assimilés sur la base des études théoriques et expérimentales [41, 42]. Actuellement, les ondes non-linéaires associées aux DIA, en particulier les ondes acoustiques ioniques poussiéreuses solitaires et les ondes de choc, présentent également beaucoup d'intérêt pour comprendre les propriétés de base des perturbations électrostatiques localisées de la majorité des plasmas poussiéreux de laboratoire ou de l'espace [43, 44]. Cependant, ces investigations se limitent à l'étude de grains de poussière ayant une charge constante. En fait, le mécanisme de charge d'un grain de poussière varie en fonction du temps, et ceci à cause de la fluctuation de la charge du grain qui va, à son tour, déséquilibrer la manière par laquelle les électrons et les ions sont collectés et redistribués. Plusieurs observations en laboratoire ainsi que dans l'espace montrent l'existence d'ondes acoustiques ioniques en présence d'électrons à deux températures. Un plasma poussiéreux de charge négative en présence de deux populations électroniques a été observé dans la couche supérieure de notre atmosphère. Les électrons chauds sont produits par un chauffage extérieur [45]. D'autre part, les électrons à deux températures peuvent se produire à la périphérie des plasmas de fusion cela est dû au mécanisme de chauffage du plasma par les ondes radio-fréquences telles que l'onde hybride inférieure, l'onde d'Alfvén, ... [46]. Afin de modeler les obser-

vations expérimentales sur les ondes acoustiques solitaires (IAWs), le plasma d'électrons à deux températures différentes a été considéré comme étant composé de deux fluides différents. Goswami et Buti [47] ont étudié la solution d'un plasma en utilisant l'équation de Korteweg-De Vries (KdV), tandis que Shukla et Tagare [48] obtenaient la solution en onde de choc pour le même type de plasma en tenant compte des collisions et en utilisant l'équation de KdV Burgers. D'autre part, Buti [49] a obtenu la solution solitaire en employant l'analyse pseudo-potential de Sagdeev. Nishihara et Tajiri [50] ont étudié la condition pour obtenir des ondes ioniques acoustiques compressives et raréfactives pour les cas de faible et de large amplitude. Tagare [51] a utilisé la méthode de perturbation réductive et l'analyse pseudo-potential afin de réexaminer le modèle de Nishihara et de Tajiri [50]. Il a constaté qu'un plasma contenant des électrons isothermiques et des ions froids admet des solitons compressifs et raréfactifs. L'objet du présent chapitre consiste à étendre notre analyse des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses solitaires au cas à trois dimension, le plasma poussiéreux est composé d'ions positifs, de grains de poussière de charge négative variable, d'électrons piégés ayant deux températures différentes en présence de champs magnétique et des collisions. Ces derniers font intervenir un transfert de moment (énergie) entre les particules. Ainsi, on peut voir l'influence de la basse et de la haute température des électrons sur les structures des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses.

### **3.1 Modèle à deux températures**

Un plasma composé d'ions positifs, de grains de poussière de charge négative et d'électrons à deux températures, tel que les plasmas à deux températures à été observé dans la nature ou dans les dispositifs expérimentaux. La différence de température est due à un apport extérieur. Dans ces conditions, le phénomène physique étudié doit avoir un temps caractéristique inférieur au temps de relaxation des électrons [52, 53]. Autrement dit, les électrons vont redistribuer leur énergie pour avoir la même température. La différence de température peut être aussi vue comme une anisotropie selon deux directions différentes.

Les deux populations d'électrons ont les températures  $T_l$  pour la basse et  $T_h$  pour la haute température. Leurs densités sont données respectivement par [34]

$$n_{el} = \mu_{el}^{(0)} \left\{ 1 + \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \phi - \frac{4}{3} b_l \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \phi \right)^{3/2} + \frac{1}{2} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \phi \right)^2 + \dots \right\} \quad (3.1)$$

$$n_{eh} = \mu_{eh}^{(0)} \left\{ 1 + \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \phi - \frac{4}{3} b_h \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \phi \right)^{3/2} + \frac{1}{2} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \phi \right)^2 + \dots \right\} \quad (3.2)$$

avec:  $\mu_{el} = n_{el}^{(0)}/n_0$ ,  $\mu_{eh} = n_{eh}^{(0)}/n_0$  et  $b_l$  et  $b_h$  sont des paramètres non-isothermiques définis en termes de températures d'électron piégés,  $b_{l,h} = (1 - \beta_{l,h})/\sqrt{\pi}$ , ainsi que  $\beta_{l,h} = T_{efl,h}/T_{eff}$  avec  $T_{eff}$  la température effective.

