

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE**

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Electronique Quantique

Par : M^{elle} BELHEOUANE Soraya

Sujet :

***CALCUL DES DENSITES ELECTRONIQUE
ET IONIQUE D'UN PLASMA POUSSIÈREUX***

Soutenu publiquement le 02 Juillet 2009, devant le jury composé de :

M^r M. HACHEMANE	Professeur (USTHB, Alger)	Président
M^r A. TAHRAOUI	Maître de Conférences (USTHB, Alger)	Directeur de Thèse
M^r R. ANNOU	Professeur (USTHB, Alger)	Examineur
M^r M. BENGUERBA	Maître de Conférences (USTHB, Alger)	Examineur
M^r M. ISHAK-BOUSHAKI	Chargé de Recherche (USTHB, Alger)	Invité

Remerciements

Le présent travail a été réalisé au Laboratoire d'Electronique Quantique de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB).

Je remercie très respectueusement Monsieur **M. Hachemane**, Professeur à la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B, qui me fait l'honneur d'accepter la présidence de ce jury de mémoire.

J'adresse l'expression de ma profonde gratitude à Monsieur **A. Tahraoui**, Maître de conférences à la Faculté de physique de l'U.S.T.H.B, à qui je tiens à exprimer toute ma reconnaissance d'avoir dirigé ce travail et pour tout le précieux savoir qu'il ma transmis.

Je remercie vivement Monsieur **R. ANNOU**, Professeur à la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B, pour sa contribution réelle dans ce travail, ses conseils et ses critiques qui nous ont permis de réaliser ce travail.

Je remercie Monsieur **M. Benguerba**, Maître de conférences à la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B et Monsieur **M. Ishak-Boushaki**, Chargé de Recherche à la Faculté de Physique de l'U.S.T.H.B, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de ce mémoire de magister.

Je remercie chaleureusement tous les membres du Laboratoire d'Electronique Quantique pour leur soutien amical.

Dédicaces

*À mes parents,
À mes frères et sœurs
Avec toute mon affection*

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	5
CHAPITRE I: PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIERREUX.....	10
I. INTRODUCTION.....	11
II. DEFINITION DES DIFFERENTS PARAMETRES PLASMA.....	11
2.1. La longueur de Debye.....	11
2.2. La fréquence de plasma.....	13
2.3. Le degré d'ionisation.....	14
2.4. Le paramètre de couplage.....	14
III. PROCESSUS ELEMENTAIRES DANS UN PLASMA.....	16
3.1 Introduction.....	16
3.1.1. Ionisation.....	16
3.1.2. Recombinaison.....	17
3.1.3. Attachement.....	17
3.1.4. Détachement.....	17
IV. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIERREUX.....	18
4.1. Introduction.....	18
4.2. Formation des grains de poussières.....	18
4.2.1. Formation des clusters primaires.....	18
4.2.2. Croissance des clusters et nucléation.....	20
4.2.3. L'agglomération (coagulation).....	20
4.2.4. La condensation (croissance).....	20
4.3. Processus de charge des grains de poussière.....	20
4.3.1. Absorption de particules par les grains de poussière.....	21
4.3.2. Emission de particules par les grains de poussière.....	21
V. CALCUL DES COURANTS DE CHARGE DES GRAINS DE POUSSIERE...22	
VI. IMPORTANCE DU PHENOMENE D'ATTACHEMENT DES PARTICULES PAR LES GRAINS DE POUSSIERES.....	25
VII. CONCLUSION.....	26

CHAPITRE II : ETUDE DES ONDES SOLITAIRES DANS UN PLASMA POUSSEREUX DANS LE CADRE DE L' APPROXIMATION DE BOLTZMANN.....	27
I. INTRODUCTION	28
II. EQUATIONS FLUIDES	28
III. APPROXIMATIONS	30
3.1. Approximation unidimensionnelle	30
3.2. Approximation de Boltzmann	31
IV. CALCUL DE LA CHARGE DES GRAINS DE POUSSIERE.....	31
4.1. Modèle théorique.....	31
4.2. Résultats numériques.....	35
V. ETUDE DES ONDES SOLITAIRES.....	42
5.1. Historique.....	42
5.2. Caractéristiques d'une onde solitaire.....	43
5.3. Calcul des ondes solitaires.....	44
5.4. Résultats et interprétations.....	45
VI. CONCLUSION.....	52
 CHAPITRE III : CALCUL DES DENSITES DES PARTICULES DES DIFFERENTES ESPECES D'UN PLASMA POUSSIEREUX.....	 54
I. INTRODUCTION	55
II. MODELE THEORIQUE	55
2.1. Les électrons, les ions positifs et les ions négatifs.....	56
2.2. Les grains de poussière.....	57
2.3. Equation de Poisson	58
2.4. Changement de repère.....	58
III. APPROXIMATION DES AMPLITUDES LENTEMENT VARIABLES.....	66
IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS.....	69
V. APPLICATION AUX ONDES SOLITAIRES.....	76
VI. CONCLUSION.....	81

SOMMAIRE

CONCLUSION GENERALE.....83

REFERENCES86

INTRODUCTION GENERALE

En 1923 les physiciens *Langmuir* et *Tonks* sont les premiers à utiliser le terme “plasma” pour désigner un gaz partiellement ou totalement ionisé avec une charge électrique globalement neutre [1]. Il est constitué d’ions positifs, d’ions négatifs, d’électrons, de particules neutres et de molécules excités qui peuvent se désexciter en émettant de la lumière, cela permet à ce gaz d’être émetteur de lumière visible ou invisible (rayons X, ultraviolet (UV), infrarouge (IR), etc.) [2]. A l’inverse des gaz neutres habituels où les interactions entre les particules sont de courte portée $\left(F_{gaz} \approx \frac{1}{r^6}, \frac{1}{r^{12}}\right)$, dans un plasma les interactions sont d’origine coulombienne de longue portée, $F_{coul} \approx \frac{1}{r^2}$ (voir figure (1)). Ces interactions créent un comportement collectif qui n’existe pas dans les gaz neutres et procurent au plasma des propriétés uniques [3].

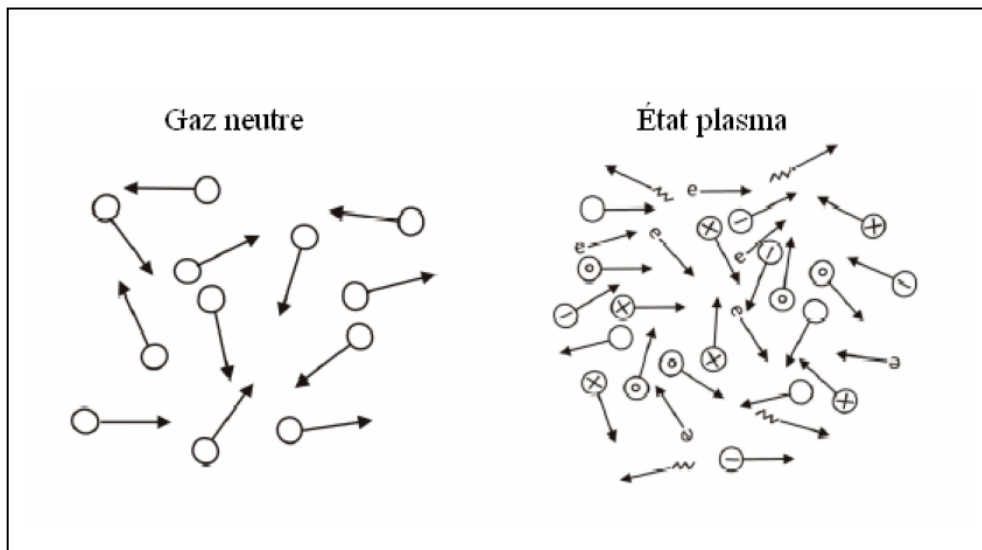


Figure (1) : Schéma de comparaison entre un gaz neutre et un plasma

Le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière dans l'ordre croissant des températures. Il existe à l'état naturel et constitue 99% de l'Univers visible. Sur Terre, les éclairs et les aurores polaires sont les manifestations les plus visibles. Les plasmas naturels sont créés par les hautes températures du milieu comme dans le Soleil et les étoiles, et par le rayonnement cosmique comme pour la matière interstellaire et l'atmosphère, des conditions qui favorisent l'ionisation des particules. Alors que dans les laboratoires, divers moyens sont utilisés pour créer l'ionisation comme les décharges électriques dans les gaz où les électrons libres du gaz sont accélérés et ionisent des atomes par collision, ou alors par l'interaction d'un faisceau laser avec une matière solide ou gazeuse, dans ce cas les électrons libres sont accélérés dans le champ électrique du laser et deviennent à leur tour ionisants [4].

Il existe plusieurs classifications des plasmas. D'après celle de la référence [5], les plasmas sont classés en trois catégories :

- La première catégorie est appelée les plasmas chauds, dans lesquelles la température des particules est relativement élevée ($T \approx 1$ million de degrés), ce qui augmente le nombre de collisions entre les particules et favorise la transmission de l'énergie. Par conséquent, le plasma atteint rapidement l'équilibre thermodynamique où toutes ses particules ont pratiquement la même quantité d'énergie. Ces plasmas sont principalement utilisés dans le domaine de la fusion thermonucléaire [6].

- La seconde catégorie est appelée les plasmas thermiques. Ces derniers sont caractérisés par des températures de fonctionnement supérieures à 3000 K. Nous les retrouvons dans les décharges d'arc pour la soudure, la découpe, etc.

- La troisième catégories qui nous intéresse dans ce travaille, est appelée les plasmas froids où le degré d'ionisation (proportion d'atomes ou molécules ionisés par rapport aux neutres) est typiquement inférieur à 10^{-4} et la température des ions est de l'ordre de 1000 °K. Alors que celle des électrons est beaucoup plus élevée. Cette catégorie de plasma est d'une grande importance dans le domaine de l'industrie comme dans l'éclairage (lampes fluorescentes, lampes haute pression, etc.), dans la microélectronique (gravure, dépôt, modification de surface par implantation ionique,

etc.) et de nombreuses autres applications qui ne sont encore que des expériences de laboratoire ou des prototypes (radar, amélioration de combustion, traitement des déchets, stérilisation etc.) [7].

Ces milieux sont très riches en processus élémentaires. De plus, ils sont hors équilibre thermodynamique. Par conséquent, l'étude théorique de ces derniers pose des problèmes mathématiques très sérieux. Ce qui oblige les chercheurs théoriciens dans ce domaine de faire parfois des approximations grossières telle que l'approximation de Boltzmann.

A partir des années quatre-vingt-dix [8], avec la mise en évidence des effets non négligeables des impuretés qui sont appelées par la suite grains de poussière, la définition du plasma telle qu'elle est déjà avancée au début de cette introduction s'avère incomplète. Désormais, les plasmas froids classiques sont appelés plasmas complexes ou poussiéreux dans la plus part des cas. En tenant compte de cette nouvelle composante (grains de poussière), Rao et *al.* [9] ont été les premiers à prédire théoriquement, l'existence des ondes acoustiques poussiéreuses (nouveau mode électrostatique dans le plasma). Par la suite, Barkan et *al.* [10] ont mis en évidence ce nouveau mode expérimentalement.

La formation des grains de poussière [11] passe par trois phases à savoir, la formation des clusters primaires, la croissance des clusters, la condensation et l'agglomération. Le grain de poussière une fois formé, va acquérir une charge due principalement à l'attachement des ions et des électrons à la surface de ce dernier. Aussi les grains de poussière peuvent émettre des particules via plusieurs processus comme l'émission d'électrons secondaire, la photo-émission, l'émission thermoionique et l'ionisation par impact [12]. Ces processus sont ceux par lesquels le grain acquiert une charge positive.

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés à la variation des densités électronique et ioniques due au phénomène d'attachement de ces derniers par les grains de poussière. Les effets de ce phénomène sur l'existence d'ondes solitaires poussiéreuses seront discutés.

Nous avons commencé le premier chapitre par la présentation des différents paramètres qui définissent l'état plasma de la matière. Ensuite, nous avons fait une

présentation succincte des principaux processus élémentaires dans un plasma froid. Le phénomène de charge des grains de poussière ainsi que leur formation sont discutés en détails en utilisant l'approximation du modèle de charge des grains de poussière bien connu dans la littérature sous le nom : modèle du mouvement orbital limité (Orbit Motion Limited Model (OML)) [13].

Dans le second chapitre, nous avons établi un modèle théorique qui décrit l'existence des ondes solitaires où les densités des particules sont des boltzmanniennes. Par conséquent, le potentiel de Sagdeev a été calculé analytiquement et les différents paramètres pertinents ont été déterminés.

Dans le chapitre trois, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnelle et non magnétisé qui permet le calcul des densités des particules en tenant compte du phénomène d'attachement de ces derniers par les grains de poussière. Pour cela, nous avons ajouté un terme de perte de particules dans l'équation de continuité et un terme de perte d'impulsion dans l'équation de mouvement. Les résultats obtenus seront appliqués à l'étude des ondes solitaires poussiéreuses.

Nous terminerons ce travail par une conclusion générale ainsi que les perspectives de notre travail.

CHAPITRE I

PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIERREUX

I. INTRODUCTION

Durant ces deux dernières décennies, la physique des plasmas poussiéreux a connue un intérêt considérable qui ne cesse de grandir à cause de l'omniprésence des particules de poussière dans la nature, dans les plasmas du laboratoire et dans l'industrie.

Dans ce chapitre, nous allons définir les différents paramètres qui caractérisent les plasmas. Ensuite, nous présentons les principaux processus élémentaires dans un plasma froid. Par la suite, nous nous intéressons au processus de charge des grains de poussière. Pour cela, nous présentons un modèle [11] décrivant la formation des grains de poussière. Ensuite, nous décrivons en détail le processus de charge de ces derniers en utilisant le modèle du mouvement orbital limité (OML) [13].

II. DEFINITION DES DIFFERENTS PARAMETRES PLASMA

2.1. La longueur de Debye

Chaque particule chargée possède son propre potentiel électrostatique. Elle attire les particules de signe opposé qui forment autour d'elle un nuage de charges, ce qui induit un effet d'écran. Cela a pour effet d'annuler le champ électrique au-delà d'une distance de l'ordre de λ_D , appelée longueur de Debye, c'est la distance en dessous de laquelle il peut y avoir une séparation de charge statique et au-delà de laquelle le plasma retrouve sa neutralité.

Pour trouver l'expression de la longueur de Debye [14], nous introduisons dans le plasma une charge teste q_T positive par exemple (une sonde, un grain de poussière, une électrode, etc.), déposée à l'origine d'un système de coordonnées sphériques. Par hypothèse, une telle particule agit sur les autres par le potentiel ϕ qu'elle crée autour d'elle, sans être influencée par les autres. Les électrons et les ions sont supposés être en équilibre thermodynamique, leurs densités sont données par,

$$n_i = n_{i_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.1)$$

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.2)$$

où e est la charge élémentaire, ϕ est le potentiel électrostatique, T_e est la température des électrons, T_i est la température des ions, n_{e_0} et n_{i_0} sont les densités à l'équilibre, des électrons et des ions respectivement.

Lorsque nous sommes loin de la charge teste q_T , la perturbation créé par cette dernière est négligeable. Ainsi nous avons, $e\phi \ll T_{e,i}$. Cette condition nous permet de développer les équations (1.1) et (1.2) à l'ordre un pour obtenir :

$$n_i = n_{i_0} \left(1 - \frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.3)$$

$$n_e = n_{e_0} \left(1 + \frac{e\phi}{T_e}\right). \quad (1.4)$$

Si nous remplaçons les relations (1.3) et (1.4) dans l'équation de Poisson donnée par,

$$\Delta\phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0}, \quad (1.5)$$

où $\rho_c = n_i e - n_e e + q_T \delta(r)$ est la densité des charges, $\delta(r)$ est la fonction de Dirac et ϵ_0 est la permittivité du vide, il résulte :

$$\Delta\phi = \left[\frac{n_{i_0} e^2}{\epsilon_0 T_i} + \frac{n_{e_0} e^2}{\epsilon_0 T_e} + q_T \delta(r) \right] \phi, \quad (1.6)$$

où la condition de la quasi-neutralité du plasma $n_{e_0} = n_{i_0}$, à l'équilibre ($\phi = 0$) a été utilisée.

La résolution de l'équation (1.6) en coordonnées sphériques donne :

$$\phi(r) = \frac{q_T}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.7)$$

où,

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.8)$$

est la longueur de Debye totale,

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{e_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.9)$$

est la longueur de Debye électronique et

$$\lambda_{Di} = \left(\frac{\epsilon_0 T_i}{n_{i_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.10)$$

est la longueur de Debye ionique.

Le potentiel électrostatique donné par l'équation (1.7) est appelé potentiel coulombien écranté de Debye. Le terme exponentiel, qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de la charge teste dans le vide, traduit l'effet d'écran. Les expressions (1.9) et (1.10) montre que la portée d'écrantage dépend de l'énergie d'agitation des particules.

2.2. La fréquence plasma

Si dans un plasma globalement neutre de dimensions supérieures à la longueur de Debye λ_D se produit un défaut local de neutralité, celle-ci sera rétablie du fait du comportement collectif des particules chargées [14]. Si nous négligeons les collisions et le mouvement des ions, les électrons auront tendance à restaurer la

neutralité du plasma en faisant des oscillations autour de la position d'équilibre avec une pulsation ω_p , appelée pulsation ou encore fréquence plasma, donnée par l'expression suivante :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (1.11)$$

où m_e est la masse des électrons.

2.3. Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation α d'un plasma, est défini par l'expression,

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n}, \quad (1.12)$$

où n_i est la densité des ions et n_n est la densité des atomes ou molécules neutres.

Ce paramètre permet de distinguer:

- Les plasmas faiblement ionisés ou les plasmas froids: $\alpha \ll 1$, par exemple les plasmas industriels et l'ionosphère. Pour un plasma froid typique, $\alpha \approx 10^{-4}$.
- Les plasmas fortement ionisés ou les plasmas chauds: $\alpha \approx 1$, par exemple les plasmas thermonucléaires.

