

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



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences

Spécialité : Electronique Quantique

Par : CHEKOUR Samir

Sujet :

***ETUDE DE L'INTERACTION D'UN PLASMA
POUSSIEREUX AVEC UNE SURFACE SOLIDE EN
PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE***

Soutenue publiquement le 17/12/2014, devant le jury composé de :

M. R. Annou	Professeur à l'USTHB	Président
M. A. Tahraoui	Professeur à l'USTHB	Directeur de Thèse
M. A. Bentabet	Professeur à l'U. Bordj Bou-Arréridj	Examineur
Mme D. Doumaz	Directeur de Recherche, CDTA, Alger	Examinatrice
M. M. Ishak-Boushaki	Maître de Conférences A à l' USTHB	Examineur
M. S. Nait Amor	Maître de Recherche A à CRAAG, Alger	Examineur

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 Boumedienne (USTHB).

Je remercie vivement Monsieur R. Annou, Professeur à l'USTHB pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider ce jury de thèse.

Que Monsieur A. Tahraoui, Professeur à l'USTHB, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour m'avoir proposé ce sujet de thèse. Il m'a inlassablement guidé tout au long de ce travail en me prodiguant aide et conseils, et a toujours fait preuve d'une grande disponibilité à mon égard, ce qui a été très motivant pour moi.

Je tiens à remercier vivement Monsieur M. Ishak-Bouhaki, Maître de conférences A à l'USTHB, Madame D. Doumaz, Directeur de recherche au CDTA d'Alger, S. Nait Amor, Maître de Recherche A au CRAAG d'Alger et A. Bentabet, Professeur à l'Université de Bordj Bou-Arréridj, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de faire part de ce jury de thèse.

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.....	1
Références.....	7
 CHAPITRE I : GENERALITES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS.....	8
I. INTRODUCTION.....	9
II. DEFINITIONS DES PARAMETRES PLASMA.....	9
2.1. La longueur de Debye.....	9
2.2. La fréquence plasma.....	12
2.3. Degré d'ionisation.....	13
2.4. Paramètre de couplage.....	13
III. CLASSIFICATION DES PLASMAS.....	14
3.1. Plasmas froids.....	15
3.2. Plasmas thermiques.....	15
3.3. Plasmas chauds.....	15
IV. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIEREUX.....	15
4.1. Introduction	15
4.2 Origine et formation des grains de poussière	16
4.2.1. Origine.....	16
4.2.2. Formation des grains de poussière à partir d'un gaz réactif.....	17
4.2.3. Formation des grains de poussière par pulvérisation.....	19
4.3 Charge des grains de poussière.....	21
4.3.1. Théorie de mouvement de l'orbite limitée OML.....	21
4.3.2 Calcul des courants de charge des grains de poussière.....	22
4.4. Différentes forces agissant sur un grain de poussière.....	24
4.4.1. Force de gravité.....	25
4.4.2. Force électromagnétique.....	25
4.4.3. Force de résistance ionique.....	26
4.4.4. Force de résistance du gaz neutre.....	28
4.4.5. Force thermophorétique.....	29
4.4.6. Ordre de grandeur des différentes forces.....	29
V. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	30
5.1. Génération des gaines électrostatiques.....	31

5.1.1. Gaine électronique.....	31
5.1.2. Gaine ionique.....	33
5.2. Critère de Bohm généralisé.....	35
VI. CONCLUSION	37
Références.....	38

CHAPITRE II : CRITERE DE BOHM GENERALISE POUR UN PLASMA COMPLEXE EN PRESENCE D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS MONO-ENERGETIQUES.....

I. INTRODUCTION.....	41
II. MODELE THEORIQUE.....	41
2.1. Equations fluides.....	41
2.2. Approximations.....	43
2.2.1. Approximation de Boltzmann.....	43
2.2.2 Approximation stationnaire.....	43
2.3. Modèle théorique.....	44
III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	51
IV. CONCLUSION	55
Références.....	56

CHAPITRE III : ETUDE DES GAINS ELECTROSTATIQUES MAGNETISEES D'UN PLASMA DE DECHARGE POUSSIEREUX EN PRESENCE DES ELECTRONS MONOENERGETIQUES.....

I. INTRODUCTION.....	59
II. MODELE THEORIQUE.....	59
III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	65
IV. CONCLUSION.....	73
Références.....	75

CHAPITRE IV : EFFETS DE LA DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POURSSIERE SUR LES GAINES ELCTROSTATIQUES MAGNETISEES.....

MAGNETISEES.....	76
------------------	----

I. INTRODUCTION.....	77
II. MODELE THEORIQUE.....	77
III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	88
3.1. Etude des gaines électrostatiques.....	90
3.2. Dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques.....	97
IV. CONCLUSION	104
Références.....	105
CONCLUSION GENERALE.....	107

INTRODUCTION GENERALE

Le mot plasma a été introduit en physique dans les années 1928 par l'américain Irving Langmuir (Prix Nobel de Chimie 1932) qui, étudiant les décharges dans les gaz faiblement ionisés, découvre avec son compatriote Lewis Tonks le phénomène collectif d'oscillations électroniques à la pulsation plasma [1]. Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière analogue à un gaz [2]. Les premières études sur les décharges effectuées par le physicien britannique Michael Faraday qui remontent aux années 1830, l'établissement des équations de Maxwell (1864), la découverte de l'électron en 1897 par le britannique Joseph Thomson (Prix Nobel de physique 1906), et la compréhension de la structure de la matière qui a suivi, ont permis l'avènement de la physique des plasmas au XX^{ième} siècle [1-2].