La dynamique des ions en présence d'un champ magnétique uniforme  $B_0 \hat{x}$  peut être décrite par un système d'équations fluide couplé à l'équation de Poisson

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + n_i \nabla \mathbf{u}_i = -\tilde{v}_{ch} n_i + \tilde{v}_i n_{el} + \tilde{v}_i n_{eh} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \nabla) \mathbf{u}_i + \eta \nabla \phi - \eta [\mathbf{u}_i \times \Omega \hat{x}] = -\tilde{v} n_i \mathbf{u}_i \quad (3.4)$$

$$\nabla^2 \phi = \delta Z_d^{(0)} Z_d + n_{el} + n_{eh} - n_i \quad (3.5)$$

avec:  $\delta = n_d^{(0)}/n_0$

Notre modèle d'équations est identique au modèle proposé dans la Réf [54], mais avec une modification à cause de l'homogénéité du plasma et de la présence des grains de poussière. Dans les équations (3.1)-(3.5), Toutes les densités sont normalisées par rapport à la densité à l'équilibre du plasma  $n_0$ ,  $T_{eff}$  est la température effective du plasma, définie par  $T_{eff} = T_{efh} T_{efl} / (\mu_{el0} T_{efh} + \mu_{eh0} T_{efl})$ , la vitesse fluide des ions est normalisé par la vitesse ionique acoustique  $(T_{eff}/m_i)^{1/2}$ , le potentiel électrostatique  $\phi$  est normalisé par  $T_{eff}/e$ , les variables d'espace  $(x,y,z)$  et le temps  $t$  sont normalisés par rapport à la longueur de Debye  $(\epsilon_0 T_{eff}/n_0 e^2)^{1/2}$  et à l'inverse de la fréquence de plasma  $\omega_{pi} = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$  respectivement. La charge des grains de poussière  $Z_d$  est normalisé par la charge de grain

à l'équilibre  $Z_d^{(0)}$ , les fréquences  $\nu_{ch}$ ,  $\nu_i$  et  $\nu$  sont normalisés par  $\tilde{\nu}$ .

En présence de deux populations électroniques, la fluctuation de la charge s'écrit [34]

$$\frac{dQ_d}{dt} = I_i + I_{el} + I_{eh} \quad (3.6)$$

où  $I_i$ ,  $I_{el}$  et  $I_{eh}$  sont les courants microscopiques moyens des ions, des électrons de basse température et des électrons de haute température, tel que

$$I_i = \pi r^2 e \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \left[ F_1 - F_2 \left( \frac{e\Phi}{T_i} \right) \right] \quad (3.7)$$

$$I_{el} = \frac{-\pi r^2 e}{4} \left( \frac{8T_{efl}}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{el} \exp \left( \frac{e\Phi}{T_{efl}} \right) \quad (3.8)$$

et

$$I_{eh} = \frac{-\pi r^2 e}{4} \left( \frac{8T_{efh}}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_{eh} \exp \left( \frac{e\Phi}{T_{efh}} \right) \quad (3.9)$$

où:  $F_1 = \frac{\sqrt{\pi}}{4u_0} (1 + 2u_0^2) \text{erf}(u_0) + \frac{1}{2} \exp(-u_0^2)$  et  $F_2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2u_0} \text{erf}(u_0)$

En utilisant les mêmes valeurs normalisées dans les équations précédentes. L'équation (3.6) sous la forme normalisée devient

$$-\frac{dZ_d}{dt} = -L_1 n_{el} \exp(L_2 Z_d) - L_3 n_{el} \exp(L_4 Z_d) + L_5 n_i \left[ F_1 - F_2 L_6 Z_d \right] \quad (3.10)$$

avec

$$\begin{aligned} L_1 &= \frac{r_d^2 n_0}{4\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_{efl}}{m_e} \right)^{1/2} & L_2 &= -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_{efl}} \\ L_3 &= \frac{r_d^2 n_0}{4\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_{efh}}{m_e} \right)^{1/2} & L_4 &= -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_{efh}} \\ L_5 &= \frac{r_d^2 n_0}{\omega_{pi} Z_d^{(0)}} \left( \frac{8\pi T_i}{m_i} \right)^{1/2} & L_6 &= -\frac{e^2 Z_d^{(0)}}{r_d T_i} \end{aligned}$$

Nous nous intéressons au cas de faibles amplitudes, Pour cela, nous introduisons le changement de variables (équation (2.16) ) et le développement en série de puissance (équations

(2.17) – (2.21) ).