2.4. Le paramètre de couplage Γ

Dans un plasma classique, le compromis entre une tendance au désordre, due à l'agitation thermique, et une tendance à l'organisation, due à l'aspect collectif de l'interaction coulombienne, peut être quantifié par un paramètre plasma ou paramètre de couplage Γ . Ce dernier est défini comme étant le rapport entre l'énergie

potentielle moyenne d'interaction entre les particules et l'énergie cinétique moyenne d'une particule,

$$\Gamma = \frac{E_p}{E_c}. \quad (1.13)$$

Dans un plasma complexe ou poussiéreux, les grains de poussière acquièrent par attachement électronique et ionique des charges $q_d \sim 10^4 e$, e étant la charge élémentaire. Cette charge induit des interactions entre les grains de poussière que nous ne pouvons pas négliger dans le cas où la densité de ces derniers est importante. En effet, ces interactions organisent les grains de poussière selon des structures bien définies et qui sont connues dans la littérature [15,16].

Dans ce cas, le paramètre de couplage Γ sera le rapport entre l'énergie potentielle moyenne d'interaction entre les grains de poussière et l'énergie cinétique moyenne de ces derniers. Il est donné par :

$$\Gamma = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 b T_d}, \quad (1.14)$$

où q_d et T_d sont la charge et la température des grains de poussière et b est une distance caractéristique entre deux grains de poussière voisins. Dans les problèmes à deux dimensions (2D), $b = (\pi n_d)^{-1/2}$, où n_d est la densité des grains de poussière surfacique et dans les problèmes à trois dimensions (3D), $b = \left(\frac{4}{3}\pi n_d\right)^{-1/3}$, où n_d est une densité volumique.

Pour les petites valeurs de Γ ($\Gamma < 5$), les grains de poussière obéissent aux lois des gaz (état gazeux). Pour les grandes valeurs de Γ ($\Gamma > 130$ pour les systèmes à 2D et $\Gamma > 170$ pour les systèmes à 3D), l'état cristallin est observé [17].

III. PROCESSUS ELEMENTAIRES DANS UN PLASMA

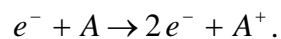
3.1 Introduction

Les plasmas froids sont des milieux très riches en phénomènes physiques classiques (ionisation, attachement, recombinaison, etc.) et ceci grâce à l'agitation thermique et aux interactions coulombiennes. Ces collisions permettent des transferts de quantités de mouvement et des échanges d'énergie entre les particules. Ces collisions peuvent être élastiques, inélastiques ou réactives. La nature de la collision dépend de l'énergie des particules en interaction. Une collision élastique laisse inchangées les états internes d'énergie, les deux particules incidentes sont conservées, seules leurs impulsions sont modifiées. Alors qu'une collision inélastique permet des transferts d'énergie entre les particules tout en gardant leurs structures chimiques, une collision réactive correspond à la modification de la structure chimique des partenaires initiaux, ce qui engendre l'apparition de nouvelles espèces chimiques.

Ces différents mécanismes font intervenir deux ou trois corps. Nous présentons quelques collisions parmi les nombreuses interactions possibles [18].

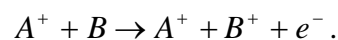
3.1.1. Ionisation

- **Ionisation par impact électronique**

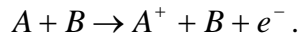


Un électron énergétique peut arracher un électron d'un atome et produire donc un supplément d'électrons et d'ions. Ce supplément d'électrons peut être à nouveau accéléré et gagné suffisamment d'énergie pour ioniser d'autres atomes. Ce processus conduit à la multiplication continue de la génération d'espèces ionisées et le plasma est maintenu.

- **Ionisation par collision ionique**



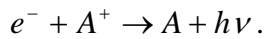
- **Ionisation par collision avec un neutre**



3.1.2. Recombinaison

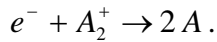
- **Recombinaison radiative**

C'est la recombinaison d'un électron avec un ion en émettant un photon d'énergie $h\nu$, où h est la constante de Planck et ν est la fréquence du photon,



- **Recombinaison dissociative**

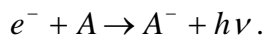
C'est la recombinaison entre un électron et un ion moléculaire,



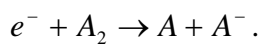
3.1.3. Attachement

- **Attachement radiatif**

Un électron peut s'attacher à un atome électronégatif pour former un ion négatif en émettant un photon d'énergie $h\nu$, par exemple à l'atome d'oxygène. Ce processus peut se produire avec trois corps,



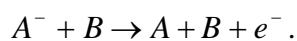
- **Attachement dissociatif**



3.1.4. Détachement

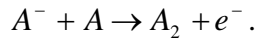
- **Détachement collisionnel**

Un atome entre en collision avec un ion négatif. Ce dernier libère un électron et devient neutre,



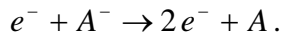
- **Détachement associatif**

Un atome entre en collision avec un ion négatif en s'associant à lui pour former une molécule neutre et libérer un électron,



- **Détachement**

Un électron rentre en collision avec un ion négatif. Ce dernier libère un électron et devient électriquement neutre,



IV. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIÉREUX

4.1. Introduction

Dans les laboratoires, les plasmas sont confinés dans des réacteurs plasma. Ces derniers contiennent des impuretés appelées grains de poussière qui peuvent être introduits artificiellement ou se former dans les plasmas. La charge des grains de poussière peut être positive ou négative selon les conditions qui ont données naissances à ces derniers.

4.2. Formation des grains de poussières

La formation des grains de poussière passe par quatre étapes illustrées dans la figure (1.1) [11]. Les quatre étapes sont les suivantes:

4.2.1. Formation des clusters primaires

Les ions positifs sont accélérés vers les surfaces solides (électrodes ou les parois) grâce au champ électrique ambipolaire de la gaine électrostatique [19]. Leurs collisions provoquent l'arrachement des monomères qui s'attachent aux ions incidents pour former les clusters primaires de dimensions atomiques.

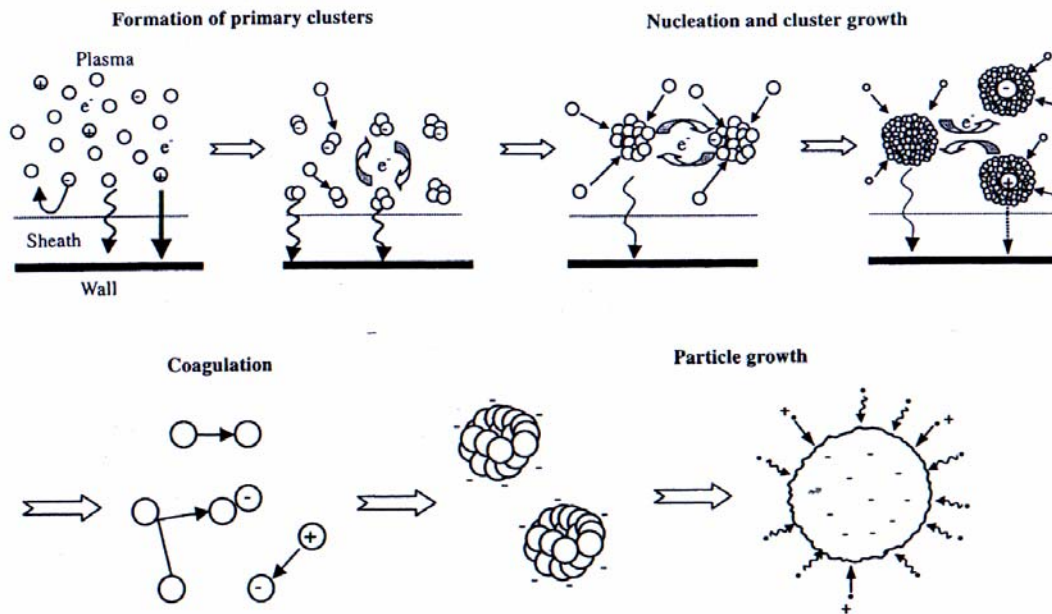


Figure (1.1): Etapes de formation d'un grain de poussière

4.2.2. Croissance des clusters et nucléation

Pendant cette étape, l'interaction et la combinaison entre les clusters primaires formés donne naissance à des particules de taille nanométriques.

4.2.3. L'agglomération (coagulation)

Dès que les amas d'atomes atteignent des concentration critiques, un phénomène très rapide d'agglomération commence et ces amas se combinent grâce à la fluctuation de leurs charges. La concentration de ces derniers chute brutalement pour donner naissance à des particules macroscopiques. Ensuite, ces particules piégées dans le plasma, deviennent chargées négativement.

4.2.4. La croissance

Les particules macroscopiques se condensent et leurs charges sont suffisamment négative pour que la force répulsive empêche de nouvelles combinaisons et l'équilibre est alors atteint. Ainsi, les grains de poussière sont formés d'une taille de l'ordre du micromètre et dont la forme, la taille et la charge dépendent des conditions et de la nature du plasma.

4.3. Processus de charge des grains de poussière

Les grains de poussière acquièrent une charge électrique grâce aux différentes interactions avec les particules du plasma et avec d'éventuels rayonnements électromagnétiques. Cette charge varie de zéro jusqu'à $10^6 e$ (e est la charge élémentaire). Cela dépend de la taille et de la composition des grains de poussière et des caractéristiques du plasma (pression, température, etc.). Elle peut être positive ou négative, il est même possible d'avoir les deux espèces dans un même milieu en même temps comme dans le cas des comètes. Les processus de charge sont différents selon le domaine de température et de densité et peuvent se produire simultanément. Nous allons présenter quelques processus qui sont cités dans la littérature [20].

4.3.1. Absorption des particules par les grains de poussière

C'est le phénomène d'attachement des particules par la surface des grains de poussière. Grâce à leur grande mobilité, les électrons sont donc les premiers à atteindre la surface du grain de poussière, celui-ci acquiert une charge négative qui atteindra une valeur critique pour laquelle les électrons seront repoussés en faveur de l'attachement des ions positifs. La situation s'inverse lorsque la charge positive du grain atteint une valeur critique. A l'équilibre, le courant qui atteint la surface du grain de poussière sera nul. Ce processus est le plus important dans la charge des grains de poussière. Ainsi, plusieurs travaux ont été établis dans ce cadre [21]. L'un des modèles les plus utilisés est celui du mouvement orbital limité (Orbit Motion Limited Model OML) [22]-[24]. Ce dernier sera utilisé dans le paragraphe (§ V) pour calculer les courants électronique et ionique.

4.3.2. Emission des particules par les grains de poussière

Certaines interactions mènent à l'émission de particules par les grains de poussière. C'est le phénomène du détachement des particules de la surface du grain de poussière. Des électrons peuvent se libérer du grain de poussière lui permettant de se charger positivement grâce aux processus suivants :

- **Emission d'électrons secondaires**

Cela se produit lorsqu'un électron ou un ion énergétique entre en collision avec le grain de poussière et cède son excès d'énergie aux électrons de la surface qui se détachent du grain de poussière.

- **Emission thermoionique**

Lorsqu'un corps est chauffé jusqu'à une température critique, il émet des électrons. De même, ce processus est observé lorsque la température des grains de poussière du plasma est assez élevée, ces derniers émettent des électrons et se chargent positivement.

- **Photo-émission**

Lorsque des photons entre en collision avec un grain de poussière d'énergie supérieure au seuil du potentiel à la surface du grain de poussière. Ce dernier émettra des électrons qui vont acquérir une énergie cinétique, créant ainsi un courant électrique appelé le courant de recollection d'électrons. L'effet de la photo-émission dépend de la longueur d'onde du photon incident, du potentiel de la surface et des propriétés de la matière du grain de poussière.

- **Ionisation par impact**

L'effet d'ionisation par impact peut se produire quand la densité et la vitesse des particules neutres sont importantes. Ce mécanisme est réalisé de la manière suivante: l'atome neutre possédant une énergie élevée, arrive à la surface du grain de poussière où il subit l'ionisation. Par conséquent, il y aura échappement des ions et/ou des électrons ce qui correspond à un grain chargé positivement ou négativement [25].

V. CALCUL DES COURANTS DE CHARGE DES GRAINS DE POUSSIÈRE

La charge du grain de poussière est due principalement à la collection des électrons et des ions par ce dernier,

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_i + I_j, \quad (1.15)$$

où les $I_{e,i,j}$ sont les courants de collection électronique et ioniques (positif et négatif) respectivement. Pour les calculer, nous utilisons le modèle du mouvement orbital limité (OML) [22]-[24]. Pour cela, nous supposons que tous les grains de poussière sont de forme sphérique de rayon r_d , de charge q_d négative ; dans le cas où $q_d > 0$, la méthode de calcul est la même. De plus, nous supposons que les ions sont une seule fois ionisés et nous utilisons l'approximation,

$$r_d \ll \lambda_D \ll l_{(i,n),(e,n)}, \quad (1.16)$$

où $l_{(i,n),(e,n)}$ est le libre parcours moyen des collisions entre les atomes ou molécules du gaz neutre et, les ions et les électrons respectivement [26]-[27].

Nous avons supposé que l'interaction entre les grains de poussière est négligeable, c'est l'approximation du grain de poussière isolé.

Les sections efficaces de collection des électrons, des ions négatifs et des ions positifs dépendant des vitesses de ces derniers, sont données respectivement par les expressions :

$$\sigma_{e,j}(v) = \begin{cases} \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2e\phi_d}{m_{e,j}v^2} \right) & , \quad \frac{2e\phi_d}{m_{e,j}v^2} > -1 \\ 0 & , \quad \frac{2e\phi_d}{m_{e,j}v^2} < -1 \end{cases}, \quad (1.17)$$

et

$$\sigma_i(v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v^2} \right), \quad (1.18)$$

où ϕ_d est le potentiel électrostatique à la surface du grain de poussière et v est la vitesse relative des électrons et des ions par rapport au grain de poussière.

Il faut noter que dans le cas du modèle OML, les sections efficaces $\sigma_{e,j}$ et σ_i sont indépendantes du potentiel électrostatique dans le voisinage du grain de poussière.

Les expressions des courants électronique et ioniques de collection par les grains de poussière sont donnés par,

$$I_{e,i,j} = n_{e,i,j} q_{e,i,j} \int v \sigma_{e,i,j}(v) f_{e,i,j}(v) d^3v, \quad (1.19)$$

où $f_{e,i,j}$ est la fonction de distribution des vitesses des particules.

Dans le cas de la distribution des vitesses de Maxwell,

$$f_{e,i,j}(\mathbf{v}) = \left(2\pi v_{te,i,j}^2\right)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\mathbf{v}^2}{2v_{te,i,j}^2}\right), \quad (1.20)$$

où $v_{te,i,j} = \left(\frac{T_{e,i,j}}{m_{e,i,j}}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons, des ions positifs et des

ions négatifs respectivement.

Les courants de collection sont donnés par les expressions suivantes :

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (1.21)$$

$$I_j = n_j q_j a_j, \quad (1.22)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (1.23)$$

où,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (1.24.a)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.25.a)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (1.26.a)$$

Dans le cas où la charge du grain de poussière q_d est positive,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (1.24.b)$$

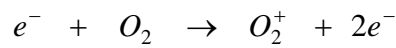
$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.25.b)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e} \right). \quad (1.26.b)$$

où a_i , a_j et a_e sont les taux d'attachement des ions positifs, des ions négatifs et des électrons respectivement par la surface des grains de poussières, $q_i = e$, $q_j = -e$ et $q_e = -e$.

VI. IMPORTANCE DU PHENOMENE D'ATTACHEMENT DES PARTICULES PAR LES GRAINS DE POUSSIÈRES

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au phénomène d'attachement des particules par les grains de poussière. Ce choix est motivé par l'importance de ce dernier phénomène par rapport aux autres processus élémentaires. A titre d'exemple, dans un plasma d'oxygène, nous avons considéré le processus de création des électrons et ions O_2^+ par ionisation électronique de O_2 (parmi les processus élémentaires les plus probables),



Le taux de cette réaction est donné par l'expression [28],

$$K(\text{cm}^3 / \text{s}) = 9 \cdot 10^{-10} T_e^{0.5}(\text{eV}) \exp\left(-\frac{12.6}{T_e(\text{eV})}\right).$$

Nous avons calculé ce taux pour différentes valeurs de T_e . Les résultats sont présentés ci-dessous :

$T_e(\text{eV})$	1	2	3
$K(\text{cm}^3 / \text{s})$	$3 \cdot 10^{-15}$	$2.34 \cdot 10^{-12}$	$2.33 \cdot 10^{-11}$

Dans le cas d'un grain de poussière de charge q_d négative, les taux d'attachement des ions positifs et des électrons sont donnés par les expressions suivantes :

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 + \gamma_i \frac{Z_d}{z} \right),$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(-\frac{Z_d}{z}\right),$$

où $\gamma_i = \frac{T_e}{T_i}$ et $z = \frac{r_d T_e}{e^2}$ dans le système CGS.

Pour des grains de poussière de $r_d = 1 \mu m$ et $Z_d = 5000$, et un plasma de $T_e = 1 eV$ et $T_i = 0.1 eV$, nous avons $a_e \approx 5 \cdot 10^{-4} cm^3 / s$ et $a_i \approx 6.4 \cdot 10^{-2} cm^3 / s$.

A travers cet exemple simple, nous pouvons déduire que le phénomène d'attachement des particules par les grains de poussière est dominant par rapport aux autres processus.

VII. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons défini les différents paramètres physiques nécessaires pour décrire un plasma. Ensuite, un bref exposé des principaux processus élémentaires dans un plasma froid classique a été présenté. Par la suite, nous avons pris en considération la présence des impuretés ou grains de poussière dans le plasma. Ce qui rend ce dernier beaucoup plus complexe, et désormais il s'appelle plasma complexe ou plasma poussiéreux. Un modèle donnant la formation des grains de poussière a été présenté et les principaux processus de charge de ces derniers ont été exposés. Pour la suite de notre travail qui est basé sur ce phénomène de charge des grains de poussière et leurs effets sur les densités des particules, nous avons calculé les différents courants de charge. Pour montrer l'importance de ce travail, un exemple de comparaison entre un processus élémentaire classique et le phénomène de charge des grains de poussière a été présenté.