Lorsqu'un gaz est suffisamment chauffé, les électrons des couches extérieures peuvent être arrachés lors des collisions entre particules, ce qui forme le plasma globalement neutre. La présence des particules chargées donne naissance à des comportements inexistants dans les fluides en présence d'un champ électromagnétique par exemple. L'état plasma est souvent décrit comme étant le quatrième état de la matière faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques de la matière bien connus, à savoir: l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux, bien qu'il n'y ait pas de transition de phase pour passer d'un de ces états au plasma [2].

Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils représentent plus de 99 % de la matière connue. Toutefois, ils passent presque inaperçus dans notre environnement proche, étant donné leurs conditions d'apparition, très différentes des conditions de température et de pression de l'atmosphère terrestre. Ainsi, on distingue trois types de plasmas selon leurs degrés d'ionisation [3]:

- La première catégorie est appelée les plasmas chauds, dans lesquels la température des particules est relativement élevée (la température est de quelques millions de degrés), ce qui augmente le nombre de collisions entre les particules et favorise la transmission de l'énergie entre elles. Par conséquent, le plasma atteint rapidement l'équilibre thermodynamique où toutes les particules ont pratiquement la même quantité d'énergie. Ces plasmas sont principalement utilisés dans le domaine de la fusion thermonucléaire [2].

- La seconde catégorie regroupe 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 catégorie, qui nous intéresse dans ce travail, contient les plasmas froids où le degré d'ionisation (proportion d'atomes ou molécules ionisées par rapport aux neutres) est typiquement inférieur à 10^{-4} . La température des ions est de l'ordre de 1000 K , alors que celle des électrons est beaucoup plus élevée. Ce type de plasma est couramment utilisé dans diverses applications, comme par exemple l'éclairage (lampes fluorescentes, lampes haute pression, etc.) ou 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.) [4].

Un plasma est composé de particules chargées positivement (ions) et négativement (électrons) et éventuellement d'atomes ou de molécules neutres capables de se déplacer dans toutes les directions de l'espace. Ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre ses particules chargées. En effet, dans un gaz classique, l'interaction entre particules électriquement neutres est à courte portée et lorsque la pression du gaz n'est pas supérieure à la pression atmosphérique, elle ne met généralement en cause que deux particules à la fois (interaction à deux corps). Dans ce cas, pour deux particules se dirigeant l'une vers l'autre et séparées par une distance r , l'interaction est attractive. Immédiatement avant le contact et de façon spontanée, elle devient répulsive (forces $\sim 1/r^7$, $1/r^{13}$, dites de Van-Der-Walls) [5]. Au contraire, l'interaction entre particules chargées (forces attractive ou répulsive suivant les charges mises en jeu) est à longue portée (forces $\sim 1/r^2$, Interaction coulombienne). De ce fait, chaque particule peut interagir simultanément avec un très grand nombre de particules chargées [6].

Un plasma est dit non collisionnel quand les interactions collectives (forces générées par l'ensemble des particules chargées) sont prépondérantes par rapport aux interactions binaires entre particules (collisions). Ce critère est vérifié dans des conditions de basses densités de particules. Les plasmas sont macroscopiquement

neutres ($\sum_j q_j n_j = 0$, où n_j et q_j sont la densité de particules et la charge de l'espèce j respectivement), c'est-à-dire, il y'a autant d'espèces chargées négativement que d'espèces chargées positivement. Cette neutralité ne s'applique qu'au delà d'une sphère de rayon égale à une distance caractéristique du plasma appelée longueur de Debye λ_D (voir Chapitre I). Au delà de cette longueur, ce sont les comportements individuels qui dominent le comportement collectif du plasma.

Parmi les possibilités envisageables pour faire face à l'augmentation croissante de la consommation énergétique mondiale, c'est l'utilisation de la fusion thermonucléaire contrôlée. Le projet international ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) localisé dans le sud de la France est le plus médiatisé de ceux-ci [7]. Cette possibilité repose sur la fusion de deux noyaux atomiques légers (deutérium et tritium, par exemple). La réaction de fusion, existait déjà au sein des étoiles où ces dernières à travers leurs grandes masses permettent aux forces de gravitation de confiner de la matière (plasma) portée à très hautes températures grâce à l'énergie dégagée par les réactions de fusion [8].