Après avoir effectué le changement de variables et le développement en série de puissance de toutes les variables ( $n_i$ ,  $n_{el}$ ,  $n_{eh}$ ,  $\phi$ ,  $u_{iz}$ ,  $u_{ix,y}$ ,  $Z_d$ ) dans les équations (3.3)-(3.5) et l'équation d'évolution de la charge (3.10), nous obtenons à l'ordre le plus petit en  $\varepsilon$  les relations suivantes

$$\frac{\lambda\lambda_1}{\eta\alpha}n_i^{(1)} = \frac{\lambda_1}{\eta}u_{ix}^{(1)} = -\frac{F}{R + Q\left(\frac{\eta\alpha}{\lambda\lambda_1}\right)}Z_d^{(1)} = \phi^{(1)}$$

$$u_{iz}^{(1)} = -\frac{1}{\Omega} \frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial Y}$$

$$u_{iy}^{(1)} = \frac{1}{\Omega} \frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial Z}$$

$$\frac{\alpha\eta}{\lambda\lambda_1} + \frac{\delta Z_d^{(0)}}{F} \left[ R + \frac{Q\alpha\eta}{\lambda\lambda_1} \right] = \mu_{el}\left(\frac{T_{eff}}{T_{efl}}\right) + \mu_{eh}\left(\frac{T_{eff}}{T_{efh}}\right)$$

avec

$$\lambda_1 = \lambda - u_{ix}^{(0)}$$

$$F = B_1\mu_{el} + B_2\mu_{eh} - F_2L_6L_5\alpha$$

$$R = R_1\mu_{el} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \right) + R_2\mu_{eh} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \right)$$

$$Q = L_5 [F_1 - F_2L_6]$$

et

$$R_1 = -L_1 - L_1L_2 - \frac{L_1L_2^2}{2}$$

$$R_2 = -L_3 - L_3L_4 - \frac{L_3L_4^2}{2}$$

$$B_1 = -L_1L_2 - L_1L_2^2$$

$$B_2 = -L_3L_4 - L_3L_4^2$$

et à l'ordre suivant en  $\varepsilon$ , et de la même manière, nous obtenons l'équation de Zakharov modifiée suivante

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial T} + A \frac{\partial^3 \phi^{(1)}}{\partial X^3} + AD \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial Y^2} \right] + 2AB \sqrt{\phi^{(1)}} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X} + AC \phi^{(1)} = 0 \quad (3.11)$$

Avec

$$A = \frac{(\lambda_1 \lambda)^2}{\eta \alpha (\lambda_1 + \lambda) E}$$

$$B = \left[ \mu_{el} b_l \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \right)^{3/2} + \mu_{eh} b_h \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \right)^{3/2} - \frac{M \delta Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

$$C = E \left[ \frac{\eta \alpha v_{ch0}}{\lambda^2 \lambda_1} - \frac{v_{i0}}{\lambda} \left( \mu_{el} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \right) + \mu_{eh} \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \right) \right) + \frac{\eta v_0 \alpha^2}{\lambda_1^2 \lambda} + \frac{\eta v_0 u_{ix}^{(0)} \alpha^2}{(\lambda_1 \lambda)^2} \right]$$

$$E = \left[ 1 + \frac{Q \delta Z_d^{(0)}}{F} \right]$$

$$D = \left[ 1 - \frac{E}{\Omega^2} \right]$$

$$M = R_1 \mu_{el} b_l \left( \frac{T_{eff}}{T_{efl}} \right)^{3/2} + R_2 \mu_{eh} b_h \left( \frac{T_{eff}}{T_{efh}} \right)^{3/2}$$