CHAPITRE II

ETUDE DES ONDES SOLITAIRES DANS UN PLASMA POUSSEREUX DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION DE BOLTZMANN

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons étudier les conditions d'existence des ondes solitaires (elles sont encore appelées dans la littérature les solitons) dans les plasmas poussiéreux ou complexes. En effet, la présence de macro particules appelées impuretés ou grains de poussière de masse $m_d \approx 10^{12} m_i$ (m_i est la masse des ions) et de charge $|q_d| \approx 10^4 e$ (e est la charge élémentaire) avec les électrons et les ions, modifie considérablement les propriétés physiques linéaires et non linéaires du plasma. Dans ce contexte, plusieurs travaux ont été établis [29]-[34] en considérant des densités des particules boltzmanniennes.

Nous allons reprendre ces calculs et discuter les différentes approximations ainsi que les effets des différents paramètres physiques (rayon du grain de poussière r_d , énergie des électrons T_e , etc.). Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel non magnétisé où les électrons et les ions positifs et négatifs sont supposés en équilibres thermodynamique et obéissent à la distribution de Boltzmann. Les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Pour tenir compte du phénomène de variation de la charge de ces derniers, nous utilisons l'équation de la charge ainsi que les expressions des courants électronique et ioniques établies dans le modèle bien connu dans la littérature sous le nom du modèle du mouvement orbital limité [13] (Orbit Motion Limited OML). Par la suite, nous calculons le potentiel de Sagdeev en fonction des différents paramètres physiques du problème et les conditions d'existence des ondes solitaires seront discutées.

II. EQUATIONS FLUIDES

Une description atomique idéal de notre plasma serait l'ensemble des équations de mouvement (une équation par particule) associées aux équations de Maxwell. Nous obtiendrons ainsi des résultats exacts; le seul problème est qu'il n'est pas possible de résoudre 10^{23} équations différentielles, sans parler du fait que nous ne connaissons pas les positions et les vitesses initiales de nos 10^{23} particules. Nous sommes donc forcés d'utiliser une approche statistique. Nous allons donc nous

intéresser au comportement moyen des particules. Formellement, nous introduisons une fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ qui est définie tel que $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3r d^3v$ soit proportionnel au nombre moyen de particules d^6N dont les coordonnées dans l'espace des phases sont comprises dans les intervalles $[\vec{r}, \vec{r} + d\vec{r}]$, $[\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}]$ et $[t, t + dt]$:

$$d^6N = f(\vec{r}, \vec{v}, t)d^3r d^3v \quad (2.1)$$

La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est solution de l'équation de Boltzmann donnée par l'expression suivante [35]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} \quad (2.2)$$

où le deuxième terme de gauche $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f$ est un terme dû au mouvement d'ensemble du fluide (terme convectif), le troisième terme de gauche $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f$ représente la contribution des forces extérieures, \vec{F} est la résultante des forces appliquées et m la masse de l'espèce considéré. Le terme de droite est un terme de collision. Ce dernier tient compte de tous les processus élémentaires que nous avons déjà cité dans le chapitre précédent (Chap. I).

Les équations fluides sont des moments de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses,

$$\int v^n \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f \right) d^3\vec{v} = \int v^n \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} d^3\vec{v} \quad (2.3)$$

où la puissance n est l'ordre du moment.

Les équations les plus importantes sont celles qui sont définies par les moments les plus bas par rapport à la vitesse microscopique, $n = 0$, $n = 1$ et $n = 2$.

En multipliant l'équation (2.3) par 1 et par \vec{v} , respectivement, et nous intégrons les équations obtenues dans l'espace des vitesses, nous obtenons les deux équations suivantes :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_k \vec{v}_k) = R_k(\vec{r}, \vec{v}_k, t) \quad (2.4)$$

$$m_k \left(\frac{\partial \vec{v}_k}{\partial t} + \vec{v}_k \cdot \nabla \vec{v}_k \right) = -\frac{\nabla P_k}{n_k} + \vec{F} + \vec{S}_k(\vec{r}, \vec{v}_k, t) \quad (2.5)$$

L'équation (2.4) est appelée équation de continuité ou équation de conservation du nombre de particules où $R_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est un terme de perte ou de création des particules pour l'espèce k . L'équation (2.5) est appelée équation de mouvement ou équation de conservation de l'impulsion où $\vec{S}_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est un terme de perte ou de gain d'impulsion pour l'espèce k .

III. APPROXIMATIONS

3.1. Approximation unidimensionnelle

Dans le cadre de notre travail, nous avons supposé que les dimensions du plasma sont infinies. Ainsi, les effets de bord sont négligeables. De plus, nous supposons que le plasma est loin de toute influence extérieure (champ électrique, champ magnétique et champ gravitationnel). Par conséquent, nous pouvons supposer que le plasma est isotrope, c'est-à-dire que toutes les directions sont équivalentes. Par soucis de simplicité, nous supposons que toutes les grandeurs physiques ne dépendent que de la variable spatiale x au lieu de x , y et z .

3.2. Approximation de Boltzmann

Nous supposons que les électrons et les ions sont en équilibre thermodynamique (température constante pour chaque espèce de particules), c'est-à-dire qu'ils varient instantanément avec le potentiel pour rester en équilibre thermodynamique. Concrètement, cette approximation permet de négliger le terme d'inertie pour les électrons et les ions dans les équations de mouvement (2.5) de ces derniers. Ainsi, la résolution de cette équation en absence des termes de sources (présence uniquement du champ électrique et du terme de pression) permet de calculer les densités des particules qui sont bien connues dans la littérature (des densités boltzmanniennes). Pour les électrons, les ions négatifs et les ions positifs, elles sont données par les expressions,

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (2.6)$$

$$n_j = n_{j_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (2.7)$$

$$n_i = n_{i_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (2.8)$$

respectivement, où n_{e_0} , n_{j_0} et n_{i_0} sont les densités des particules à l'équilibre ($\phi = 0$), T_e , T_j et T_i sont les températures des électrons, des ions négatifs et des ions positifs, respectivement.

IV. CALCUL DE LA CHARGE DES GRAINS DE POUSSIÈRE

4.1. Modèle théorique

Nous allons établir un modèle théorique unidimensionnel et non magnétisé dans les conditions de la microgravité [36] (gravitation terrestre est négligée où

compensée par d'autre force telle que la force thermophorétique proportionnelle au gradient de la température [37] ou un champ électrique extérieur). Les électrons et les ions positifs et négatifs sont supposés en équilibre thermodynamique. Par conséquent, ils obéissent à la distribution de Boltzmann. La dynamique des grains de poussière est régit par les équations fluides,

$$\frac{\partial(n_d)}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (2.9)$$

$$n_d m_d \left(\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right) = - \frac{\partial(n_d T_d)}{\partial x} - n_d q_d \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2.10)$$

où n_d , v_d , T_d , m_d et q_d sont la densité, la vitesse, la température, la masse et la charge des grains de poussière respectivement.

Le premier terme et le deuxième terme de droite de l'équation (2.10) sont la force de pression et la force électrique par unité de volume respectivement.

Le phénomène de charge des grains de poussière est très complexe car nous avons plusieurs processus (collection et émission des particules) qui se passent simultanément. De nombreux modèles théoriques ont été consacrés à l'étude de ce phénomène de charge des grains de poussière [22]-[24] en assimilant ces derniers à des sondes électrostatiques de forme sphérique. Dans le cadre du modèle OML, l'évolution de la charge des grains de poussière est régie par l'équation de la charge,

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial q_d}{\partial x} = I_e + I_i + I_j, \quad (2.11)$$

où

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (2.12)$$

$$I_j = n_j q_j a_j, \quad (2.13)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (2.14)$$

i) Dans le cas où la charge du grain de poussière q_d est négative :

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i} \right), \quad (2.15.a)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (2.16.a)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (2.17.a)$$

ii) Dans le cas où la charge du grain de poussière q_d est positive:

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (2.15.b)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_j} \right), \quad (2.16.b)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e} \right). \quad (2.17.b)$$

où a_i , a_j et a_e sont les taux d'attachement des ions positifs, des ions négatifs et des électrons respectivement par la surface des grains de poussière.

Le temps caractéristique du mouvement des grains de poussière est de l'ordre de $10^{-2} s$, par contre le temps de charge est de l'ordre de $10^{-8} s$. Cela signifie que le temps de charge est négligeable par rapport au temps caractéristique du mouvement des grains de poussière [38]-[39]. Par conséquent, nous considérons que le processus de la charge des grains de poussière est un phénomène local. Pratiquement, cette hypothèse permet de négliger le terme de gauche de l'équation (2.11). Il résulte,

$$I_e + I_i + I_j = 0. \quad (2.18)$$

L'équation (2.18) est une équation non linéaire. Sa résolution permet de calculer l'évolution de la charge des grains de poussière q_d en fonction du potentiel électrostatique ϕ .

Pour fermer le système d'équations précédent, nous utilisons l'équation de Poisson donnée par :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = - \frac{n_e q_e + n_i q_i + n_j q_j + n_d q_d}{\epsilon_0}. \quad (2.19)$$

Le calcul de la densité des grains de poussière réside dans la résolution du système d'équations aux dérivées partielles (2.9)-(2.10). Du point de vue pratique, cette résolution est difficile à réaliser car nous n'avons pas les conditions initiales, ainsi que le problème de la convergence du schéma numérique. Pour remédier à cette situation, nous choisissons un repère qui se déplace avec l'onde solitaire à la vitesse v_s . Dans ce repère, l'approximation stationnaire est justifiée. Le passage du repère du laboratoire (x, t) au repère de l'onde solitaire s'effectue par la transformation suivante :

$$\xi = \frac{x - v_s t}{\lambda_D}$$

$$\text{où } \lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{i0} e^2} \right)^{0.5} \text{ est la longueur de Debye.}$$

La réécriture des équations (2.9) et (2.10) dans le repère de l'onde solitaire donne :

$$\frac{d(n_d \tilde{v}_d)}{d\xi} = 0, \quad (2.20)$$

$$\frac{d}{d\xi} (\tilde{v}_d^2 - v_s^2) = -2 \frac{q_d T_e}{m_d e} \frac{d\Phi}{d\xi} - 2 \frac{T_d}{m_d} \frac{1}{n_d} \frac{dn_d}{d\xi}, \quad (2.21)$$

où $\tilde{v}_d = v_s - v_d$ et $\Phi = \frac{e\phi}{T_e}$, le potentiel électrostatique normalisé.

La combinaison des équations (2.20) et (2.21) donne :

$$\frac{1}{N_d^2} + 2 \frac{T_d}{Z_{d_0} T_e} \text{Log}(N_d) = 1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M^2}, \quad (2.22)$$

où $N_d = \frac{n_d}{n_{d_0}}$ est la densité normalisée, $Z_d = -\frac{q_d}{e}$ est le nombre de charges, Z_{d_0} est

le nombre de charges à l'équilibre des grains de poussière $M = \frac{v_s}{C_d}$ est le nombre de

Mach, $C_d = \left(\frac{Z_{d_0} T_e}{m_d} \right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique poussiéreuse et $\Psi(\Phi)$ est l'énergie

potentielle normalisée d'un grain poussière à charge variable donnée par,

$$\Psi(\Phi) = \frac{1}{Z_{d_0}} \int_0^\Phi Z_d d\Phi. \quad (2.23)$$

L'équation (2.22) est une équation non linéaire. Sa résolution permet de calculer la densité des grains de poussière normalisée N_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ .

4.2. Résultats numériques

Nous avons représenté sur la figure (2.1) le nombre de charge des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ [40]. Pour les paramètres physiques utilisés, nous observons que le nombre de charges sur les

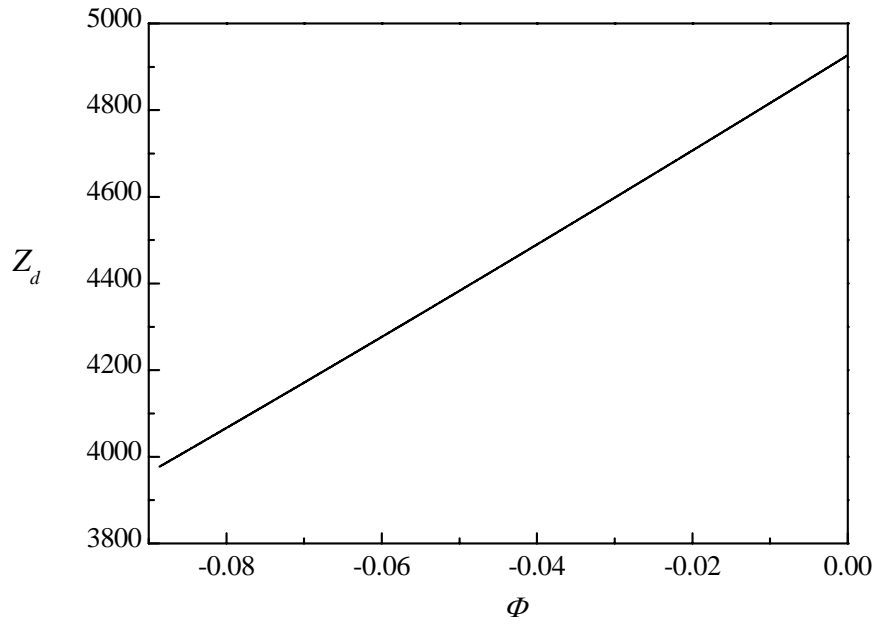


Figure (2.1)

Nombre de charges des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.4$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.4$.

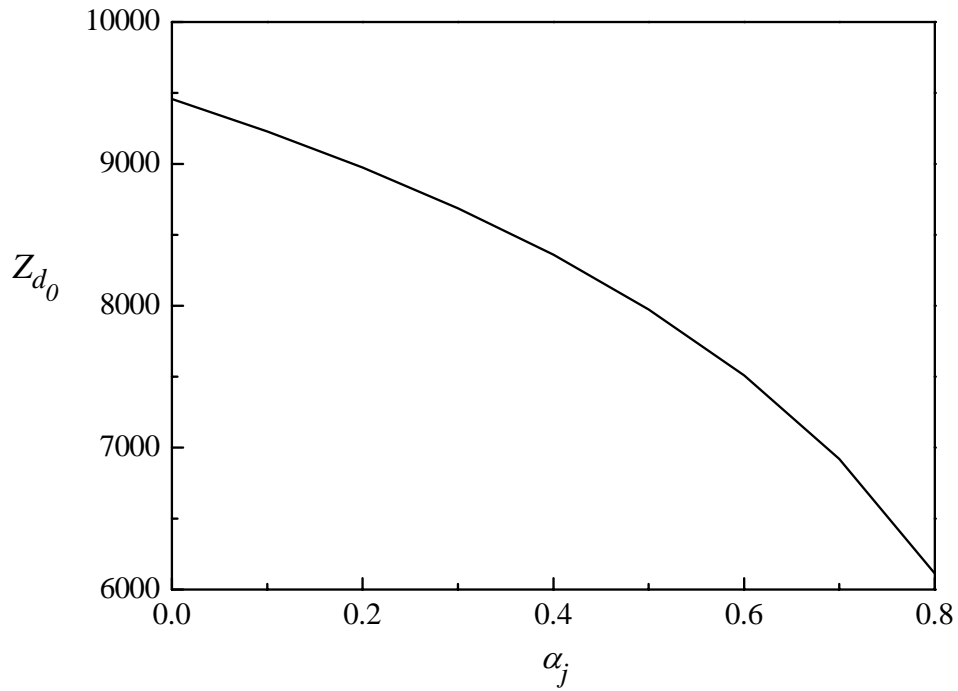
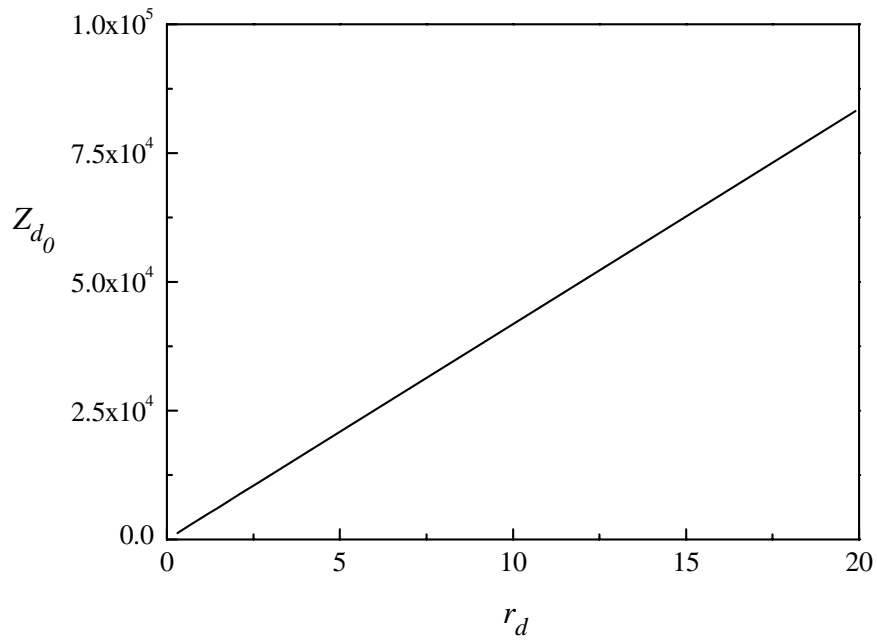


Figure (2.2)

Nombre de charges des grains de poussière à l'équilibre Z_{d_0} en fonction de la fraction des ions négatifs α_j pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.5$.

**Figure (2.3)**

Nombre de charge à l'équilibre des Z_{d_0} en fonction du rayon r_d des grains de poussière pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.4$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.4$.