Bien que l'existence des grains de poussière (dust particles) dont leurs tailles puissent aller du nanomètre au micromètre, reste connue dans l'environnement spatial depuis longtemps, ce n'est que récemment que la formation des poussières ait été observée dans les plasmas de laboratoire, ce qui a donné naissance à une nouvelle branche de la physique des plasmas appelée plasmas poussiéreux ou complexes (dusty plasmas). En effet, depuis le début des années 80 les plasmas poussiéreux ont fait l'objet de nombreuses études et constituent une branche à part entière de la physique des plasmas [9,10]. La première observation de la présence de poussières au sein d'un plasma a été rapportée par Irving Langmuir dans une communication de 1924 [11]. En effet, ces particules de poussières furent observées par Langmuir par diffusion de la lumière focalisée. Depuis, il a émis l'hypothèse que ces particules devaient être chargées négativement par collections d'électrons et entourées d'une région à charge d'espace positif appelée gaine ionique [12]. Or, la recherche active sur ces poussières n'a commencé que seulement il y'a quelques décennies où de nombreux travaux [13]-[15] ont été réalisés pour comprendre la formation, la croissance de ces grains de poussière et leur dynamique au sein du plasma ainsi que

les modifications qu'elles entraînent sur celui-ci. Parmi les modèles les plus utilisés et les plus courants sont ceux de Bouchoule et *al.* [15]. Selon ce dernier, la formation d'un grain de poussière passe par quatre étapes à savoir : formation des clusters primaires, croissance des clusters et nucléation, coagulation et croissance des particules (cf. § 4.2).

L'étude des interactions entre les grains de poussière (appelés aussi poudres) et les plasmas est d'une importance considérable notamment dans les Tokamaks où ces poussières peuvent endommager les parois du réacteur. Cependant, ces interactions vont créer des zones non neutres autour de ces poussières, appelées gaines électrostatiques. Par ailleurs, les ions avant d'entrer dans la gaine, sont accélérés dans une région intermédiaire entre la gaine électrostatique et le plasma globalement neutre, appelée pré-gaine, avec une vitesse supérieure à la vitesse acoustique ionique appelée vitesse de Bohm (critère de Bohm) [16]. Néanmoins, la cathode est soumise à des bombardements de particules chargées telles que les ions, les atomes ou molécules neutres et les photons qui conduisent à l'émission des électrons rapides mono-énergétiques par la cathode [17,18] avec une gamme d'énergie [50–100eV] environ [19]. Ce qui nous conduit à établir une nouvelle formulation du critère de Bohm en tenant compte de ces électrons.

L'objectif de cette thèse, est d'étudier l'interaction d'un plasma avec une surface solide en présence d'un champ magnétique, en tenant compte des effets de taille des grains de poussière. C'est le cas des plasmas dans les réacteurs radiofréquence (RF) ou les plasmas de fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique.

La structure adoptée pour le développement de cette thèse est la suivante.

Le chapitre 1 reprend brièvement les généralités sur la physique des plasmas et les définitions des paramètres physiques nécessaires pour décrire l'état plasma ainsi que la classification des plasmas en trois catégories. Par la suite, nous avons donné un aperçu sur l'émergence et le développement historique de la thématique des plasmas poussiéreux. Pour cela, deux modèles donnant la formation des grains de poussière dans les plasmas ont été présentés à savoir, la création par pulvérisation sur une surface solide ou à partir d'un gaz réactif. La dynamique d'un grain de poussière isolé en présence d'un champ magnétique a été étudiée. Pour terminer ce chapitre,

nous avons étudié l'interaction d'un plasma avec une surface solide et la formation des gaines électrostatiques. En outre, nous avons rappelé le critère de Bohm classique dans un plasma électropositif et un plasma électronégatif.

Le chapitre 2 est dédié à l'établissement d'une nouvelle formulation du critère de Bohm en présence des grains de poussière mono-taille et d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques provenant du bombardement de la surface solide par le flux ionique. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel et stationnaire basé sur les équations fluides. Pour déterminer le critère de Bohm généralisé, nous avons utilisé l'approche du pseudo potentiel de Sagdeev.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude des gaines électrostatiques magnétisées en présence des grains de poussière mono-taille et d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire basé sur les équations fluides. La charge des grains de poussière est décrite par le modèle du mouvement de l'orbite limitée (Orbit Motion Limited model, OML). Les effets de l'électronégativité du gaz utilisé ont été aussi discutés.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude des effets de la distribution de la taille des grains de poussière sur les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique. Pour cela, le modèle du chapitre 3 a été revisité en introduisant une fonction de distribution de taille des grains de poussière dans nos équations. Dans la deuxième partie de ce chapitre, la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques a été étudiée.

Cette thèse s'achèvera par une conclusion générale, suivie des perspectives faisant suite à l'étude présentée.