## 3.2 Résultats numériques et discussion

De la même manière que dans le chapitre précédent, on trouve la solution de l'équation (3.11) sous la forme suivante

$$\phi^{(1)} = \phi_0 \operatorname{sech}^4 \left( \frac{\chi}{W} \right) \quad (3.12)$$

telque:  $\phi_0$  et  $W$  representent respectivement l'amplitude et la largeur de l'onde acoustique ionique solitaire. Leurs valeurs sont données par

$$\phi_0 = \left( \frac{15U}{16ABn} \right)^2 \times \exp(ACT) \text{ et } W = \sqrt{\frac{16hn}{U} \times (\exp(-ACT))^{1/2}}$$

avec  $h = Al^2 + AD(1 - l^2)$ , dans le cas  $h$  positif on prend en compte en considération la condition suivante  $(1 - l^2) \frac{E}{\Omega^2} > -1$

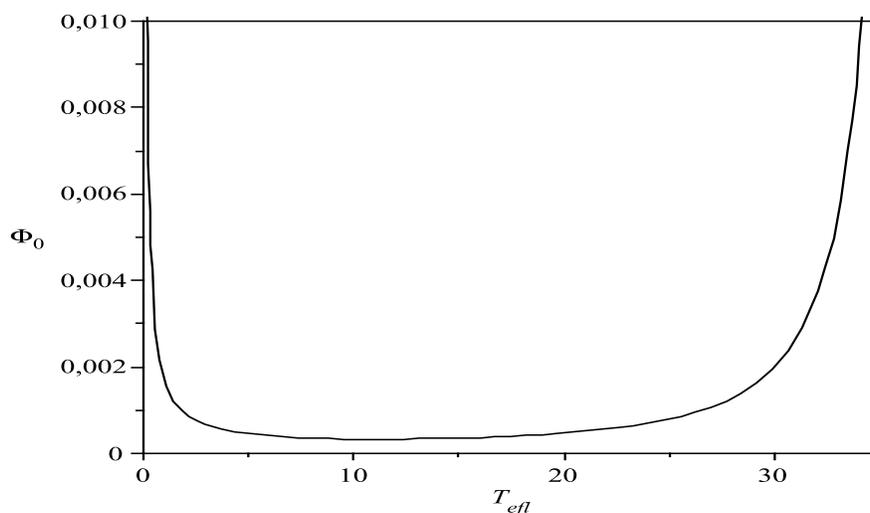


FIG. 3.1 -  $\phi_0$  en fonction de  $T_{eff}$

$T_i = 1, T_{etl} = 40, T_{eth} = 100, T_{efh} = 50, U = 0.1, \mu_{eh} = 0.3, \mu_{el} = 0.7, \alpha = 2, \delta = 0.05, Z_d^{(o)} = 20, \lambda = 2, r_d = 1.85 \times 10^{-13}, u_{ix}^{(o)} = 0.1, v_{cho} = 0.0054, v_{io} = 0.007, v_o = 0.0095, l = 0.5$  et  $T = 2$