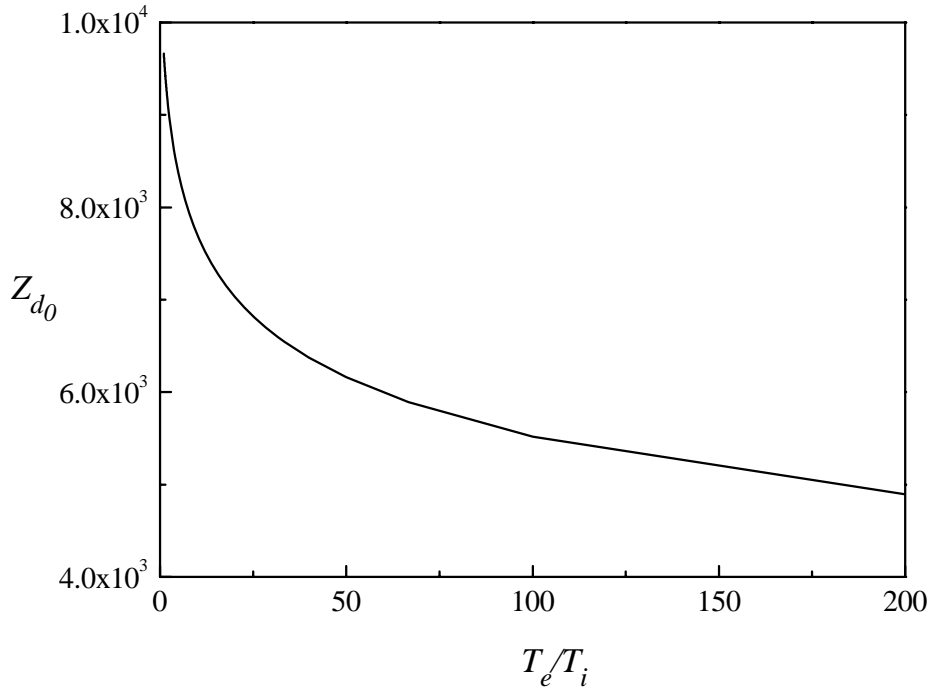


Figure (2.4)

Nombre de charges à l'équilibre des grains de poussière Z_{d_0} en fonction du rapport

des températures $\frac{T_e}{T_i}$ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $\rho_d = 3 g/cm^3$,
 $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.4$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.4$.

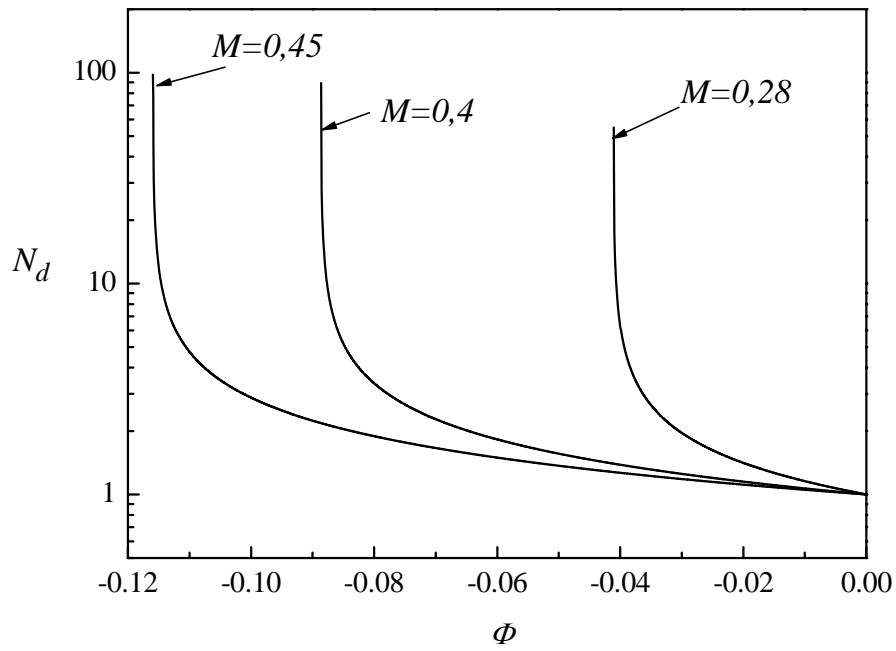


Figure 2.5

Densité des grains de poussière normalisée N_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.4$ et $\alpha_d = 10^{-4}$.

grains de poussière augmente de façon linéaire. Ce résultat est en bon accord avec celui présenté dans la référence [29].

Dans la figure (2.2), nous observons que la présence des ions négatifs réduit considérablement le nombre de charges des grains de poussière à l'équilibre Z_{d_0} . Pour les paramètres physiques que nous avons utilisé avec une fraction d'ions négatifs $\alpha_j = 0.5$, le nombre de charge Z_{d_0} est réduit de 20% par rapport à un plasma électropositif ($\alpha_j = 0$). Ce résultat est en bon accord avec celui de l'équation de Poisson (2.19) à l'équilibre ($\Phi = 0$),

$$n_{i_0} = n_{e_0} + n_{j_0} + n_{d_0} Z_{d_0}. \quad (2.24)$$

Cette équation montre que l'augmentation de n_{j_0} induit une diminution de Z_{d_0} , étant donné que n_{i_0} est constante

Dans la figure (2.3), nous observons que lorsque la taille du grain de poussière augmente, le nombre de charge à l'équilibre augmente. Ce résultat est logique car la capacité électrique de ces derniers augmente lorsque leur taille augmente.

Dans la figure (2.4), nous observons que lorsque le rapport des températures $\gamma_i = \frac{T_e}{T_i}$ augmente, le nombre de charges à l'équilibre Z_{d_0} diminue. Nous pouvons expliquer ce phénomène par le fait que lorsque la température des électrons augmente, la probabilité d'attachement de ces derniers diminue grâce à leur grande énergie. De plus, l'énergie des ions négatifs ($T_j = T_i$) devient insuffisante pour franchir la barrière du potentiel autour des grains de poussière.

Dans la figure (2.5), nous avons représenté la densité des grains de poussière normalisé N_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ . Nous avons vérifié numériquement que la contribution du deuxième terme de gauche de l'équation (2.22), dû à la pression dans l'équation de mouvement, est négligeable, et dans tous les cas ne dépasse pas les 3%. Par conséquent, ce terme sera négligé, et

dans ce cas nous retrouvons l'expression analytique de la densité des grains de poussière qui est largement utilisée dans la littérature. Elle est donnée par,

$$N_d = \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{M^2}\right)^{-1/2}. \quad (2.25)$$

Pour les paramètres physiques utilisés, nous observons que les graphes de la figure (2.5) sont coupés pour $\Phi = -0.041$, -0.089 et -0.116 . Ces valeurs correspondent

à $\Psi(\Phi) = -\frac{M^2}{2}$, c'est-à-dire, $N_d \rightarrow \infty$. Au delà de cette limite, la densité devient complexe. Cette divergence dans l'expression de la densité des grains de poussière (2.25) est due principalement à la négligence du terme de collision dans l'équation de mouvement des grains de poussière.

V. ETUDE DES ONDES SOLITAIRES

5.1. Historique

Les ondes solitaires ou les solitons sont parmi les phénomènes ondulatoires de grande amplitude ou non linéaire qui peuvent se propager dans une direction sur de longues distances sans s'étaler, et maintenir leur forme après collisions entre elles.

L'onde solitaire a été découverte, de façon fortuite dans la nature, en 1834 par un ingénieur écossais: John Scott-Russell. Alors qu'il observait le mouvement d'une péniche sur l'"Union Canal" qui relie Edimbourg à Glasgow, Scott-Russell remarqua un nouveau type d'onde se propageant à la surface du canal. Il en fit une agréable description dans les termes suivants [41]: *"J'observais le mouvement d'un bateau qui était tiré rapidement le long d'un canal étroit par une paire de chevaux, quand soudain le bateau s'arrêta, mais il n'en fut pas de même pour la masse d'eau dans le canal qu'il avait mise en mouvement; elle s'accumula autour de la proue du bateau dans un état de violente agitation, puis soudainement l'abandonna, roula vers l'avant à grande vitesse, prenant la forme d'une grande élévation solitaire qui continua sa course le long du canal, apparemment sans changement de forme ou diminution de vitesse.*

Je la suivis à cheval et la dépassai alors qu'elle roulait encore à la vitesse de 8 ou 9 miles à l'heure, préservant sa forme originale de 30 pieds de long et d'un pied à un pied et demi en hauteur. La hauteur diminua peu à peu et après une poursuite de un à deux miles, je la perdis dans les méandres du canal. Telle fut, dans le mois d'août 1834 ma rencontre fortuite avec ce magnifique et singulier phénomène...".

Beaucoup plus tard, en 1965, Norman Zabusky et Martin Kruskal aux Etats Unis, observèrent par simulation numérique sur ordinateur que, sur une chaîne mécanique, des ondes solitaires peuvent se propager librement, mais aussi entrer en collision et se croiser sans changer de forme ni de vitesse. Vu la nature corpusculaire présentée par ces ondes solitaires ils les appelèrent solitons.

5.2. Caractéristiques d'une onde solitaire

Qualitativement, une onde solitaire existe du fait de la compensation de la dispersion linéaire qui tend à étaler l'énergie de l'onde par la nonlinéarité qui tend à la focaliser, c'est par exemple le cas d'une vague unique de grande hauteur se propageant à la surface de l'eau. Il en résulte que le soliton peut se propager avec une vitesse et un profil quasiment constants, si en première approximation les phénomènes de friction sont négligés.

L'onde solitaire est l'une parmi les solutions de l'équation aux dérivées partielles connue dans la littérature sous le nom d'équation de Korteweg de Vries (KdV), dans le cas général, donnée par,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + a\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + b \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \xi^3} = 0, \quad (2.26)$$

où ξ et τ sont des variables indépendantes et, a et b sont deux constantes réelles.

Le deuxième terme de gauche tient compte des effets non linéaires et le troisième terme tient compte de la dispersion.

5.3. Calcul des ondes solitaires

La présence des grains de poussière massifs hautement chargés dans un plasma classique composé des électrons et des ions, induit de nouveaux modes associés à ces derniers [42]. En effet, Rao et *al.* [43] sont les premiers à avoir prouvé théoriquement l'existence des ondes acoustiques poussiéreuse. Par la suite Barken et *al.* [44] ont prouvé l'existence de ce mode expérimentalement. Depuis, de nombreux travaux [29]-[34],[45] ont été effectués à nos jours.

L'existence des ondes solitaires est analysée par la méthode de la perturbation réductrice. Elle consiste à résoudre l'équation de Korteweg de Vries (KdV) pour des amplitudes faibles [46]. La deuxième méthode est celle du pseudo-potentiel de Sagdeev [47] pour des amplitudes arbitraires.

Dans notre étude, nous adoptons la deuxième méthode. Pour cela, nous écrivons l'équation de Poisson (2.19) dans le repère lié à l'onde solitaire et nous utilisons les expressions (2.6)-(2.8) et (2.25), il résulte,

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -e^{-\gamma_i\Phi} + \alpha_e e^\Phi + \alpha_j e^{\gamma_j\Phi} + \alpha_d Z_d \left(1 + \frac{2}{M^2} \Psi(\Phi) \right)^{-1/2}, \quad (2.27)$$

$$\text{où, } \alpha_e = \frac{n_{e0}}{n_{i0}}, \alpha_j = \frac{n_{j0}}{n_{i0}}, \alpha_d = \frac{n_{d0}}{n_{i0}}, \gamma_i = \frac{T_e}{T_i} \text{ et } \gamma_j = \frac{T_e}{T_j}.$$

En multipliant les deux membres de l'équation (2.27) par $\frac{d\Phi}{d\xi}$, en intégrant et en

imposant les conditions : $\Phi(\xi \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$ et $\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$, nous obtenons

l'équation suivante

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E_T = 0, \quad (2.28)$$

où

$$V(\Phi) = \alpha_e (1 - \exp(\Phi)) + \frac{\alpha_j}{\gamma_j} (1 - \exp(\gamma_j \Phi)) + \frac{1}{\gamma_i} (1 - \exp(-\gamma_i \Phi)) + \alpha_d Z_{d_0} M^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2\Psi}{M^2} \right)^{1/2} \right], \quad (2.29)$$

est le potentiel de Sagdeev ou pseudo-potentiel. L'équation (2.28) peut être interprétée comme étant l'équation de mouvement d'une pseudo particule de masse unité, de position Φ , de vitesse $\frac{d\Phi}{d\xi}$, oscillant dans un potentiel $V(\Phi)$ et d'énergie totale E_T nulle.

Les conditions d'existence des ondes solitaires sont [47]-[48]:

1. $V(\Phi = 0) = 0$, (2.30)

2. $\left. \frac{dV}{d\Phi} \right|_{\Phi=0} = 0$, (2.31)

3. $\left. \frac{d^2V}{d\Phi^2} \right|_{\Phi=0} < 0$, (2.32)

4. Il existe Φ_C tel que :

- i. $V(\Phi_C) = E_T = 0$, (2.33)

- ii. $V(\Phi) < 0$ pour $\Phi_C < \Phi < 0$. (2.34)

La première condition est naturelle (par définition). La deuxième condition signifie que la force exercée sur la pseudo particule est nulle à l'origine. La troisième condition signifie que l'origine $\Phi = 0$ est une position d'équilibre stable. La dernière condition signifie que la pseudo particule d'énergie totale nulle, est réfléchi à la position Φ_C , et le puit de potentiel est compris entre cette position et $\Phi = 0$.

5.4. Résultats et interprétations

Dans les figures (2.6) et (2.7), nous avons représenté le potentiel de Sagdeev V en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ .

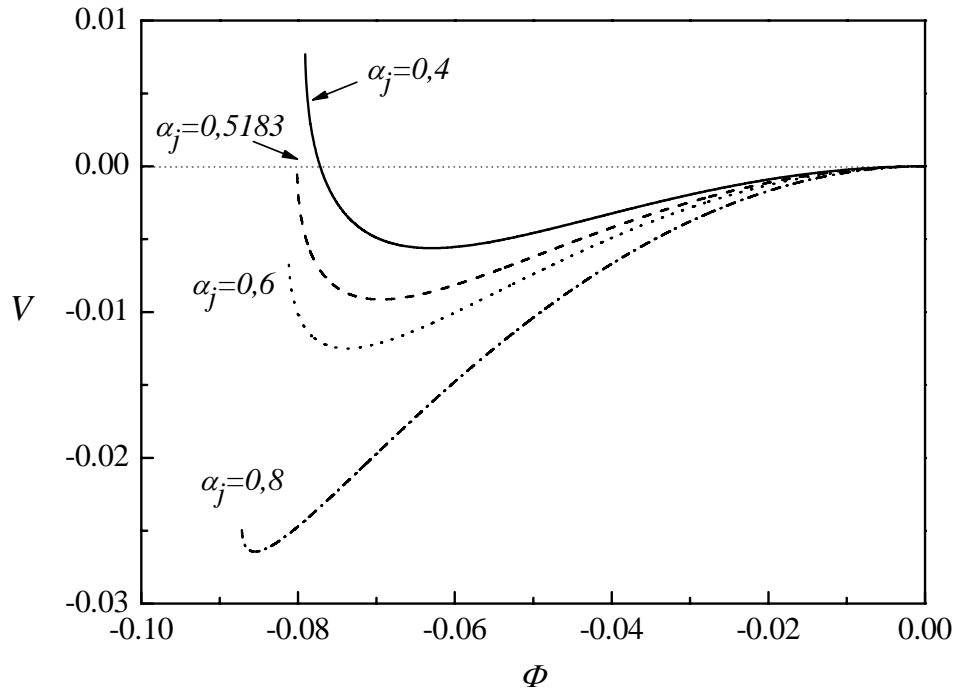


Figure (2.6)

Potentiel de Sagdeev V en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^{10} cm^{-3}$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.38$.

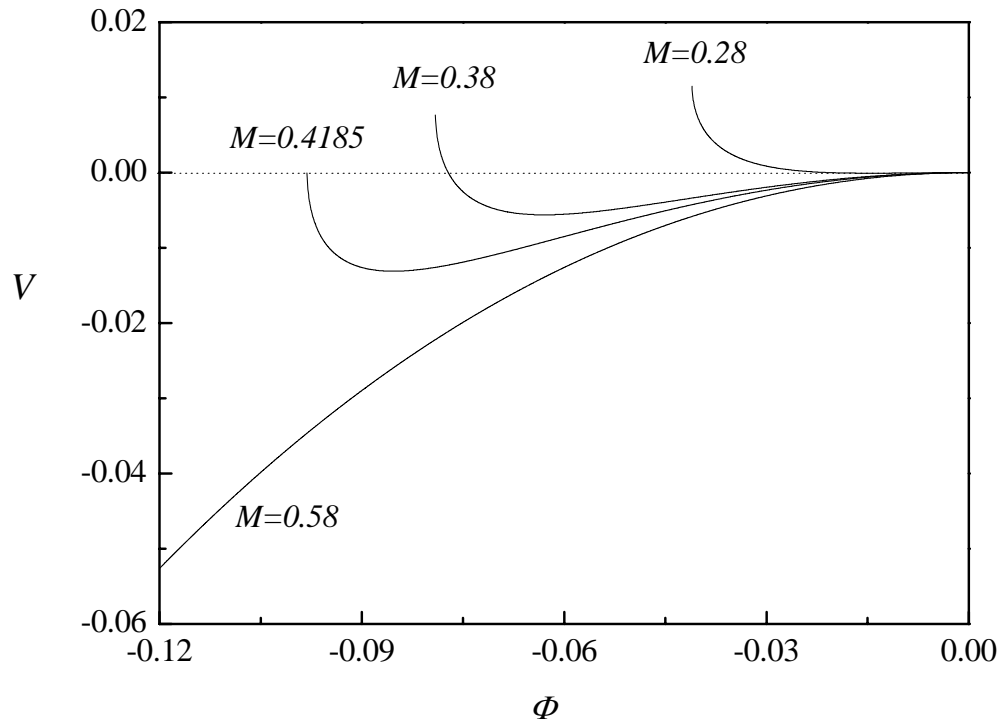


Figure (2.7)

Potentiel de Sagdeev V en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^{10} cm^{-3}$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $\alpha_j = 0.4$.

Nous avons vérifié numériquement que le puit de potentiel peut exister uniquement pour $\Phi < 0$. La figure (2.6) montre que dans un plasma, la présence des ondes solitaires poussiéreuses dépend de la densité des ions négatifs. Pour les paramètres physiques que nous avons utilisé, l'onde solitaire n'existe pas pour $\alpha_j \geq 0.5183$.