REFERENCES

- [1] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia IOP (1995).
- [2] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [3] B. Held, *Physique des Plasmas Froids*, Masson Paris (1994).
- [4] Plasmas Froids, Cinétiques, Transports et Transferts, Publications de l'Université de Saint-Etienne (2005).
- [5] C. C. Tanoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique*, Tome 2, Collection enseignement des sciences (1977), p. 1120.
- [6] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [7]<http://www.universalis.fr/encyclopedie/international-thermonuclear-experimental-reactor/>.
- [8] S. Dap, Etude numérique et expérimentale de la détection et la formation de poussières carbonées dans un plasma radio fréquence en mélange $A_r / C_2 H_2$, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine (2012).
- [9] S. A. Khrapak and G. E. Morfill, *Phys. Plasmas* **19**, 024510 (2012).
- [10] G. S. Selwyn, J. E. Heidenrich, and K. L. Haller, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1876 (1996).
- [11] I. Langmuir, C. G. Found, and A. F. Detmer, *Science* **60**, 392-394 (1924).
- [12] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, *Phy. Rev*, vol. 28, n°4, P. 727-763, 1926.
- [13] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics*, Plenum, New York (1974).
- [14] P. Bradu, *L'univers des plasmas*, Flammarion, Paris (1999).
- [15] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [16] J. F. Hansen, W. van Breugel, E. M. Bringa, B. Eberly, G. A. Graham, B. A. Remington, E. A. Taylor, and A. G. G. M. Tielens, *Journal of Instrumentation* **6**, 05010 (2011).
- [17] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22**, 179 (1994).
- [18] M. Sharifian and B. Shokri, *Phys. Plasmas* **14**, 093503 (2007).
- [19] L. Schott, *Phys. Fluids* **30**, 1795 (1987).

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS

I. INTRODUCTION

L'étude de l'interaction d'un plasma avec une surface solide est d'une importance considérable dans le domaine de la physique des plasmas. En effet, les plasmas produits artificiellement sont confinés dans une enceinte de volume limité. Les particules du plasma de même signe que l'enceinte sont repoussées et celles de signe contraire sont attirées. Il résulte une région non neutre, entre le plasma globalement neutre et la surface solide, appelée gaine électrostatique [1].

Nous commençons ce chapitre par la définition des différents paramètres du plasma. Ensuite, nous donnons un bref aperçu sur les étapes de formation des impuretés (grains de poussière) dans les plasmas à plusieurs espèces où nous présentons un modèle théorique pour décrire la charge de ce dernier. Les différentes forces agissant sur un grain de poussière ont été également rappelées.

II. DEFINITIONS DES PARAMETRES PLASMA

2.1 La longueur de Debye

La longueur de Debye, en référence au chimiste Peter Debye, est l'échelle de longueur sur laquelle les charges électriques écrantent le champ électrique dans un plasma ou un autre conducteur. Autrement dit, la longueur de Debye est la distance au delà de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu. En effet, si on place une charge quelconque positive dans le plasma, son effet sera d'attirer les électrons et repousser les ions, grâce au potentiel électrostatique coulombien qu'elle crée autour d'elle. Mais au-delà d'une certaine distance, l'effet du champ créé par la charge test ne sera plus ressenti par les autres particules chargées, c'est l'écrantage de Debye [2].

Mathématiquement, on montre ce comportement en résolvant l'équation de Poisson pour le champ électrostatique ϕ créé par les ions, les électrons et la charge test q_T , positive par exemple (une sonde, un grain de poussière, une électrode, etc.). L'expression du potentiel électrostatique est calculée en utilisant l'équation de Poisson,

$$\Delta\phi = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0}, \quad (1.1)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et ρ_c est la densité volumique de charges des particules dans le plasma. Son expression est donnée par

$$\rho_c = n_i q_i + n_e q_e + q_T \delta(\vec{r}), \quad (1.2)$$

où, $\delta(\vec{r})$ est la fonction de Dirac, $q_i = e$ et $q_e = -e$ sont les charges des ions et des électrons respectivement, e étant la charge élémentaire.

Les électrons et les ions sont supposés être en équilibre thermodynamique, leurs densités sont données par,

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

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.4)$$

où n_{e_0} et n_{i_0} sont les densités des électrons et des ions à l'équilibre, T_e et T_i sont les températures des électrons et des ions.

Loin de la charge test q_T , la perturbation créée par cette dernière est négligeable.

Ainsi nous avons, $e\phi \ll T_{e,i}$. Cette condition nous permet de développer les équations (1.3) et (1.4) à l'ordre un. Ainsi, on obtient

$$n_i = n_{i_0} \left(1 - \frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.5)$$

$$n_e = n_{e_0} \left(1 + \frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.6)$$

Si nous remplaçons les relations (1.5) et (1.6) dans l'équation (1.1) en utilisant l'équation (1.2), nous obtenons

$$\Delta\phi = \left[\frac{n_{i_0} e^2}{\varepsilon_0 T_i} + \frac{n_{e_0} e^2}{\varepsilon_0 T_e} \right] \phi - q_T \delta(r), \quad (1.7)$$

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

La résolution de l'équation (1.7) en coordonnées sphériques donne :

$$\phi(r) = \frac{q_T}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.8)$$

où,

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.9)$$

est la longueur de Debye totale,

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.10)$$

est la longueur de Debye électronique et

$$\lambda_{Di} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i_0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.11)$$

est la longueur de Debye ionique.

De la même manière, dans un plasma à plusieurs composantes, l'expression (1.9) devient

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \sum_k \frac{n_{k_0} q^2}{\varepsilon_0 T_k}. \quad (1.12)$$

Le potentiel électrostatique donné par l'équation (1.8) est appelé potentiel coulombien écranté de Debye. Le terme exponentiel, qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de la charge test dans le vide, traduit l'effet d'écran. Les expressions (1.10) et (1.11) montrent que la portée d'écrantage dépend de l'énergie d'agitation des particules.