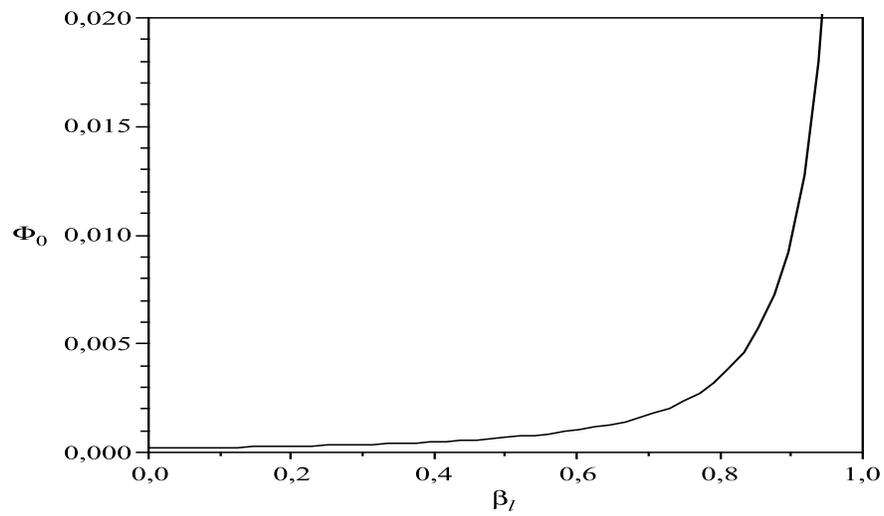


FIG. 3.2 -  $\phi_0$  en fonction de  $\beta_l$

$T_{efl} = 10$ . Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.3.1

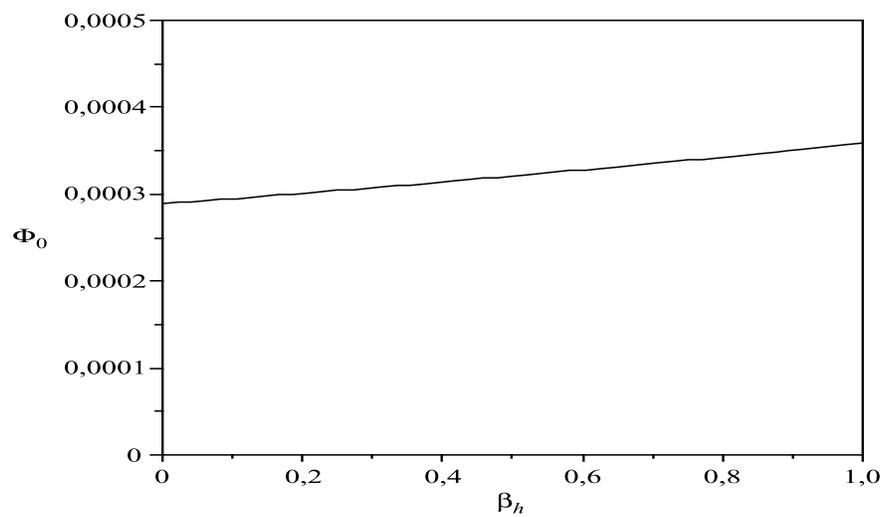


FIG. 3.3 -  $\phi_0$  en fonction de  $\beta_h$

$T_{efl} = 10$ . Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.3.1

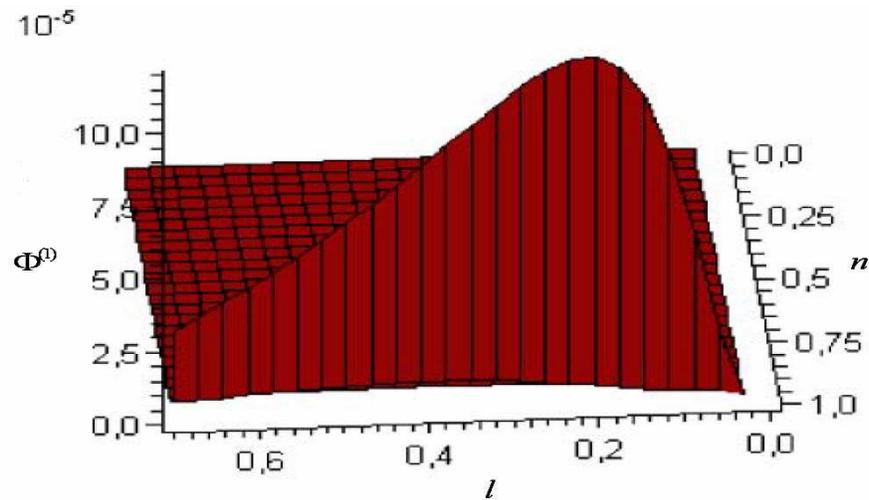


FIG. 3.4 –  $\phi_0$  en fonction de  $\beta_h$

$T_{efl} = 10$ ,  $\Omega = 50$ . Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.3.1

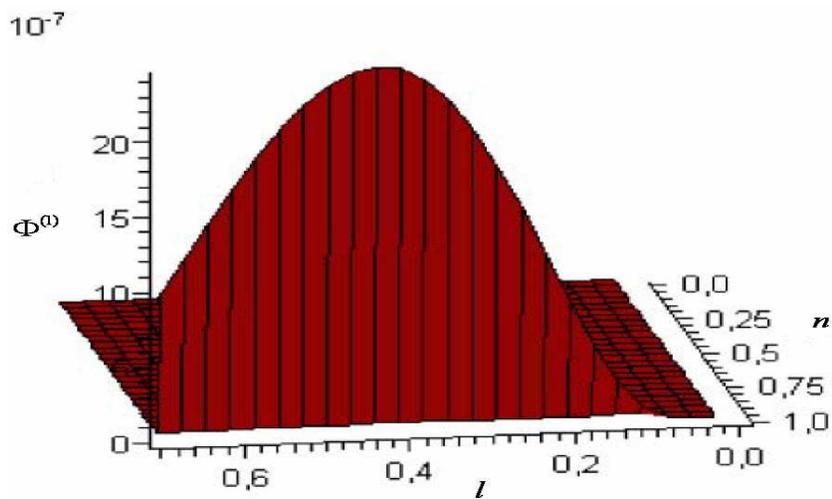


FIG. 3.5 –  $\phi_0$  en fonction de  $\beta_h$

$T_{efl} = 10$ ,  $\Omega = 100$ , Les valeurs des autres paramètres sont celles utilisées pour la FIG.3.1