La figure (2.7) montre qu'il existe un intervalle bien défini du nombre de Mach M pour lequel l'onde solitaire poussiéreuse existe. La limite supérieure M_{\max} doit satisfaire les conditions suivantes:

- i) $M_{\max}^2 = -2\Psi(\Phi_0)$, cette condition provient de l'expression de la densité des grains de poussière (2.25).
- ii) $V(\Phi_0, M_{\max}) = 0$.

La limite inférieure M_{\min} est obtenue en utilisant la condition (2.32) d'existence des

ondes solitaires [31]: $\left. \frac{d^2V}{d\Phi^2} \right|_{\Phi=0} < 0$.

Il résulte,

$$M^2 > \frac{\alpha_d Z_{d0}}{\alpha_e + \alpha_j \gamma_j + \gamma_i + \alpha_d \left. \frac{dZ_d}{d\Phi} \right|_{\Phi=0}} = M_{\min}^2 \quad (2.35)$$

A partir de l'équation (2.18), nous calculons $\frac{dZ_d}{d\Phi}$. Il résulte pour $q_d < 0$,

$$\left. \frac{dZ_d}{d\Phi} \right|_{\Phi=0} = \frac{z [\beta_i \gamma_i (1 - \gamma_i \Phi_{d0}) + \alpha_e \exp(\Phi_{d0}) + \alpha_j \gamma_j \beta_j \exp(\gamma_j \Phi_{d0})]}{[\beta_i \gamma_i + \alpha_e \exp(\Phi_{d0}) + \alpha_j \beta_j \gamma_j \exp(\gamma_j \Phi_{d0})]}, \quad (2.36)$$

où $z = \frac{rT_e}{e^2}$ dans le système CGS et $\Phi_{d0} = -\frac{Z_{d0}}{z}$, est le potentiel de surface du grain de poussière à l'équilibre.

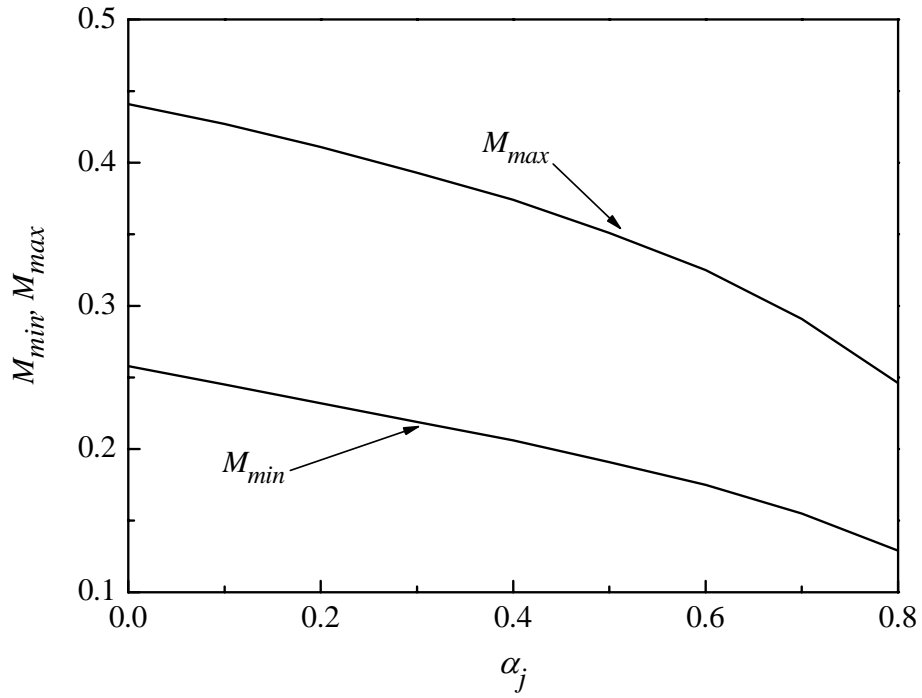


Figure (2.8)

Nombres de Mach M_{min} et M_{max} en fonction de la fraction des ions négatifs α_j pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 1\mu m$, $T_e = 2eV$, $T_i = T_j = 0.4eV$, $\rho_d = 3g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^{10}cm^{-3}$ et $\alpha_d = 10^{-4}$.

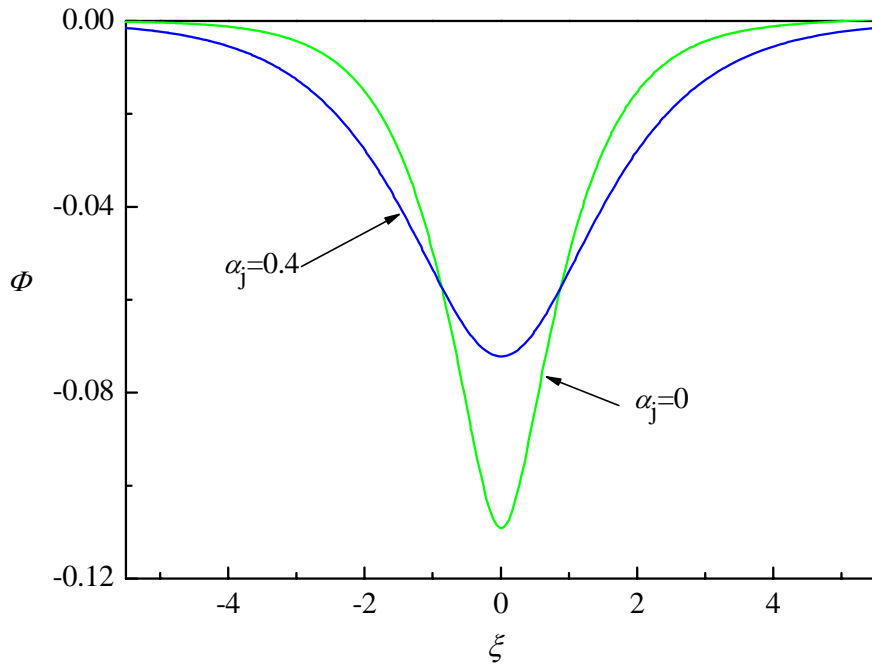


Figure (2.9)

Potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de $\xi = (x - v_s t) / \lambda_D$ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 1 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 0.5$.

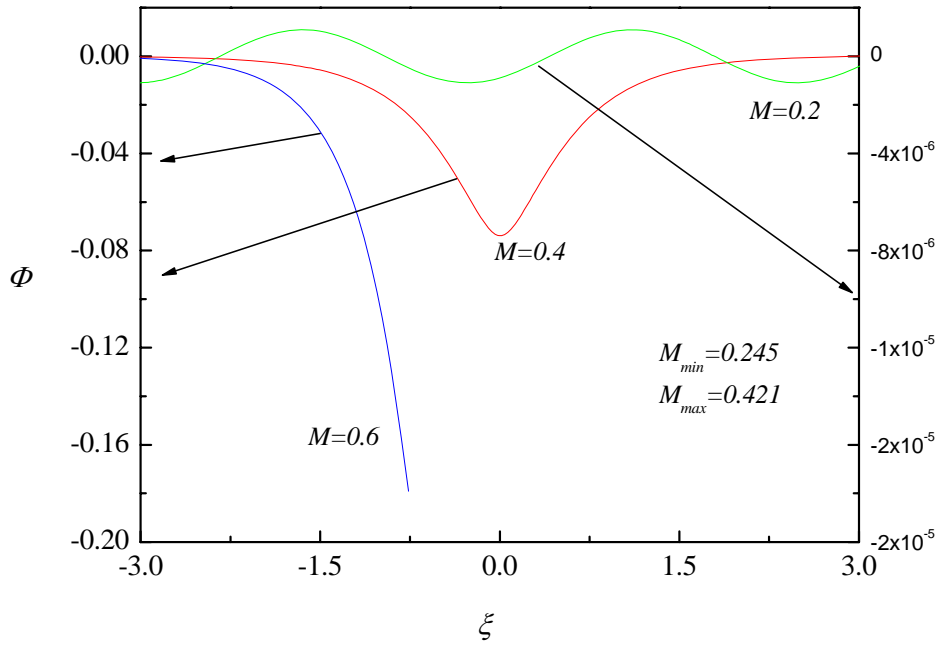


Figure (2.10)

Potentiel électrostatique normalisé Φ en fonction de $\xi = (x - v_s t) / \lambda_D$ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 2 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.4 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $\alpha_j = 0.4$.

Dans la figure (2.8), nous avons représenté les nombres de Mach maximum et minimum pour lesquels l'onde solitaire poussiéreuse existe en fonction de la fraction des ions négatifs. Nous observons que cette dernière modifie considérablement les limites du nombre de Mach pour lesquelles l'onde solitaire existe.

La figure (2.9) montre le profil d'une structure spatialement localisée appelée onde solitaire ou soliton. La largeur de celle-ci augmente et son amplitude diminue en présence des ions négatifs.

La figure (2.10) montre que pour une valeur du nombre de Mach $M = 0.4$ comprise entre $M_{\min} = 0.245$ et $M_{\max} = 0.421$, la structure localisée qui est la signature de l'onde solitaire, existe. Par contre, si $M = 0.6 > M_{\max}$ et $M = 0.2 < M_{\min}$, cette structure disparaît (les effets non linéaires et la dispersion ne se compensent plus).

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les équations fluides de façon succincte. Ensuite, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel et non magnétisé dans les conditions de la microgravité, qui décrit le phénomène d'attachement des particules par les grains de poussière. Les électrons, les ions positifs et négatifs sont décrits par la distribution des particules de Boltzmann. Les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Nous avons montré que pour $T_d \approx T_i$, le terme de pression dans l'équation de mouvement de ces derniers est négligeable devant la force électrique. La charge du grain de poussière a été calculée en fonction du potentiel électrostatique dans le cadre du modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML). En particulier, cette dernière dépend fortement du rayon du grain de poussière, de la fraction des ions négatifs et du rapport de la température des électrons et des ions. La densité des grains de poussière ne peut pas être calculé pour toutes les valeurs du potentiel électrostatique. Pour décrire correctement les grains de poussière, nous devons prendre en considération les termes d'échange (collisions) de ces derniers avec les autres composantes du plasma.

Pour l'étude des ondes solitaires poussiéreuses, un bref historique a été présenté. Par la suite, le potentiel de Sagdeev a été calculé et les conditions

d'existence de ces dernières ont été discutées. En particulier, les résultats numériques montrent que l'existence des ondes solitaires dépend de la fraction des ions négatifs et du nombre de Mach M ou encore la vitesse des ondes solitaires normalisée. Pour qu'il existe une structure localisée où onde solitaire, ce dernier doit être compris entre une valeur minimum M_{\min} et une valeur maximum M_{\max} .

CHAPITRE III

CALCUL DES DENSITES DES PARTICULES DES DIFFERENTES ESPECES D'UN PLASMA POUSSIEREUX

I. INTRODUCTION

Les plasmas froids sont des milieux très riches en processus élémentaires classiques (ionisation, attachement, recombinaison, etc.). De plus, en présence des grains de poussière, nous avons le phénomène de charge de ces derniers. Ce phénomène est très complexe à décrire car nous avons plusieurs processus qui se produisent à la fois : attachement des ions positifs, des ions négatifs et des électrons, émission secondaire des électrons, la photo émission, ...etc. L'approximation de Boltzmann peut être remise en cause puisque la capture des particules chargées introduit une perte de matière et de quantité de mouvement que nous devons prendre en considération dans l'équation de continuité et de l'impulsion à cause du fait que le plasma est froid et qu'il n'atteint l'équilibre thermodynamique qu'à l'infini. Ainsi, l'approximation de Boltzmann utilisée dans la littérature n'est plus valable.

Dans ce chapitre, nous avons calculé la densité électronique et ionique d'un plasma complexe en tenant compte du phénomène de charge des grains de poussière. Pour cela, nous avons ajouté des termes de perte de particules et de l'impulsion dans les équations fluides. Un système d'équations différentielles non linéaires est établi et ses solutions self-similaires sont déterminées numériquement.

Comme application de nos résultats, nous avons calculé les ondes solitaires poussiéreuses en tenant compte des phénomènes d'attachement des ions et des électrons par les grains de poussière. Dans la limite classique où nous utilisons l'approximation de Boltzmann, nous retrouvons les résultats de la littérature.

II. MODELE THEORIQUE

Pour décrire le phénomène d'attachement des ions et des électrons par les grains de poussière et leurs effets sur les densités de ces derniers, nous avons établi

un modèle théorique unidimensionnel $\left(\bar{\nabla}_{\bar{r}} \sim \frac{\partial}{\partial x} \text{ et } \bar{\nabla}_{\bar{v}} \sim \frac{\partial}{\partial v_x} \right)$ et non magnétisé

$(\bar{B} = \vec{0}, \bar{B} \text{ étant le champ magnétique})$ [49]-[53].

2.1. Les électrons, les ions positifs et les ions négatifs :

Les électrons, les ions positifs et négatifs sont décrits par les équations fluides suivantes :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = -a_i n_i n_d, \quad (3.1)$$

$$n_i m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} (n_i T_i) - n_i e \frac{\partial \phi}{\partial x} - m_i a_i n_i n_d (v_i - v_d), \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{\partial(n_j v_j)}{\partial x} = -a_j n_j n_d, \quad (3.3)$$

$$n_j m_j \left(\frac{\partial v_j}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_j}{\partial x} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} (n_j T_j) + n_j e \frac{\partial \phi}{\partial x} - m_j a_j n_j n_d (v_j - v_d), \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v_e)}{\partial x} = -a_e n_e n_d, \quad (3.5)$$

$$n_e m_e \left(\frac{\partial v_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial x} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} (n_e T_e) + n_e e \frac{\partial \phi}{\partial x} - m_e a_e n_e n_d (v_e - v_d), \quad (3.6)$$

où les termes de droite des équations (3.1), (3.3) et (3.5) sont les pertes des densités des ions positifs, des ions négatifs et des électrons respectivement dues à l'attachement de ces derniers par les grains de poussière. Le troisième terme de droite des équations (3.2), (3.4) et (3.6) représente le transfert d'impulsion des ions positifs, des ions négatifs et des électrons respectivement par les grains de poussière. Les taux d'attachement a_i , a_j et a_e des ions positifs, des ions négatifs et des électrons par les grains de poussière respectivement, sont donnés par les expressions suivantes,

i) Dans le cas où la charge du grain de poussière q_d est négative :

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i} \right), \quad (3.7.a)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (3.8.a)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (3.9.a)$$

ii) Dans le cas où la charge du grain de poussière q_d est positive:

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (3.7.b)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_j} \right), \quad (3.8.b)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e} \right). \quad (3.9.b)$$

2.2. Les grains de poussière :

Le mouvement des grains de poussière est décrit par l'équation de continuité et l'équation de mouvement suivantes :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (3.10)$$

$$n_d m_d \left(\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right) = -\frac{\partial(n_d T_d)}{\partial x} - n_d q_d \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (3.11)$$

Dans l'équation (3.10), le terme de droite est nul, ce qui implique que nous avons supposé que le nombre des grains de poussière reste constant (nous n'avons ni formation, ni perte des grains de poussière). De plus, dans l'équation de mouvement (3.11), nous avons négligé le transfert d'impulsion entre les grains de poussière et les électrons et les ions lors de leur attachement par ces derniers.

La charge acquise par les grains de poussière est due principalement au processus de collection des électrons et des ions. Ainsi, l'équation de charge des grains de poussière est donnée par :

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_i + I_j, \quad (3.12)$$

où

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (3.13)$$

$$I_j = n_j q_j a_j, \quad (3.14)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (3.15)$$

2.3. Equation de Poisson:

Pour fermer le système d'équations de ce modèle, nous utilisons l'équation de Poisson,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{n_i q_i + n_j q_j + n_e q_e + n_d q_d}{\epsilon_0}. \quad (3.16)$$

2.4. Changement de repère :

Pour des raisons pratiques, il est usuel dans l'étude des ondes solitaires de faire le changement de repère du laboratoire (x, t) à un repère mobile (ξ, τ) qui se déplace avec l'onde solitaire avec la vitesse v_s . Ce choix de repère mobile (ξ, τ) va

nous permettre d'utiliser l'approximation quasi-statique $\left(\frac{\partial}{\partial \tau} \approx 0\right)$. Le passage du repère du laboratoire (x, t) au repère mobile (ξ, τ) s'effectue par la transformation suivante :

$$\begin{cases} \xi = \frac{x - v_s t}{\lambda_D} , \\ \tau = t \end{cases}$$

où $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{i_0} e^2}\right)^{0.5}$ est la longueur de Debye.

Pratiquement, l'utilisation de ce changement de repère va nous permettre de transformer le système d'équations aux dérivées partielles $\left(\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}\right)$ en un système d'équations différentielles ordinaires.

En remplaçant les variables x et t en fonction de la variable adimensionnelle ξ dans équations (3.1)-(3.6), (3.10)-(3.12) et (3.16), nous obtenons :

$$\frac{d(n_i \tilde{v}_i)}{d\xi} = \lambda_D a_i n_i n_d , \quad (3.17)$$

$$\tilde{v}_i = \tilde{v}_d + \frac{v_{t_i}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_i n_d} \frac{1}{n_i} \frac{d n_i}{d\xi} + \gamma_i \frac{v_{t_i}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_i n_d} \frac{d\Phi}{d\xi} , \quad (3.18)$$

$$\frac{d(n_j \tilde{v}_j)}{d\xi} = \lambda_D a_j n_j n_d , \quad (3.19)$$

$$\tilde{v}_j = \tilde{v}_d + \frac{v_{t_j}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_j n_d} \frac{1}{n_j} \frac{d n_j}{d\xi} - \gamma_j \frac{v_{t_j}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_j n_d} \frac{d\Phi}{d\xi} , \quad (3.20)$$

$$\frac{d(n_e \tilde{v}_e)}{d\xi} = \lambda_D a_e n_e n_d, \quad (3.21)$$

$$\tilde{v}_e = \tilde{v}_d + \frac{v_{te}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_e n_d} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{d\xi} - \frac{v_{te}^2}{\lambda_D} \frac{1}{a_e n_d} \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.22)$$

$$\frac{d(n_d \tilde{v}_d)}{d\xi} = 0, \quad (3.23)$$

$$\frac{d}{d\xi} (\tilde{v}_d^2 - v_s^2) = -2 \frac{q_d}{m_d} \frac{T_e}{e} \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.24)$$

$$\frac{dq_d}{d\xi} = -\frac{\lambda_D}{\tilde{v}_d} (n_i q_i a_i + n_j q_j a_j + n_e q_e a_e), \quad (3.25)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -\frac{n_i q_i + n_j q_j + n_e q_e + n_d q_d}{n_i e}, \quad (3.26)$$

où $\Phi = \frac{e\phi}{T_e}$ est le potentiel électrostatique normalisé, $\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_i e^2} \right)^{1/2}$ est la longueur

de Debye, $\tilde{v}_i = v_s - v_i$, $\tilde{v}_j = v_s - v_j$, $\tilde{v}_e = v_s - v_e$, $\tilde{v}_d = v_s - v_d$, $\gamma_i = \frac{T_e}{T_i}$, $\gamma_j = \frac{T_e}{T_j}$,

$$v_{ti} = \left(\frac{T_i}{m_i} \right)^{1/2}, \quad v_{tj} = \left(\frac{T_j}{m_j} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad v_{te} = \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2}.$$

Pour les électrons et les ions, nous avons négligé le terme d'inertie dans les équations (3.2), (3.4) et (3.6) (termes de gauche). De plus, nous avons vérifié numériquement que la contribution du terme de pression dans l'équation de mouvement des grains de poussière est négligeable. Ainsi, ce terme a été supprimé lors du changement des variables.