2.2. La fréquence plasma

Si, dans un plasma initialement neutre, nous introduisons une perturbation locale sous la forme d'un excès de charges électriques positives ou négatives, le nouveau système n'est plus à l'équilibre, et les électrons qui ont une faible inertie vont se mettre en mouvement de façon à écranter l'excès de charge. Les électrons ayant une masse finie ne s'arrêtent pas de façon instantanée pour créer un nouvel état d'équilibre. Ainsi, ils vont amorcer une série d'oscillations autour de la position d'équilibre. Nous obtenons l'analogie d'une masse suspendue à un ressort qui a été écartée de sa position d'équilibre. L'interaction coulombienne collective joue le rôle du ressort et la masse de l'électron représente l'inertie du ressort. De telles oscillations sont appelées oscillations plasma électroniques et représentent l'aspect le plus important du comportement dynamique d'un plasma. La fréquence plasma électronique est donnée par l'expression suivante [3]

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_{e_0} e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

où m_e est la masse de l'électron.

Si nous tenons compte du mouvement collectif de toutes les composantes constituant le plasma, l'expression (1.13) devient

$$\omega_p^2 = \sum_k \frac{n_{k_0} e^2}{\varepsilon_0 m_k}, \quad (1.14)$$

où ω_p est la fréquence plasma.

2.3. Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation α_i est la fraction des particules ionisées dans le plasma. Ce paramètre distingue entre les différents types de plasmas. Son expression est donnée par [1]

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + n_n}, \quad (1.15)$$

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

Pour $\alpha_i \leq 10^{-4}$, nous devons plutôt parler de gaz ionisé que de plasma car les interactions majoritaires sont dans ce cas des collisions électrons-neutres, donc des collisions à courte portée [1],

- Pour les plasmas froids ou gaz faiblement ionisés : $\alpha_i \leq 10^{-4}$
- Pour les plasmas chauds ou gaz complètement ionisés : $\alpha_i = 1$

Evidemment, cette dichotomie se base sur l'hypothèse que le plasma ait été généré par ionisation thermique.

2.4. Paramètre de couplage

Ce paramètre détermine la possibilité de la formation des cristaux poussiéreux dans les plasmas complexes. Pour donner la signification physique de ce paramètre, nous considérons deux grains de poussière de même charge q_d séparés par une distance a [3]. L'énergie potentielle d'interaction entre ces deux grains de poussière est donnée par

$$E_p = \frac{q_d^2}{a} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right). \quad (1.16)$$

L'énergie d'agitation thermique (ou énergie de mouvement) est donnée par

$$E_{th} \approx T_d, \quad (1.17)$$

où T_d et q_d sont la température et la charge des grains de poussière respectivement.

Le paramètre de couplage Γ_c est le rapport entre l'énergie potentielle et l'énergie d'agitation thermique,

$$\Gamma_c = \frac{E_p}{E_{th}} = \frac{Z_d^2 e^2}{a T_d} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right), \quad (1.18)$$

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

Dans les problèmes à deux dimensions (2D), $a = (\pi n_{ds})^{-1/2}$, où n_{ds} est la densité surfacique des grains de poussière et dans les problèmes à trois dimensions (3D),

$$a = \left(\frac{4}{3} \pi n_d\right)^{-1/3}, \text{ où } n_d \text{ est la densité de charges volumique.}$$

Pour les petites valeurs de Γ_c ($\Gamma_c < 5$), les grains de poussière obéissent aux lois des gaz (état gazeux). Pour les grandes valeurs de Γ_c ($\Gamma_c > 130$ pour les systèmes à 2D et $\Gamma_c > 170$ pour les systèmes à 3D), l'état cristallin est observé [4,6].

III. Classification des plasmas

Les plasmas sont décrits par plusieurs paramètres physiques, tels que la température, le degré d'ionisation, la densité, etc. Ces paramètres physiques utilisés décrivent les plasmas et permettent de les classer.

3.1. Plasmas froids

Les plasmas froids, sont des gaz faiblement ionisés dont la température de fonctionnement peut atteindre 1000 K à 10000 K et la température des électrons est beaucoup plus élevée que celle des ions ($T_e \gg T_i$). Ces plasmas sont constitués majoritairement de molécules et d'atomes neutres avec une faible fraction d'ions et d'électrons ($\alpha_i \sim 10^{-4}$). Dans une décharge électrique, les collisions entre particules constituant le plasma sont rares. Par conséquent, le milieu est hors équilibre thermodynamique.

3.2. Plasmas thermiques

Les plasmas thermiques sont caractérisés par des températures de fonctionnement supérieures à 3000 K . Ils sont utilisés dans les décharges d'arc pour la soudure, la découpe, la projection de matière, la dépollution, etc. [4]

3.3. Plasmas chauds

Les plasmas chauds sont des gaz totalement ionisés, formés uniquement d'ions et d'électrons dont la température peut atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés. Les collisions entre les particules constituant ce type de plasma se produisent fréquemment et provoquent l'équilibre thermodynamique total du milieu. Ce type de plasma est utilisé pour produire de l'énergie électrique à partir de la fusion contrôlée. En effet, le contrôle de la fusion constitue l'un des grands défis scientifiques de ce siècle. Deux domaines sont explorés par les chercheurs, à savoir la fusion par confinement magnétique (Tokamak) et la fusion par confinement inertiel (Laser), où deux grands équipements, ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) et le LMJ (Laser Mégajoule), sont actuellement en construction en France.