Nous avons tracé l'amplitude en fonction de  $T_{efl}$  [fig 3.1]. Les températures prises correspondent à ce qui est donné en littérature pour le cas de deux températures [34]. Le domaine correspond aux faibles températures ( $< 40$ ), pour lequel le profil est com-

posé de deux parties. Dans le domaine  $[0.15]$ , l'amplitude décroît en exponentielle, par contre dans le domaine  $[15.35]$ , on a un accroissement. Dans ce travail, les grains sont stationnaires et le plasma homogène. En comparant ce résultat avec celui de la Réf [34], on constate que l'échelle de l'amplitude est plus importante et on retrouve le même profil que  $T_{e\text{fl}} \in [10.20]$ . Le domaine que nous avons considéré est plus élargi, ce qui a révélé les profils pour  $T_{e\text{fl}} \in [0.10]$  et  $T_{e\text{fl}} \in [20.35]$ .

Nous avons constaté que le paramètre  $T_{e\text{fl}}$  a un effet significatif sur l'amplitude, la largeur est insensible aux variations des différents paramètres.

Un autre paramètre déterminant, est le paramètre de piégeage. Ce dernier dépend du rapport entre la température des électrons libres et ceux piégés. L'accroissement de l'amplitude est significatif pour  $\beta_l \in [0.5, 0.9]$  ( [fig 3.2]). L'amplitude est majorée par 0.2. Le deuxième paramètre concerne le paramètre de piégeage pour les électrons de haute température. Le profil de  $\phi_0$  ( [fig 3.3]) est linéaire avec un domaine de variation très faible  $\phi_0 \in [0.00028, 0.00035]$ .

Afin de voir l'effet du champ magnétique sur l'onde solitaire, nous avons établi que l'amplitude de l'onde  $\phi^{(1)}$  est fonction des cosinus directeurs  $l$  et  $n$ . Notons que le domaine de variation des cosinus directeurs est aussi lié à la contrainte  $(1 - l^2) \frac{E}{\Omega^2} > -1$ , ce qui explique la restriction du domaine. Les graphes sont à trois dimension [fig 3.4] et [fig 3.5]. Pour une valeur faible du champ magnétique  $\Omega \sim 50$ , on remarque que l'onde est aplatie, de grande largeur. L'amplitude maxim de  $(\phi_0)$  est plus importante  $\sim 10^{-5}$ . Lorsque le champ augmente,  $\Omega \sim 100$ , l'onde est moins large avec une amplitude plus faible  $\sim 10^{-7}$ , d'environ un facteur égal à 100.

# Conclusion

Les travaux du présent mémoire ont porté sur l'étude et l'analyse de certains phénomènes non-linéaires dans les plasmas poussiéreux collisionnels à charge variable et en présence d'un champ magnétique uniforme. Ce travail peut s'appliquer à plusieurs exemples de plasmas spatiaux ou de laboratoires. Les anneaux de saturne et les coquilles de supernovas sont deux systèmes de plasma spatial qui satisfont nos conditions. A partir du système d'équations qu'on a utilisé dans notre modèle, on trouve soit des structures non-linéaires, soit des structures cohérentes (solitons) ou bien des structures dissipatives (ondes de choc), qui peuvent apparaître dans des situations expérimentales ou dans des observations spatiales. Le modèle de la source d'ionisation permet de retrouver certaines de ces structures.

Le premier chapitre de cette thèse a d'abord porté sur la définition des concepts de base du plasma habituel à deux composantes. Nous avons alors introduit les plasmas poussiéreux, décrit leurs propriétés intrinsèques et énuméré les différents processus physiques qui les caractérisent. Nous avons insisté sur les différents mécanismes de charge d'un grain de poussière et mis l'accent sur certains modes électrostatiques susceptibles d'exister dans un plasma poussiéreux.