En utilisant l'équilibre thermodynamique défini par les conditions : $\Phi \rightarrow 0$ ou $\xi \rightarrow \infty$ comme condition initiale, nous avons calculé analytiquement la densité et la vitesse des grains de poussière à partir des équations (3.23) et (3.24). Elles sont données par les expressions suivantes :

$$n_d = n_{d_0} \left(1 + \frac{2}{M^2} \Psi(\Phi) \right)^{-1/2}, \quad (3.27)$$

$$\tilde{v}_d = v_s \left(1 + \frac{2}{M^2} \Psi(\Phi) \right)^{1/2}, \quad (3.28)$$

où

$$n_d(\Phi = 0) = n_{d_0}, \quad v_d(\Phi = 0) = 0, \quad M = \frac{v_s}{C_d} \text{ est le nombre de Mach, } C_d = \left(\frac{Z_{d_0} T_e}{m_d} \right)^{1/2}$$

est la vitesse acoustique poussiéreuse, Z_{d_0} est le nombre de charge du grain de poussière à l'équilibre et $\Psi(\Phi)$ est l'énergie potentielle normalisée d'un grain de poussière à charge variable donnée par :

$$\Psi(\Phi) = \frac{1}{Z_{d_0}} \int_0^\Phi Z_d d\Phi, \quad (3.29)$$

où $Z_d = -\frac{q_d}{e}$ est le nombre de charges des grains de poussière.

La combinaison des équations de continuité et de mouvement pour les ions positifs (équations (3.17) et (3.18)), les ions négatifs (équations (3.19) et (3.20)) et les électrons (équations (3.21) et (3.22)), donne les équations différentielles ordinaires du deuxième degré suivantes :

$$\frac{d^2 n_i}{d\xi^2} + A_i(\xi) \frac{d n_i}{d\xi} + B_i(\xi) n_i = 0, \quad (3.30)$$

$$\frac{d^2 n_j}{d\xi^2} + A_j(\xi) \frac{dn_j}{d\xi} + B_j(\xi) n_j = 0, \quad (3.31)$$

$$\frac{d^2 n_e}{d\xi^2} + A_e(\xi) \frac{dn_e}{d\xi} + B_e(\xi) n_e = 0, \quad (3.32)$$

où,

$$A_i(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_i}^2} a_i - \frac{da_i}{a_i d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + \gamma_i \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.33)$$

$$B_i(\xi) = \gamma_i \frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} - \gamma_i \frac{d\xi}{a_i} \frac{d\Phi}{d\xi} - \frac{\lambda_D^2 a_i^2 n_d^2}{v_{t_i}^2} + \gamma_i \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2, \quad (3.34)$$

$$+ \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_i}^2} a_i \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \frac{d\Phi}{d\xi}$$

$$A_j(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_j}^2} a_j - \frac{d\xi}{a_j} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - \gamma_j \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.35)$$

$$B_j(\xi) = -\gamma_j \frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} + \gamma_j \frac{d\xi}{a_j} \frac{d\Phi}{d\xi} - \frac{\lambda_D^2 a_j^2 n_d^2}{v_{t_j}^2} - \gamma_j \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2, \quad (3.36)$$

$$+ \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_j}^2} a_j \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \frac{d\Phi}{d\xi}$$

$$A_e(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_e}^2} a_e - \frac{d\xi}{a_e} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - 1 \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.37)$$

$$B_e(\xi) = -\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} + \frac{d\xi}{a_e} \frac{d\Phi}{d\xi} - \frac{\lambda_D^2 a_e^2 n_d^2}{v_{t_e}^2} - \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2. \quad (3.38)$$

$$+ \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_e}^2} a_e \frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} \frac{d\Phi}{d\xi}$$

Pour résoudre les équations différentielles (3.30)-(3.32), nous allons chercher des solutions de la forme suivante :

$$n_k(\xi) = n_{k_0} N_k(\xi) \exp(\theta_k \Phi), \quad (k = i, j, e) \quad (3.39)$$

où, $\theta_i = -\gamma_i$, $\theta_j = \gamma_j$ et $\theta_e = 1$.

Nous observons dans l'équation (3.39) que dans le cas où $N_k(\xi) \rightarrow 1$, les densités des particules tendent vers la distribution des particules de Boltzmann. Par conséquent, les densités normalisées $N_k(\xi)$ mesurent l'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique.

En utilisant la solution (3.39), le système d'équations différentielles (3.30)-(3.32) devient :

$$\frac{d^2 N_i}{d\xi^2} + C_i(\xi) \frac{d N_i}{d\xi} + D_i(\xi) N_i = 0, \quad (3.40)$$

$$\frac{d^2 N_j}{d\xi^2} + C_j(\xi) \frac{d n_j}{d\xi} + D_j(\xi) N_j = 0, \quad (3.41)$$

$$\frac{d^2 N_e}{d\xi^2} + C_e(\xi) \frac{d N_e}{d\xi} + D_e(\xi) N_e = 0, \quad (3.42)$$

où,

$$C_i(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_i}^2} a_i - \frac{da_i}{a_i d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - \gamma_i \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.43)$$

$$D_i(\xi) = -\frac{\lambda_D^2 a_i^2 n_d^2}{v_{t_i}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_i}^2} a_i \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - \gamma_i \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.44)$$

$$C_j(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_j}^2} a_j - \frac{da_j}{a_j d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + \gamma_j \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \quad (3.45)$$

$$D_j(\xi) = -\frac{\lambda_D^2 a_j^2 n_d^2}{v_{t_j}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_j}^2} a_j \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + \gamma_j \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.46)$$

$$C_e(\xi) = \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_e}^2} a_e - \frac{da_e}{a_e d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + 1 \right) \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.47)$$

$$D_e(\xi) = -\frac{\lambda_D^2 a_e^2 n_d^2}{v_{t_e}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_S}{v_{t_e}^2} a_e \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + 1 \right) \frac{d\Phi}{d\xi}. \quad (3.48)$$

Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de la littérature, nous résolvons les équations de notre modèle par rapport au potentiel électrostatique Φ au lieu d'utiliser la variable spatiale adimensionnelle ξ . Il résulte le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{d^2 N_i}{d\Phi^2} + E_i(\Phi) \frac{dN_i}{d\Phi} + F_i(\Phi) N_i = 0, \quad (3.49)$$

$$\frac{d^2 N_j}{d\Phi^2} + E_j(\Phi) \frac{dN_j}{d\Phi} + F_j(\Phi) N_j = 0, \quad (3.50)$$

$$\frac{d^2 N_e}{d\Phi^2} + E_e(\Phi) \frac{dN_e}{d\Phi} + F_e(\Phi) N_e = 0, \quad (3.51)$$

$$\frac{d\Psi}{d\Phi} = \frac{Z_d}{Z_{d_0}}, \quad (3.52)$$

$$\frac{dZ_d}{d\Phi} = \frac{n_0 \lambda_D}{v_s} \frac{n_d}{n_{d_0}} \left(\exp(-\gamma_i \Phi) a_i N_i - \alpha_j \exp(\gamma_j \Phi) a_j N_j - \alpha_e \exp(\Phi) a_e N_e \right) / \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.53)$$

$$\text{où, } \alpha_e = \frac{n_{e_0}}{n_{i_0}}, \quad \alpha_j = \frac{n_{j_0}}{n_{i_0}}, \quad \alpha_d = \frac{n_{d_0}}{n_{i_0}},$$

$$E_i(\Phi) = \left[\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} + \left(\frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_i}{v_{t_i}^2} - \frac{da_i}{d\xi} \right) \frac{d\Phi}{d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - \gamma_i \right) \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \quad (3.54)$$

$$F_i(\Phi) = \left[-\frac{\lambda_D^2 n_d^2 a_i^2}{v_{t_i}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_i}{v_{t_i}^2} \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} - \gamma_i \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \quad (3.55)$$

$$E_j(\Phi) = \left[\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} + \left(\frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_j}{v_{t_j}^2} - \frac{da_j}{d\xi} \right) \frac{d\Phi}{d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + \gamma_j \right) \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \quad (3.56)$$

$$F_j(\Phi) = \left[-\frac{\lambda_D^2 n_d^2 a_j^2}{v_{t_j}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_j}{v_{t_j}^2} \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + \gamma_j \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \quad (3.57)$$

$$E_e(\Phi) = \left[\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} + \left(\frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_e}{v_{t_e}^2} - \frac{da_e}{d\xi} \right) \frac{d\Phi}{d\xi} + \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + 1 \right) \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 \quad (3.58)$$

$$F_e(\Phi) = \left[-\frac{\lambda_D^2 n_d^2 a_e^2}{v_{t_e}^2} + \frac{\lambda_D n_{d_0} v_s a_e}{v_{t_e}^2} \left(\frac{1}{M^2} \frac{Z_d}{Z_{d_0}} \frac{n_d^2}{n_{d_0}^2} + 1 \right) \frac{d\Phi}{d\xi} \right] / \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2. \quad (3.59)$$

Les équations différentielles couplées (3.49)-(3.53) constituent un système complet d'équations pour les densités de particules normalisées N_i , N_j , N_e et le nombre de charge des grains de poussière Z_d . Les taux d'attachement des particules par les grains de poussière a_i , a_j et a_e sont les termes de source de ces équations. Il est évident que ces équations différentielles n'admettent pas de solutions analytiques et que seules des solutions numériques sont possibles.

III. APPROXIMATION DES AMPLITUDES LENTEMENT VARIABLES

Afin de simplifier le système d'équations différentielles (3.49)-(3.53) et avoir des solutions analytiques des densités des particules, nous utilisons l'approximation des amplitudes lentement variables [54] habituellement utilisée en optique non linéaire. Elle consiste à supposer que l'amplitude varie peu par rapport à la phase. Dans notre cas, nous supposons que les densités des particules N_i , N_j et N_e varient peu par rapport au potentiel électrostatique normalisé Φ . Concrètement, elle consiste à négliger les dérivées secondes des densités des particules $\frac{d^2 N_i}{d\Phi^2}$, $\frac{d^2 N_j}{d\Phi^2}$ et $\frac{d^2 N_e}{d\Phi^2}$ devant les dérivés premières $\frac{dN_i}{d\Phi}$, $\frac{dN_j}{d\Phi}$ et $\frac{dN_e}{d\Phi}$ dans les équations (3.49)-(3.51).

Dans l'équation (3.53), nous négligeons le terme de droite $\left(\frac{dZ_d}{d\Phi} \approx 0\right)$. Cette dernière approximation transforme l'équation (3.53) en une équation non linéaire. Il résulte les expressions suivantes :

$$N_i = \exp\left(-\int_0^\Phi \frac{F_i(\Phi)}{E_i(\Phi)} d\Phi\right), \quad (3.60)$$

$$N_j = \exp\left(-\int_0^\Phi \frac{F_j(\Phi)}{E_j(\Phi)} d\Phi\right), \quad (3.61)$$

$$N_e = \exp\left(-\int_0^\Phi \frac{F_e(\Phi)}{E_e(\Phi)} d\Phi\right). \quad (3.62)$$

Dans la figure (3.1), nous avons représenté le nombre de charges des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ en absence et en présence des ions négatifs. Nous observons que la variation est pratiquement linéaire.

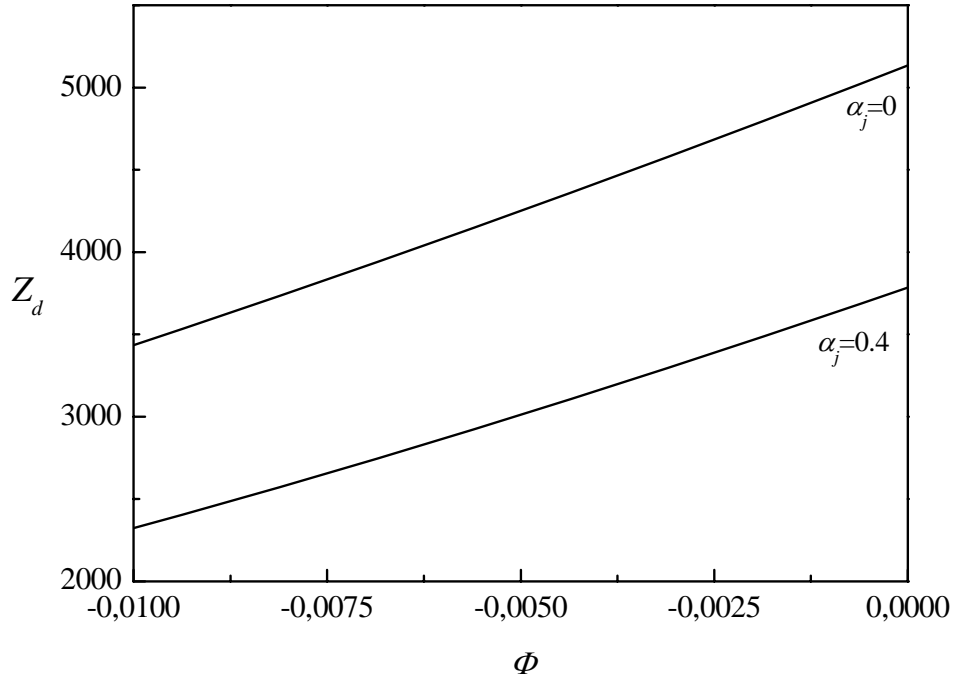


Figure (3.1)

Nombre de charges des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 4 \mu m$, $T_e = 1 eV$, $T_i = T_j = 0.01 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 1$.

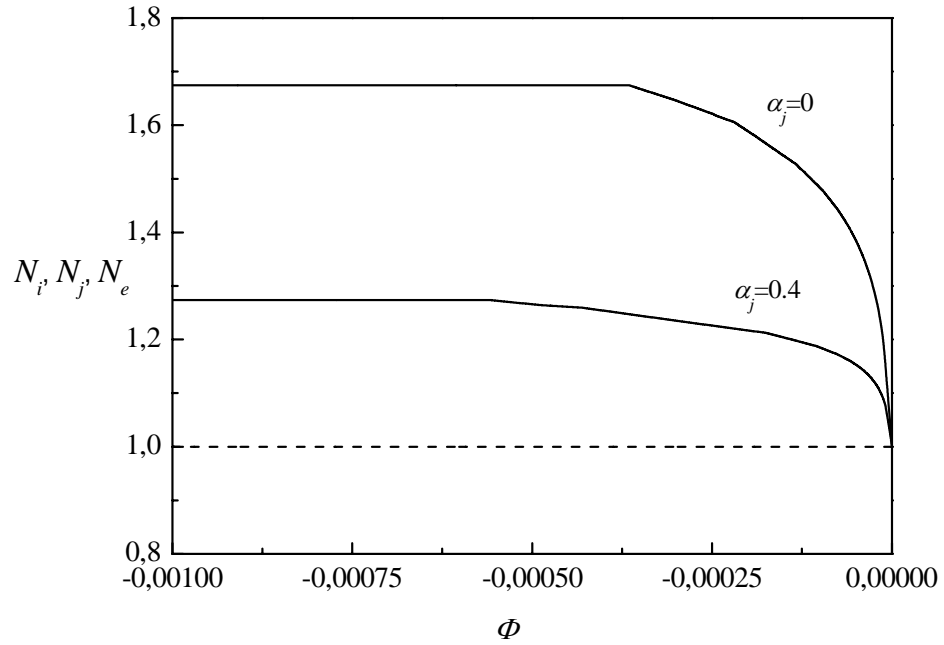


Figure (3.2)

Densités des ions positifs normalisée N_i (courbe en trait plein), des ions négatifs N_j et des électrons N_e (courbe en tiret) en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 4 \mu m$, $T_e = 1 eV$, $T_i = T_j = 0.01 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_d = 10^{-4}$ et $M = 1$.

De plus, le nombre de charge est moins important en présence des ions négatifs. Ceci peut être expliqué par l'équation de Poisson à l'équilibre thermodynamique,

$$n_{i_0} = n_{j_0} + n_{e_0} + n_{d_0} Z_{d_0}. \quad (3.63)$$

Cette équation montre que l'augmentation de la densité des ions négatifs n_{j_0} induit une diminution du nombre de charges Z_{d_0} puisque la densité des ions positifs est constante.

Dans la figure (3.2), nous avons représenté les densités des particules normalisées des ions positifs N_i , des ions négatifs N_j et des électrons N_e . Nous observons que les ions négatifs et les électrons ne sont pas affectés par le phénomène d'attachement par les grains de poussière. Ceci peut être expliqué par la répulsion coulombienne. Par contre, l'attachement des ions positifs par les grains de poussière est très important. Dans le cas d'un plasma électropositif ($\alpha_j = 0$), l'écart par rapport à la distribution de Boltzmann est de 68%. Dans le cas d'une fraction des ions négatifs $\alpha_j = 0.4$, la correction est de 28%.

IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATIONS

Dans un premier temps, nous avons essayé de résoudre le système d'équations différentielles (3.49)-(3.53) numériquement en utilisant les méthodes aux différences finies. En s'inspirant des résultats issus de la méthode des amplitudes lentement variables, les conditions aux limites utilisées sont :

$$N_i(\Phi = 0) = N_j(\Phi = 0) = N_e(\Phi = 0) = 1,$$

$$Z_d(\Phi = 0) = Z_{d_0} \text{ et}$$

$$\frac{dN_i}{d\Phi}(\Phi \gg 0) = \frac{dN_j}{d\Phi}(\Phi \gg 0) = \frac{dN_e}{d\Phi}(\Phi \gg 0) = \frac{dZ_d}{d\Phi}(\Phi \gg 0) = 0.$$

Malheureusement, le schéma numérique divergeait. Par conséquent, nous étions obligés d'appliquer les méthodes qui utilisent les conditions initiales. Nous avons commencé par les méthodes de Runge-Kutta à pas constant. Mais, le problème persistait toujours. Par la suite, nous avons utilisé la méthode de Gear [55] basée sur un pas d'intégration variable, destinée à résoudre les problèmes raides (stiff problems). Dans ce cas, le schéma numérique s'avère stable et les résultats numériques seront présentés par la suite.

Il faut noter que les méthodes de Gear ne sont pas construites à partir des techniques d'intégration numérique, mais directement à partir des polynômes d'interpolation passant par p points $(x_{i+1}, y_{i+1}), (x_i, y_i), \dots, (x_{i-p+1}, y_{i-p+1})$.

i) Méthode de Gear à 2 pas, implicite, d'ordre 2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_0 \text{ donné} \\ y_1 \text{ calculé avec une méthode à un pas} \\ y_{n+1} = \frac{4}{3}y_n - \frac{1}{3}y_{n-1} + \frac{2h}{3}f(x_{n+1}, y_{n+1}) \end{array} \right.$$

ii) Méthode de Gear à 3 pas, implicite, d'ordre 3 :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_0 \text{ donné} \\ y_1, y_2 \text{ calculés avec une méthode à un pas} \\ y_{n+1} = \frac{18}{11}y_n - \frac{9}{11}y_{n-1} + \frac{2}{11}y_{n-2} + \frac{2h}{11}f(x_{n+1}, y_{n+1}) \end{array} \right.$$

iii) Méthode de Gear à 4 pas, implicite, d'ordre 4 :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_0 \text{ donné} \\ y_1, y_2, y_3 \text{ calculés avec une méthode à un pas} \\ y_{n+1} = \frac{48}{25}y_n - \frac{36}{25}y_{n-1} + \frac{16}{25}y_{n-2} - \frac{3}{25}y_{n-3} + \frac{2h}{25}f(x_{n+1}, y_{n+1}) \end{array} \right.$$

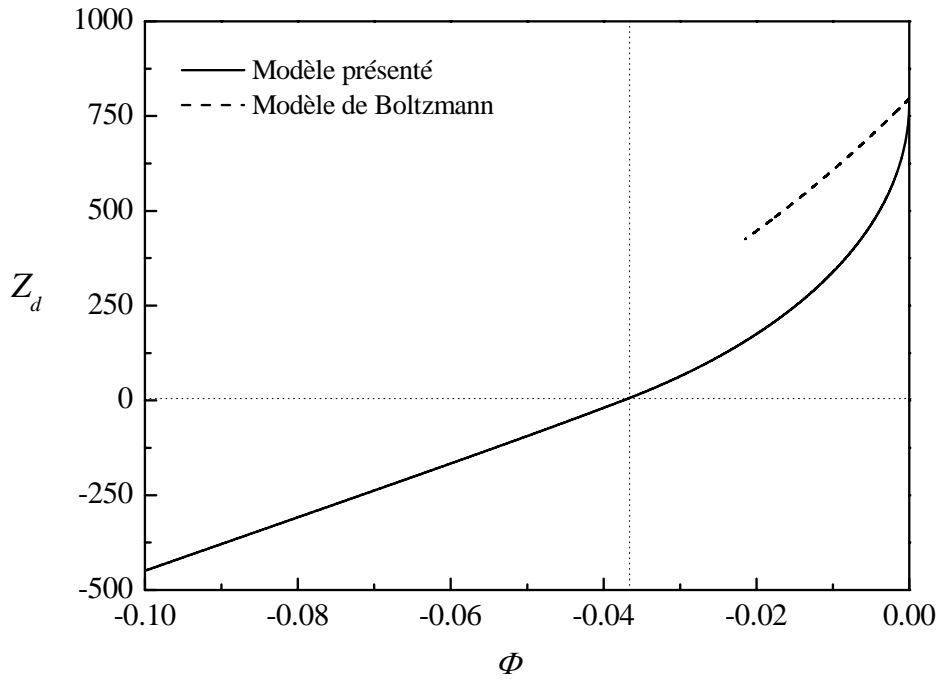


Figure (3.3)

Nombre de charges des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 5 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.18$.

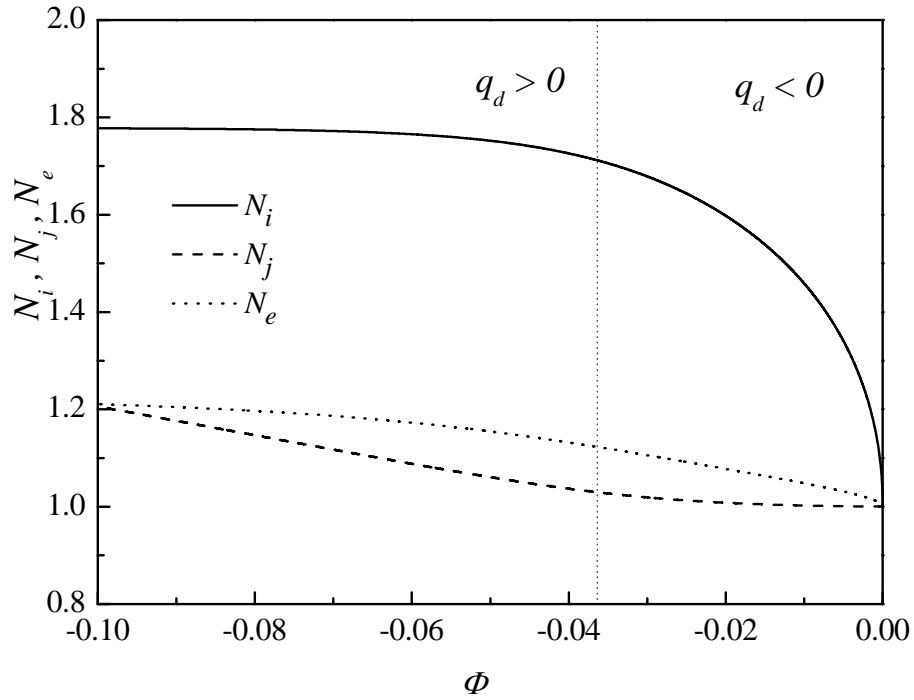


Figure (3.4)

Densités des ions positifs normalisée N_i (courbe en trait plein), des ions négatifs N_j (courbe en tiret) et des électrons N_e (courbe en pointillé) en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 5 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.18$.

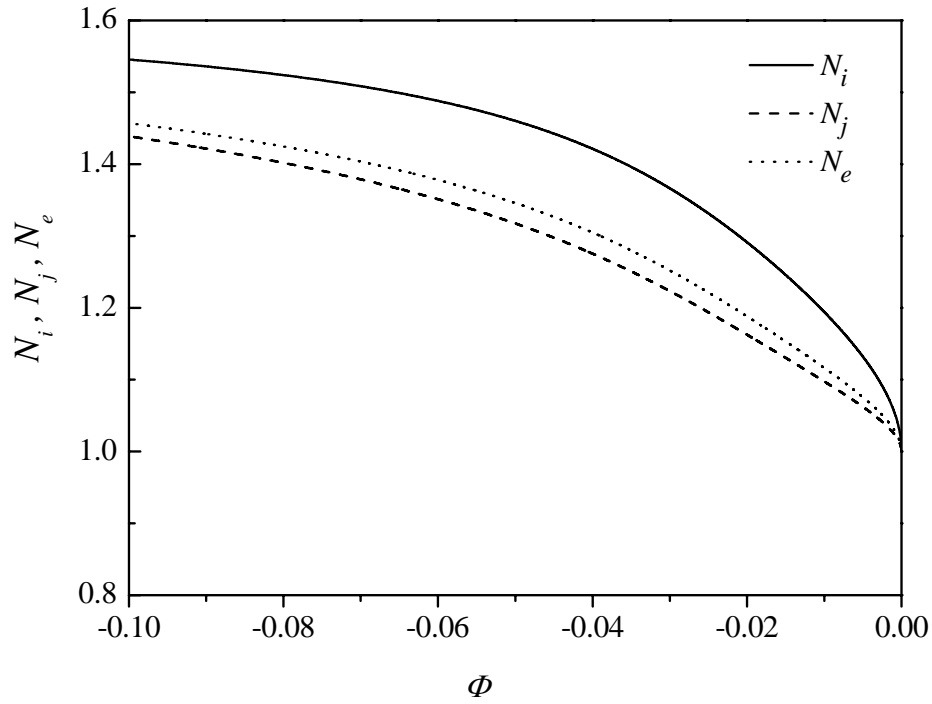


Figure (3.5)

Densités des ions positifs normalisée N_i (courbe en trait plein), des ions négatifs N_j (courbe en tiret) et des électrons N_e (courbe en pointillé) en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 5 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 1 eV$, $\rho_d = 3 g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.18$.

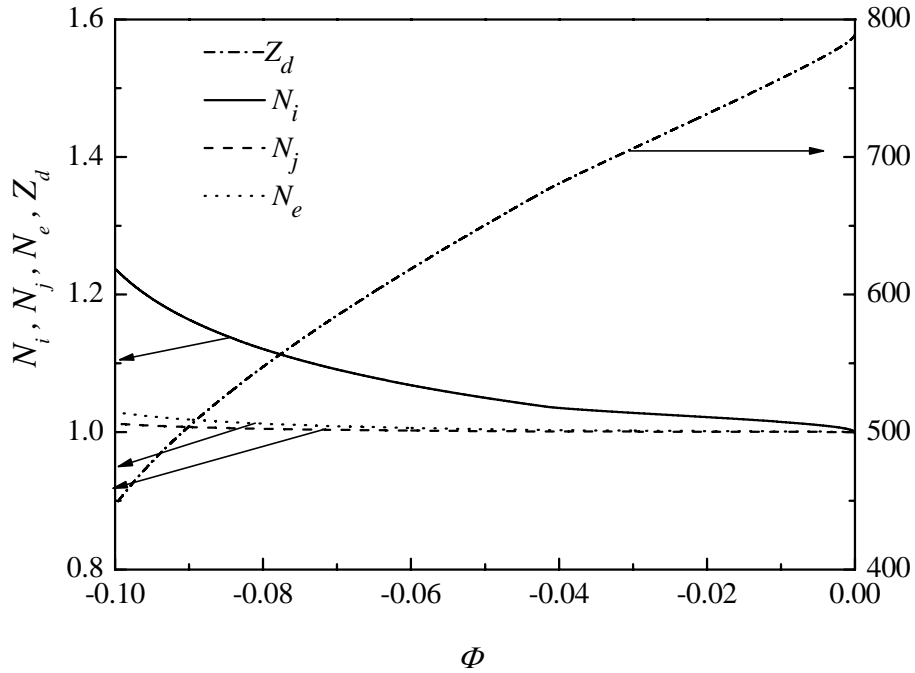


Figure (3.6)

Densités des ions positifs normalisée N_i (courbe en trait plein), des ions négatifs N_j (courbe en tiret), des électrons N_e (courbe en pointillé) et nombre de charges des grains de poussière Z_d (courbe en tiret et pointillé) en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 1 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.41$.

Nous avons représenté dans la figure (3.3) le nombre de charge des grains de poussière Z_d en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ . Nous observons qu'en utilisant l'approximation de Boltzmann, la densité des grains de poussière devient complexe pour $\Phi \leq -0.02$. Par conséquent, au delà de cette limite, nous ne pouvons pas calculer le nombre de charge. Alors qu'avec le modèle présenté qui tient compte de l'attachement des particules par les grains de poussière, cette limite n'existe plus. De plus, nous observons que le nombre de charge est moins important en tenant compte du phénomène d'attachement.

Dans la figure (3.4), nous avons représenté les densités des particules N_i , N_j et N_e en fonction du potentiel électrostatique Φ . Nous observons que pour $\Phi > -0.036$, où la charge du grain de poussière est négative, l'attachement des ions positifs est important. Au delà, de cette limite ($q_d > 0$), l'attachement de ces derniers devient négligeable, alors que l'attachement des électrons et des ions négatifs commence à être important. Nous observons que l'attachement des électrons, plus énergétiques ($T_e/T_i = 20$), est plus important que celui des ions négatifs. La correction par rapport à la distribution de Boltzmann est de 78% pour les ions positifs et de 20% pour les électrons et les ions négatifs.

Dans le cas où $T_e/T_i = 2$ ($T_i = T_j$), nous observons dans la figure (3.5) que l'attachement des électrons est comparable à celui des ions négatifs. De plus, il est plus important. Par conséquent l'attachement des ions positifs est moins important que dans le cas de la figure (3.4).

A l'inverse des figures (3.3)-(3.5) où $r_d = 5 \mu m$, dans la figure (3.6), nous avons des grains de poussière de taille moyenne ($r_d = 1 \mu m$). Dans ce cas, nous observons que la correction ou l'écart par rapport à la distribution de Boltzmann est moins important, 23% pour les ions positifs et pratiquement nul pour les ions négatif et les électrons. De plus, nous observons que la charge de grain de poussière ne change pas de signe.

V. APPLICATION AUX ONDES SOLITAIRES

Nous avons montré dans le paragraphe précédent (paragraphe IV) que l'utilisation de l'approximation de Boltzmann qui consiste à négliger le phénomène d'attachement des particules par les grains de poussière, induit des erreurs qui sont dans la plus part des situations intolérables. Ainsi, les résultats établis dans ce travail peuvent être utilisés pour décrire de façon plus correcte, de nombreux phénomènes physiques dans le domaine des plasmas complexes ou poussiéreux. Nous avons focalisé notre attention dans ce paragraphe à appliquer nos résultats à l'étude des ondes solitaires. Pour cela, nous avons considéré que les densités des ions positifs, des ions négatifs et des électrons ont la forme suivante :

$$n_k(\Phi) = n_{k_0} N_k(\Phi) e^{\theta_k \Phi}, \quad (3.64)$$

où, $\theta_i = -\gamma_i$, $\theta_j = \gamma_j$ et $\theta_e = 1$.

La densité des grains de poussière est donnée par :

$$n_d = n_{d_0} \left(1 + \frac{2}{M^2} \Psi(\Phi) \right)^{-1/2}, \quad (3.65)$$

où M est le nombre de Mach et $\Psi(\Phi)$ est l'énergie potentielle normalisée d'un grain de poussière à charge variable.

En remplaçant les expressions (3.64) et (3.65) dans l'équation de Poisson, il résulte,

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -N_i e^{-\gamma_i \Phi} + \alpha_e N_e e^{\Phi} + \alpha_j N_j e^{\gamma_j \Phi} + \alpha_d Z_d \left(1 + \frac{2}{M^2} \Psi(\Phi) \right)^{-1/2}. \quad (3.66)$$

L'intégration de l'équation (3.66) donne :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E_T = 0, \quad (3.67)$$

où

$$V(\Phi) = \alpha_d Z_{d_0} M^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2\Psi}{M^2} \right)^{1/2} \right] + \int_0^\Phi N_i e^{-\gamma_i \Phi} d\Phi - \alpha_e \int_0^\Phi N_e e^\Phi d\Phi - \alpha_j \int_0^\Phi N_j e^{\gamma_j \Phi} d\Phi. \quad (3.68)$$

$V(\Phi)$ est le potentiel de Sagdeev ou pseudo potentiel. L'équation (3.67) peut être interprétée comme étant l'équation de mouvement d'une pseudo particule de masse unité, de position Φ , de vitesse $\frac{d\Phi}{d\xi}$, oscillant dans un potentiel $V(\Phi)$ et d'énergie totale E_T nulle.

Il est clair que le potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ ne peut pas être calculé analytiquement. Donc, nous l'avons calculé numériquement.

Dans les figures (3.7)-(3.9), nous avons représenté le potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ . Nous observons dans la figure (3.7) qu'en utilisant l'approximation de Boltzmann, c'est-à-dire des distributions des particules Boltzmanniennes, les critères d'existence d'une onde solitaire sont vérifiés. Par contre, en tenant compte du phénomène d'attachement, cette onde n'existe pas. Dans la figure (3.8), nous observons que l'onde solitaire n'existe pas dans les deux modèles. Mais le potentiel de Sagdeev est différent comme le montre la figure.

Dans la figure (3.9), nous avons un autre exemple qui montre les défaillances de l'utilisation du modèle de Boltzmann. A travers le potentiel de Sagdeev, nous observons qu'en tenant compte du phénomène d'attachement, les critères d'existence de l'onde solitaire sont vérifiés. Par conséquent, cette dernière existe. Alors que l'approximation de Boltzmann donne des résultats erronés.