IV. PHYSIQUE DES PLASMAS POUSSIÉREUX

4.1. Introduction

Bien que l'existence des grains de poussière (Dust particles) dont la taille peut varier du nanomètre au micromètre, reste connue dans l'environnement spatial

depuis longtemps, ce n'est qu'à la fin des années quatre-vingt que la formation des poussières ait été observée dans les plasmas de laboratoire. Cet avènement a donné naissance à une nouvelle branche de la physique des plasmas appelée plasmas poussiéreux ou complexes (dusty plasma) [7]. En effet, depuis la fin des années 80, les plasmas poussiéreux ont fait l'objet de nombreuses études et constituent une branche à part entière de la physique des plasmas [8]-[10]. La présence de ces poussières ou impuretés dont la masse peut atteindre la valeur $m_d / m_p \sim 10^{12}$, peuvent acquérir des charges très élevées, de l'ordre de $q_d / e \sim 10^4$, et sont de nature diélectrique ou métallique. Par conséquent, la maîtrise de la physique des plasmas en présence de ces grains de poussière s'est imposée, que se soit pour les plasmas du laboratoire (réacteur plasma, Tokamak, etc.) ou pour les plasmas astrophysiques [11,12].

Les plasmas chauds, qui sont utilisés dans le domaine de la fusion thermonucléaire, sont également contaminés par les grains de poussière. En effet, le plasma très chaud est confiné au centre du Tokamak par des champs magnétiques intenses. La pulvérisation du matériau constituant les parois provoque l'émission des impuretés ou grains de poussière, de température relativement faible, qui constitue un frein de la réaction de fusion.

4.2. Origine et formation des grains de poussière

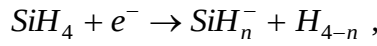
4.2.1. Origine

La première observation de la présence de poussières au sein d'un plasma a été rapportée par Irving Langmuir dans une communication de 1924 [13]. En effet, ces particules de poussière furent observées par ce dernier par diffusion de la lumière focalisée. Depuis, il émit l'hypothèse que ces particules devaient être chargées négativement par collection d'électrons et entourées par des régions à charges d'espace positives appelées gaines ioniques [14], mais la recherche active sur ces poussières n'a commencé que seulement il y'a quelques décennies où de nombreux travaux [9,15,16] ont été réalisés pour comprendre la formation et la croissance de ces grains de poussière, leur dynamique au sein du plasma ainsi que les modifications qu'elles entraînent sur celui-ci. La formation des grains de poussière a

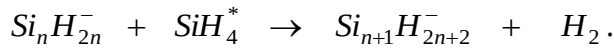
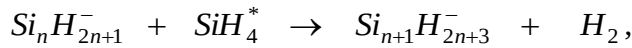
plusieurs origines. Les plus connues sont dues à l'utilisation d'un gaz réactif comme le silane ou par pulvérisation d'un matériau polymère.

4.2.2. Formation des grains de poussière à partir d'un gaz réactif

Le mécanisme de formation d'un grain de poussière dans un plasma de silane, par exemple, passe par une série de réactions chimiques [17]. SiH_3^- et SiH_2^- sont les anions primaires qui sont obtenus à travers une réaction d'attachement dissociatif d'un électron e^- avec une molécule de silane SiH_4 ,



où $n = 2$ ou $n = 3$, mais dans la plupart des cas $n = 3$. Ensuite, nous avons une série de réactions chimiques, pour former les grains de poussière, de la forme suivante



Nous récapitulons sur la figure (1.1) les étapes de formation des grains de poussière ainsi que l'évolution de leurs tailles.