Le deuxième chapitre a été consacré à la généralisation de l'étude faite par Moslem sur les ondes acoustiques ioniques d'un milieu constitué d'électrons piégés, d'ions fluides et des grains de poussière immobiles (stationnaires) et en présence d'un champ magnétique. Notre contribution a été de moduler la fonction de distribution des électrons par une distribution non-thermique. Cette dernière a fait et continue de faire l'objet de plusieurs investigations vu la réponse qu'elle a apporté. Nous avons alors montré que la présence des particules les plus énergétiques dans un plasma poussiéreux fait varier la propagation des ondes acoustiques ioniques poussiéreuses. L'amplitude et la profondeur, qui sont liées

à la grandeur mesurable, i.e la fréquence, ont subi les variations les plus importantes. La décroissance rapide de l'amplitude et la croissance lente de sa largeur sont la conséquence directe de la présence de particules énergétiques.

Afin d'étudier l'influence de deux températures électroniques différents sur les structures d'ondes acoustiques ioniques poussiéreuses, nous avons pris le modèle fluide pour les ions, tandis que les électrons piégés suivent une distribution à deux températures. Les grains de poussières sont stationnaires dans le plasma magnétisé et collisionnel. Nos résultats ont alors montré que seuls les électrons libres à basse température affectent les propriétés intrinsèques de l'onde acoustique ionique poussiéreuse. Nous avons constaté aussi que les deux paramètres de piégeages  $\beta_l$  et  $\beta_h$  possèdent un effet sur la variation de l'amplitude de l'onde.

L'investigation numérique à montré que le champ magnétique affecte sensiblement les propriétés de l'onde acoustique ionique, l'amplitude de cette dernière est très faible pour des valeurs élevées du champ magnétique.

La fluctuation de la charge des grains a permis de dégager d'importants résultats dans la physique des plasmas. Cependant, beaucoup de travaux publiés dans la littérature comportent des contradiction basées essentiellement sur des simplifications de la charge aussi que les collisions. Le transfert de mouvement est inhérent à ce phénomène. Le calcul des courants à été fait en introduisant les fonctions de distribution appropriées, ce qui a changé les caractéristiques de l'onde. Il est important de noter que le calcul des courants à été fait sur la base de la théorie OML (orbit motion limited). Cette dernière n'est valable que dans des cas bien restreints, elle fait actuellement l'objet d'investigation numérique basée sur des méthodes de simulation.

Le terme de collision dans le plasma qu'on a étudié est très important; c'est pour cela, qu'on ne peut pas le négliger, ce qui rend impossible l'utilisation de la méthode du pseudo-potentiel au cas de large amplitude.

## Bibliographie

- [1] L. Spitzer Jr. *Physics of Fully Ionized Gases*. Wiley, New York, 1962.
- [2] P. K. Shukla and A. A. Mamun. *Introduction to Dusty Plasmas Physics*. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002.
- [3] Maxime Mikikian. *Les Plasma Poussiéreux: Synthèse, Structure et Dynamique d'un Nuage de Poussières dans un Plasma*. PhD thesis, Université D'Orleans France, 2008.
- [4] Dragana Petrović. *Waves and Instabilities in Non-Uniform, Multi-Component Plasmas*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2006.
- [5] D.A. Mendis. *Plasma Sources Sci.Technol*, A11:219, 2002.
- [6] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, and N. D'Angelo. *Phys. Plasmas*, 5:1607, 1998.
- [7] Jean-Loup Delcroix and Abraham Bers. *Physique des Plasmas 1*. Inter Editions and CNRS Editions, 1994.
- [8] Jean-Loup Delcroix and Abraham Bers. *Physique des Plasmas 2*. Inter Editions and CNRS Editions, 1994.
- [9] T. J. M. Boyd and J. J. Sanderson. *The Physics of Plasmas*. Cambridge University Press, 2003.
- [10] A. Simon and W. B. Thompson. *Advances in plasma physics*, 4:219, 1971.
- [11] Mourad Djebli. *Expansion des Plasmas Poussiéreux en Géométrie Sphérique*. PhD thesis, Université USTHB Alger, 2004.
- [12] P. k Shukla. *Phys. Plasmas*, 1:1362, 1994.