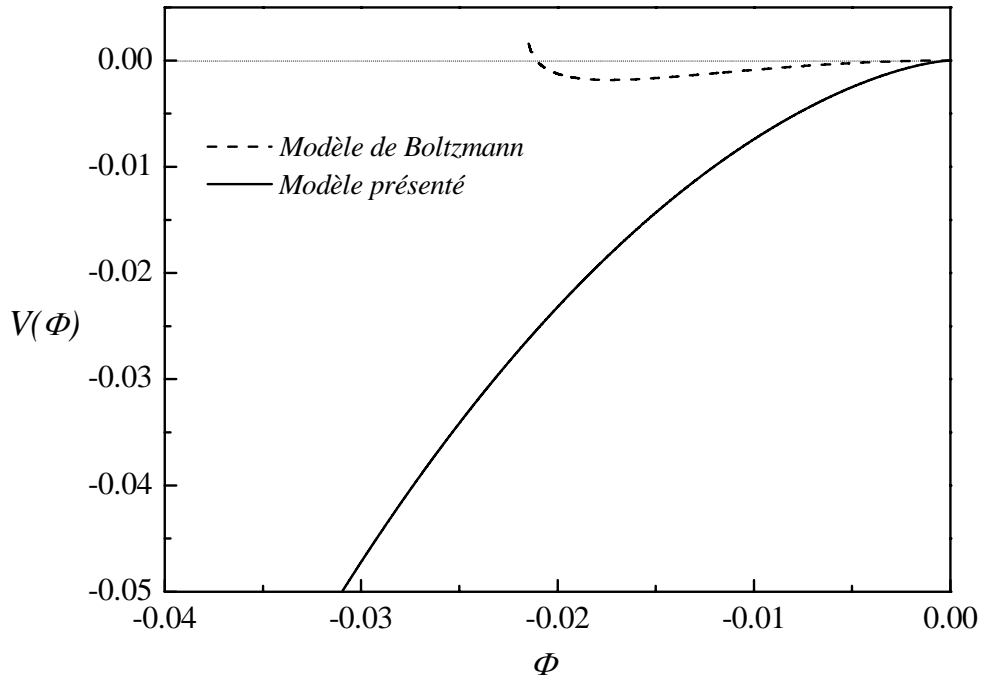


Figure (3.7)

Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 5 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 0.1 eV$,

$\rho_d = 3 g/cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.18$.

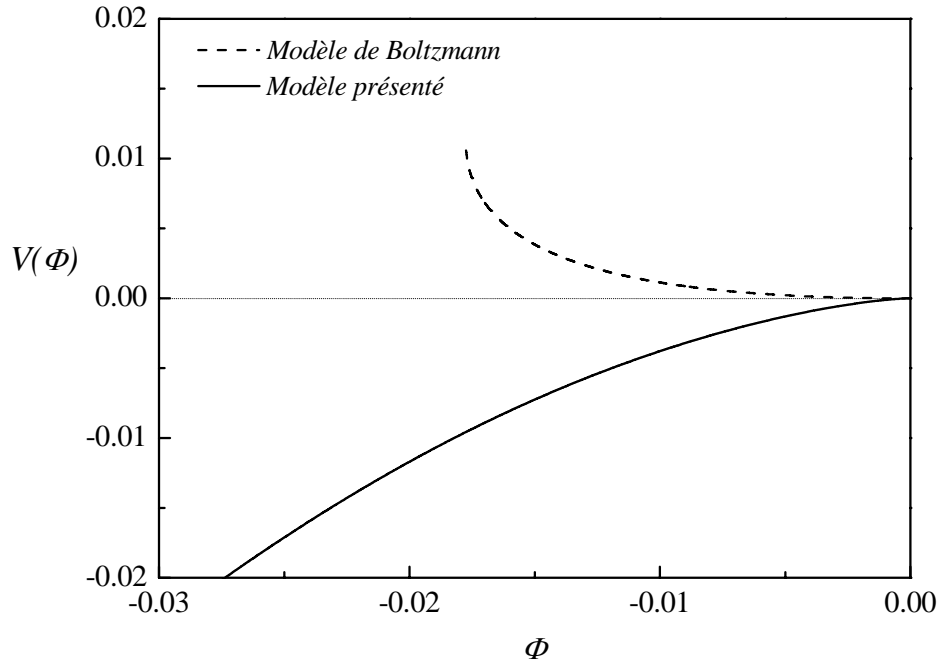


Figure (3.8)

Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 5 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.18$.

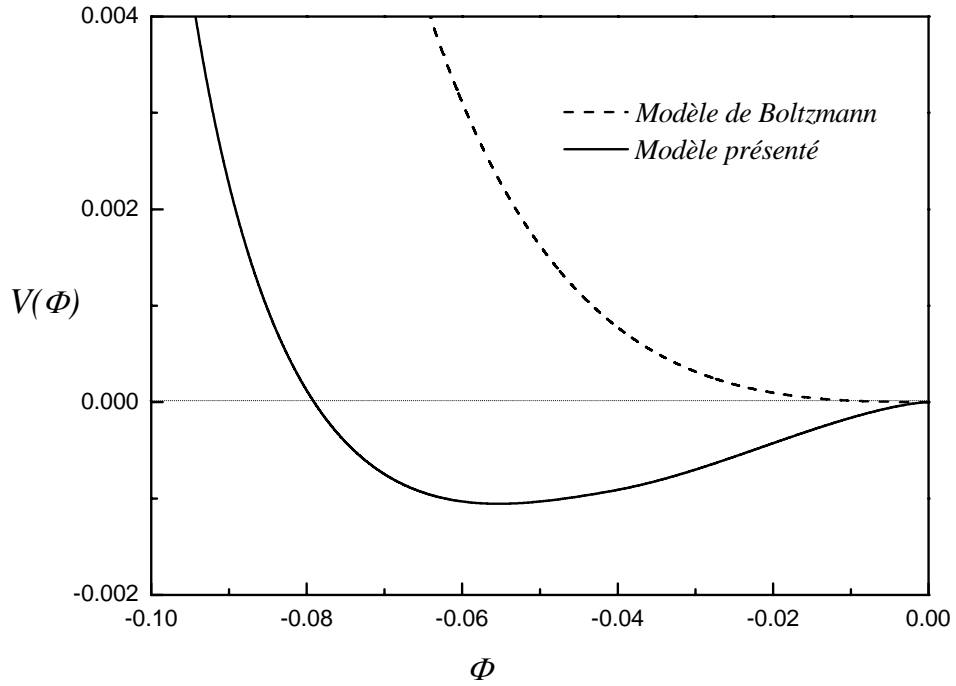


Figure (3.9)

Potentiel de Sagdeev $V(\Phi)$ en fonction du potentiel électrostatique normalisé Φ pour un plasma d'oxygène.

Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 1 \mu m$, $T_e = 2 eV$, $T_i = T_j = 1 eV$, $\rho_d = 3 g / cm^3$, $n_{i_0} = 10^{12} cm^{-3}$, $\alpha_j = 0.2$, $\alpha_d = 10^{-3}$ et $M = 0.41$.

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié le phénomène d'attachement des ions et des électrons par les grains de poussière dans un plasma complexe. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel et non magnétisé où les ions, les électrons et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Pour tenir compte de l'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière, nous avons ajouté des termes de perte des particules dans les équations de continuité et des termes qui tiennent compte de la perte d'impulsion dans les équations de mouvement de ces derniers (électrons et ions). Ainsi, nous avons obtenu un système d'équations aux dérivées partielles. Pour rendre ce dernier un système d'équations différentielles ordinaires, nous avons passé du repère du laboratoire à un repère qui se déplace avec la vitesse des ondes solitaires. Ce changement de repère nous a permis d'utiliser l'approximation stationnaire.

Dans un premier temps, nous avons fait une résolution analytique en utilisant l'approximation des amplitudes lentement variables. Les résultats obtenus sont acceptables pour les ions positifs. Par contre, pour les électrons et les ions négatifs, ils sont en contradiction avec les théories qui prévoient un appauvrissement électronique dans un plasma électropositif (absence des ions négatifs).

Ensuite, nous avons passé à la résolution numérique du système d'équations différentielles. Les méthodes numériques qui utilisent les conditions aux limites et les conditions initiales à pas constant sont très instables car le problème est raide (stiff problème). Par contre, ceux qui utilisent un pas variable sont stables. De ce fait, nous avons établi un code numérique en langage FORTRAN basé sur la méthode de Gear.

Les résultats numériques montrent que l'utilisation de l'approximation de Boltzmann induit des erreurs non tolérables dans certains cas. Dans le cas de nos paramètres physiques, l'erreur est de l'ordre de 80%. Aussi, ils montrent que l'attachement des ions positifs est le plus important. De plus, l'attachement des électrons est plus important que celui des ions négatifs lorsque le rapport $T_e/T_i \gg 1$ ($T_i = T_j$). Dans le cas où $T_e \approx T_i$, l'attachement de ces deux derniers devient

comparable. Ce résultat est en contradiction avec le résultat analytique obtenu en utilisant l'approximation des amplitudes lentement variables.

A la fin de chapitre, nous avons fait une application de nos résultats à l'étude des ondes solitaires. Les résultats numériques montrent que la prise en compte du phénomène d'attachement des particules par les grains de poussière est indispensables pour décrire correctement la présence de ces dernières dans un plasma poussiéreux.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire de Magister, nous avons étudié la variation des densités électronique et ionique due à l'attachement des particules par les grains de poussière dans un plasma complexe ou poussiéreux. Pour cela, nous avons commencé notre travail par une présentation des différents paramètres physiques nécessaires pour décrire un plasma. Ensuite, nous avons exposé un modèle donnant la formation des grains de poussière. Les différents processus de charge de ces derniers ont été également présentés de façon succincte. En particulier, le modèle du mouvement orbital limité (OML) qui décrit la charge des grains de poussière par attachement électronique et ionique, et sur lequel est basé notre travail, a été présenté de façon détaillée.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel et non magnétisé. Dans lequel nous avons supposé que les électrons et les ions sont en équilibre thermodynamique, et par conséquent, décrits par la statistique de Boltzmann. Les impuretés ou grains de poussière sont décrits par le modèle fluide non collisionnel, ce qui revient à supposer que la taille de ces derniers, est très inférieure à la distance inter-grains. Pour décrire le phénomène de charge, nous avons utilisé le modèle du mouvement orbital limité (OML). Nous avons montré que la contribution de la force de pression est négligeable. Par contre, la prise en compte de la résistance du gaz neutre et des ions est indispensable pour décrire correctement la dynamique des grains de poussière. Par la suite, nous avons utilisé ces résultats pour étudier les ondes solitaires poussiéreuses. Pour se faire, un bref aperçu sur les ondes solitaires a été donné. Ensuite, nous avons calculé le potentiel de Sagdeev analytiquement. En particulier, nous avons montré que l'existence de ces dernières dépend fortement du rayon des grains de poussière, du rapport des températures électronique et ionique, de la fraction des ions négatifs dans le plasma et du nombre de Mach (vitesse des ondes solitaires normalisée par la vitesse acoustique poussiéreuse). Ce dernier doit être compris entre une valeur minimum M_{\min} et une valeur maximum M_{\max} .

Dans la troisième partie de ce travail, nous avons étudié les effets du phénomène d'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière. Pour cela, nous avons établi un modèle unidimensionnel, non magnétisé et stationnaire

dans le repère lié à l'onde solitaire. Dans ce cas, les électrons et les ions sont décrits par les équations fluides. Pour tenir compte de la diminution des particules, nous avons ajouté un terme de perte dans l'équation de conservation des particules. Dans l'équation de mouvement des particules, nous avons ajouté un terme qui tient compte du transfert d'impulsion aux grains de poussière par les électrons et les ions lors de leur attachement. Dans le but d'avoir des solutions analytiques, nous avons utilisé l'approximation des amplitudes lentement variables. Par la suite, nous sommes passé à la résolution numérique du système d'équations différentielles non linéaires. Pour cela, un code numérique en langage Fortran qui utilise les conditions initiales à pas variable, a été développé. Les résultats numériques montrent que l'utilisation de l'approximation de Boltzmann largement utilisée en littérature, induit des erreurs non tolérables sur les densités des particules dans certains cas (jusqu'à 80%). L'application de ces résultats à l'étude des ondes solitaires montre que leur domaine d'existence change considérablement. De plus, il faut noter que dans le cadre de l'approximation de Boltzmann, la densité des particules n'influe pas de façon directe sur l'existence des ondes solitaires poussiéreuses. Ce qui est le cas contraire dans le présent modèle où la densité des particules est un paramètre pertinent.

Ces résultats sont particulièrement importants dans la mesure où nous pouvons les utiliser pour décrire correctement les effets linéaires et non linéaires ainsi que les processus élémentaires dans un plasma froid.

REFERENCES

- [1] I. Langmuir, G. Found and A. F. Dittmer, *Science*, N. Y. 60, 392 (1924).
- [2] T. P. Hughes, *Plasmas and Laser Light*, Adam Hilger: Publishers of Scientific and Technical Books, Bristol, England (1975).
- [3] J. M. Rax, *Physique des Plasmas*, Dunod, Paris (2005).
- [4] P. Bradu, *L'Univers des Plasmas*, Flammarion, Paris (1999).
- [5] B. Held, *Physique des Plasmas Froids*, Masson Paris (1994).
- [6] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, InterEditions et CNRS Editions (1994).
- [7] *Plasmas Froids, Cinétiques, Transports et Transferts*, Publications de l'Université de Saint-Etienne (2005).
- [8] C. G. Goertz, *Rev. Geophys.* **27**, 271-292 (1989).
- [9] N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, *Planet. Space Sci.* 38, 543 (1990).
- [10] A. Barkan, R. L. Merlino et N. D'Angelo. *Phys. Plasma* 2, 3563 (1995).
- [11] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [12] V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, G. E. Morfill, *Science Direct* 421, 1-103 (2005).
- [13] P. K. Shukla, D. A. Mendis and T. Desai, editors, *Proceedings of the International Conference on Physics of Dusty Plasmas, Advances in Dusty Plasmas Goa*, World Scientific Singapore, 1996, S. Nunomura, M. Nakamura and Ohno and S. Takamura p. 485.
- [14] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [15] J. Ma and J. Liu, *Phys. Plasmas* 4, 253 (1997).
- [16] E. Nebbat, R. Annou and R. Bharuthram, *Phys. Plasmas* 14, 093702 (2007).
- [17] V. E. Fortov, I. T. Iakubov and A. G. Khrapak, *Physics of Strongly Coupled Plasma*, Clarendon Press. Oxford (2006).
- [18] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*: Wiley, New York, 1994.
- [19] B. Zaham, *Etude théorique du piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge*, Mémoire de Magister, Faculté de Physique USTHB (2008).

- [20] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Intoduction to Dusty Plasma Physics*, IOP Publishing, 2002.
- [21] J. Goree, *Plasma Source Sci. Technol.* 3, 400 (1994).
- [22] P. M. Chung, L. Talbot, and K. J. Touryan, *Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and applications*, Springer-Verlag, New-York (1975).
- [23] J. E. Allen, *Phys. Scripta* 45, 497-503 (1992).
- [24] J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* 69, 277-280 (1992).
- [25] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic, New York and London, (1966), Chap. IV, p. 239.
- [26] I. B. Bernstein and I. N. Rabionowitz, *Phys. Fluids* 2, 112 (1959).
- [27] F. F. Chen, *Plasma Phys.* 7, 47 (1965).
- [28] M. A. Lieberman and A. J Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*: Wiley, New York, (1994).
- [29] A. V. Ivlev and G. Morfill, *Phys. Rev. E*, Volume 63, 026412 (2001).
- [30] S. Ghosh, *Phys. Plasmas* 12, 094504 (2005).
- [31] Z. X. Wang, X. Wang, L. W. Ren, J. Y. Liu and Y. Liu, *Phys. Lett. A* 339, 96 (2005).
- [32] J. X. Ma and J. Liu, *Phys. Plasmas* 4, 253 (1996).
- [33] C. R. Choi, C. M. Ryu, N. C. Lee, D. Y. Lee and Y. Kim, *Phys. Plasmas* 12, 072301 (2005).
- [34] M. Ishak-Boushaki, S. Bahamida and R. Annou, *Phys. Plasmas* 10, 3418 (2003).
- [35] R. L. Liboff, *Kinetic Theory, Classical, Quantum, and Relativistic Descriptions*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1990).
- [36] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Y. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree, Y. P. Semenov, *PKE-Nefedov : Plasma Crystal Experiments on the International Space Station*, *New J. Phys.* 5, 33.1 (2003).
- [37] G. M. Jellum and D. B. Graves, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2077 (1990).
- [38] J. Ma and J. Liu, *Phys. Plasmas* 4, 253 (1997).
- [39] B. S. Xie, K. He and Z. Q. Huang, *Phys. Lett. A* 247, 403 (1998).

- [40] A. Tahraoui, S. Belhouane and R. Annou, Effect of negative ions on dust-acoustic soliton in dusty plasma, The second international seminar on lasers and applications, October 14-15, 2008, Constantine, Algeria.
- [41] J. Scott-Russell, "Report on Waves". Proceeding of the Royal Society, Edimburg, Scotland, p. 319-320 (1844).
- [42] R. Annou and V. K. Tripathi, Phys. Lett. A 234, 131 (1997).
- [43] N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, Planet Space Sci. 38, 543 (1990).
- [44] Barkan, A., Merlino, R.L. and D'Angelo, N., Phys. Plasmas. 2, 3563 (1995).
- [45] K. Annou and R. Annou, URL: <http://ArXiv.org/physics/0610265>.
- [46] H. Washimi and T. Taniuti, Phys. Rev. Lett. 17, 966 (1966).
- [47] R. Z. Sagdeev, in Reviews of Plasma Physics, edited by M. A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) Vol. 3, p. 23.
- [48] A. A. Mamun, R. A. Cairns, P. K. Shukla, Phys. Plasmas 3, 702 (1996).
- [49] M. Djebli, R. Annou, and T. H. Zerguini, Phys. Plasmas 8, 1493 (2001).
- [50] M. Djebli, S. Bahamida, R. Annou, and T. H. Zerguini, Phys. Plasmas 8, 1493 (2001).
- [51] S. Belheouane, A. Tahraoui et R. Annou, Calcul de la densité électronique et ionique d'un plasma poussiéreux, Application aux ondes solitaires poussiéreuses, 12^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique de l'USTHB, 22-23 Avril 2008.
- [52] Tahraoui, R. Annou and S. Belhouane, A Modified Boltzmann Distribution for Particle Density in Complex Plasmas, First International Conference on Laser and Plasma Applications in Materials Science, 23-26 June 2008, Algiers, Algeria.
- [53] S. Belheouane, A. Tahraoui and R. Annou; Effets de l'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière sur les ondes solitaires poussiéreuses dans un plasma complexe 13^{èmes} Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique de l'USTHB, 12-13 Avril 2009.
- [54] F. Sanchez, Optique non-linéaire, Cours et problèmes résolus, Edition Ellipses (1999).
- [55] C. W. Gear, Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey (1971), Chap. 11.