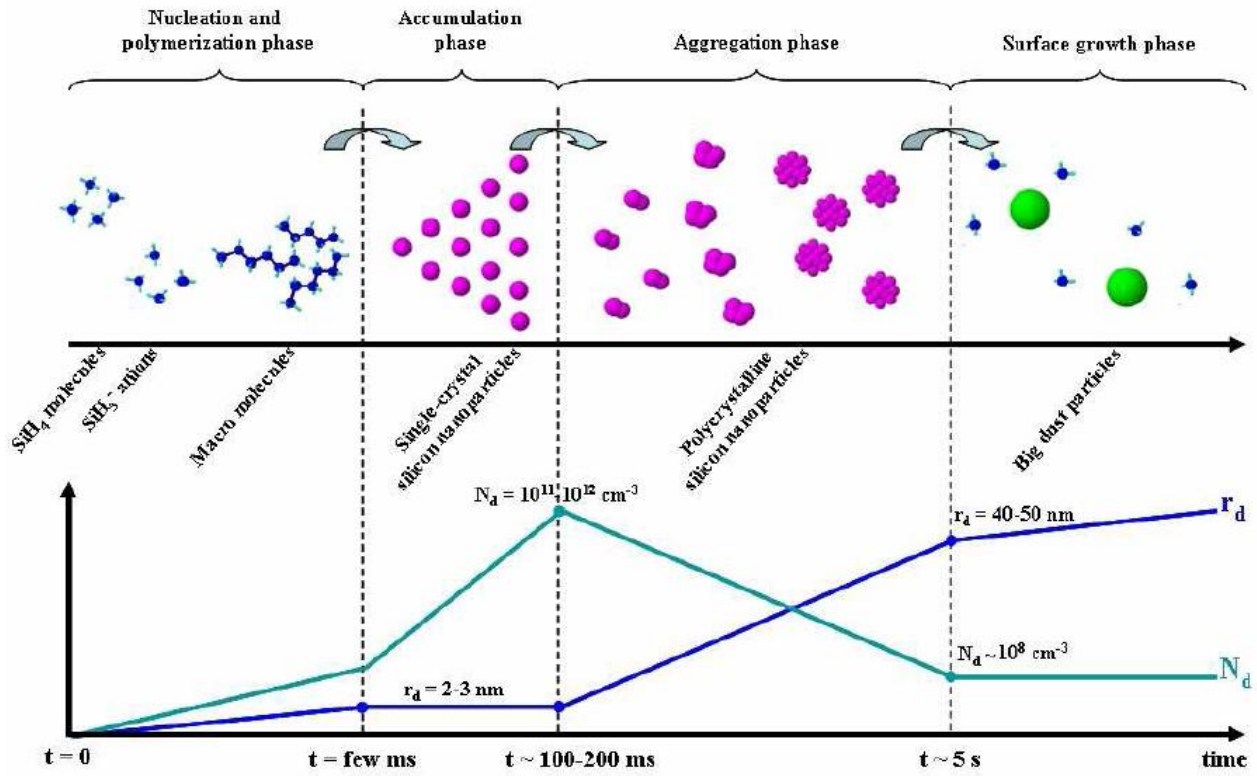


Figure (1.1): Etapes de formation des grains de poussière [18]

4.2.3. Formation des grains de poussière par pulvérisation

- **Formation des clusters primaires**

Dans un réacteur plasma, la présence d'une électrode de potentiel négatif par rapport au plasma globalement neutre, crée autour d'elle une zone non neutre appelée gaine électrostatique (cf. § 5.1). Les ions positifs sont accélérés vers cette dernière par le champ électrique ambipolaire. Leurs collisions provoquent la dissociation d'un monomère ainsi que la recombinaison de ce dernier avec l'ion incident. Des agrégats primaires, à l'échelle atomique, dits clusters primaires, se forment (figure (1.2)).

- **Croissance des clusters et nucléation**

Les clusters primaires formés sont des charges positives, négatives ou neutres. Ils interagissent entre eux pour former des particules de taille nanométrique. La chimie du plasma impose leur formation.

- **Coagulation**

Lorsque les particules primaires atteignent une concentration critique, les processus de croissance et d'agglomération très rapide commencent. La taille des particules obtenues est de quelques dizaines de nanomètres. Après coagulation, nous obtenons des macro-particules de charge négative.

- **Croissance des particules**

Dans cette dernière phase, les particules macroscopiques piégées dans le plasma croissent de manière indépendante pour former des particules micrométriques qui sont appelées grains de poussière. Le plasma est ainsi appelé plasma poussiéreux ou plasma complexe.