- [13] A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horànyi, and S. Robertson. *Phys. Rev. Lett*, 84:6034, 2000.
- [14] V. N. Tsytovich, A. P. Nefedov, V. E. Fortov, O. F. Petrov, and G. E. Morfill. *Phys. Plasma*, 10:2033, 2003.
- [15] M. Salimullah, I. Sandbererg, and P. K. Shukla. *Phys. Rev*, E68:027403, 2003.
- [16] W. F. El-Taibany and R. Sabry. *Phys. Plasmas*, 12:082302, 2005.
- [17] N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu. *Planet. Space Sci*, 38:543, 1990.
- [18] N. D'Angelo and Planet. *Space Sci*, 38:1143, 1990.
- [19] P. k. Shukla and V. P. Silin. *Phys. Scr*, 45:508, 1992.
- [20] Michel Peyrard and Thierry Dauxois. *Physique des Solitons*. 2007.
- [21] A. A. Mamun. *Astrophysics and Space Science*, 268:443, 1999.
- [22] Y. Nakamura, H. Bailung, and P. Shukla. *Phys. Rev. Lett*, 83:1602, 1999.
- [23] F. F. Chen. *Introduction to Plasmas Physics*. Plenum Press, New York, 1974.
- [24] W. M. Moslem. *Phys. Lett*, A351:290, 2006.
- [25] H. Schamel. *Phys. Rep*, 140:271, 1986.
- [26] S. K. El-Labany and W. F. El-Taibany. *Phys. Plasmas*, 10:989, 2003.
- [27] F. Melandso, T. Askalsen, and O. Havenes. *Planet. Space Sci*, 41:312, 1993.
- [28] S. K. El-Labany and W. F. El-Taibany. *Phys. Plasmas*, 10:4685, 2003.
- [29] F. Verhust and S. R. Rllay. *Phys Plasma*, 15:0137003, 2008.
- [30] H. Washimi and T. Taniuti. *Phys. Rev. Lett*, 17:996, 1966.
- [31] H . Schamel. *Plasma. Phys*, 14:905, 1972.
- [32] H . Schamel. *J. Plasma. Phys*, 9:377, 1973.
- [33] S. Munro and E. J. Parkes. *J. Plasma. Phys*, 62:305, 1999.
- [34] Waleed M. Moslem and W. F. El-Taibany. *Physics of Plasmas*, 12:122309, 2005.
- [35] Y. Nakamura and A. Sarma. *Phys. Plasma*, 8:3921, 2001.
- [36] M. Djebli and H. Marif. *Phys of Plasma*, 16:063708, 2009.
- [37] P. H Yoon, T. Rhee, and C. M. Ryu. *Journal of Geophysical Research*, 111:A09106, 2006.

- [38] E. k. El-Shewy. *Theoretical Physics*, 31:1020, 2006.
- [39] R. A. Cairns. *Geophysical Research Letters*, 22:2709, 1995.
- [40] D. Landau and E.M. Lifshitz. *Pergamon*. 1981.
- [41] P. K. Shukla and A. A. Mamun. *Introduction to Dusty Plasmas Physics*. IOP, London, 2000.
- [42] P. K. Shukla and M. Rosenberg. *Phys. Plasmas*, 6:1038, 1999.
- [43] R. Bharuthram and P. K. Shukla. *Planet. Space Sci*, 40:973, 1992.
- [44] A. A. Mamun and P. K. Shukla. *Phys. Scr*, T98:107, 2002.
- [45] R. Bharuthram, M. A. Hellberg, P. K. Shukla, and F. Verheest. *Phys. Plasmas*, 13:649, 2002.
- [46] Y. I. Chutov, O. Y. Kravchenko, A. F. Pshenychnyj, R. D. Smirnov, K. Asano, N. Ohno, S. Takamura, and Y. Tomita. *Phys. Plasmas*, 10:546, 2003.
- [47] B. M. Goswami and B. Buti. *Phys. Lett*, 56A:149, 1976.
- [48] P. K. Shukla and S. G. Tagare. *Phys. Lett*, 59A:38, 1976.
- [49] B. Buti. *Phys. Lett*, 76A:25, 1980.
- [50] K. Nishihara and M. Tajiri. *J. Phys. Soc. Jpn*, 50:149, 1981.
- [51] S. G. Tagare. *Phys. Plasmas*, 7:883, 2000.
- [52] M. Djebli and H. Marif. *Phy. lett*, A373:252, 2009.
- [53] R. Bharuthram, M. Djebli, and S. R. Pillay. *j. Plasma Physics*, 72:35, 2006.
- [54] H. K. Malik and U. Stroth. *Plasma Sources Sci.Technol*, 17:035005, 2008.