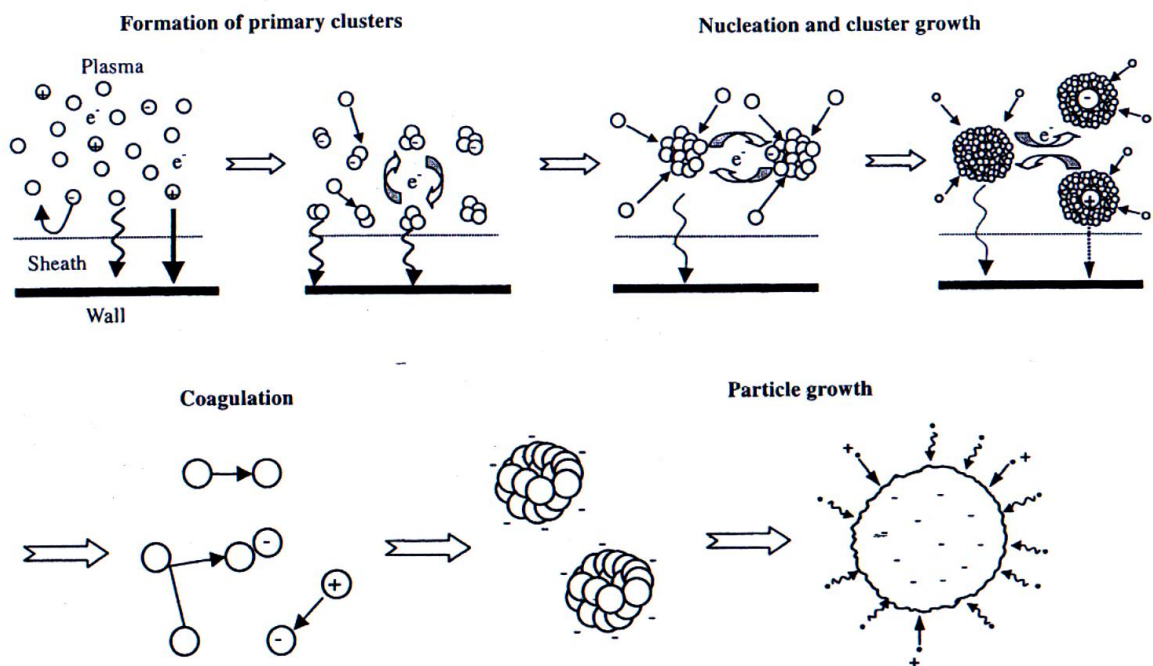


Figure (1.2): Etapes de formation d'un grain de poussière

4.3 Charge des grains de poussière

La charge d'un grain de poussière est d'une importance considérable dans l'étude des interactions d'un plasma avec les grains de poussière. Dans la littérature, la plupart des études considèrent des grains de poussière de géométrie sphérique pour simplifier considérablement le problème. Contrairement aux électrons et aux ions, la charge des grains de poussière n'est pas constante mais elle est déterminée par les paramètres du plasma. Ainsi, la charge modifie la trajectoire des particules qui se traduit par un certain nombre de phénomènes nouveaux et intéressants.

Les grains de poussière sont bombardés par les ions et les électrons, et il peut y avoir plusieurs processus de collection et d'émission des charges qui se produisent à la fois. Pour cela, de nombreux travaux ont été consacrés à leur étude [19, 20]. Grâce à leur grande mobilité, les électrons arrivent les premiers aux grains de poussière. Ensuite, le potentiel négatif de la surface des grains de poussière attire les ions positifs. Simultanément à cette collection de charges, nous avons le phénomène d'émission des électrons secondaires. Cependant, les phénomènes d'émission sont négligés dans la plupart des travaux théoriques.

Pour une description quantitative du phénomène de charges des grains de poussière, il existe plusieurs modèles théoriques qui nous permettent d'avoir une compréhension de la façon dont la charge varie en fonction des paramètres du plasma [21, 22]. Le modèle le plus utilisé dans la plupart des travaux est celui du mouvement de l'orbite limitée (Orbit Motion Limited model, OML) basé sur la théorie de la sonde de Langmuir [14].

4.3.1 Théorie du mouvement de l'orbite limitée OML

Mott-Smith et Langmuir [14] ont étudié le cas de l'attraction de particules, dans le cas d'une distribution Maxwellienne, à l'entrée de la gaine. Leur modèle est connu sous le nom du mouvement de l'orbite limitée (*Orbital Motion Limited model*, OML) dans lequel le courant collecté est limité par le moment angulaire des ions dont la trajectoire est une orbite autour de la sonde cylindrique. Cette approche requiert que les ions, au-delà de la gaine, aient une distribution Maxwellienne ou un potentiel autour de la sonde dont la variation est lente de telle sorte qu'il n'y a pas de

rayon critique entre la surface de la sonde et l'infini à l'intérieur duquel tous les ions sont captés.

Dans ce modèle, le grain de poussière est considéré comme étant une sphère solide de potentiel électrique ϕ_d et de rayon r_d tel que

$$r_d \ll \lambda_D \ll \ell_{en,in} \quad (1.19)$$

où $\ell_{en,in}$ est le libre parcours moyen des collisions entre les électrons ou les ions avec le gaz neutre.

4.3.2 Calcul des courants de charges des grains de poussière

Afin de calculer les courants de charge des grains de poussière, le modèle (OML) est utilisé où nous supposons également que le grain de poussière est isolé. Cette approximation va nous permettre de négliger les effets des autres grains de poussière sur les électrons et les ions collectés.

Les sections efficaces de collection des électrons (e), des ions négatifs (j) et des ions positifs (i) dépendent des vitesses de ces derniers. Elles sont données par les expressions suivantes respectivement [9]

$$\sigma_{e,j}(v) = \begin{cases} \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} \right), & \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} > -1 \\ 0, & \frac{2e\phi_d}{m_{e,j} v^2} < -1 \end{cases} \quad (1.20)$$

et

$$\sigma_i(v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v^2} \right), \quad (1.21)$$

où v est la vitesse relative des électrons et des ions par rapport au grain de poussière.

Les expressions des courants électronique et ionique de collection par les grains de poussière sont données par [2]

$$I_{e,i,j} = n_{e,i,j} q_{e,i,j} \int v \sigma_{e,i,j}(v) f_{e,i,j}(v) d^3v, \quad (1.22)$$

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

Dans le cas de la distribution des vitesses de Maxwell,

$$f_{e,i,j}(v) = (2\pi v_{te,i,j}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{te,i,j}^2}\right), \quad (1.23)$$

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

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (1.24)$$

$$I_j = n_j q_j a_j, \quad (1.25)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (1.26)$$

Dans le cas où $q_d < 0$,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (1.27)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.28)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (1.29)$$

Dans le cas où $q_d > 0$,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (1.30)$$

$$a_j = \pi r_d^2 (8T_j / \pi m_j)^{0.5} \exp\left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_j}\right), \quad (1.31)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (1.32)$$

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, $q_i = e$, $q_j = -e$ et $q_e = -e$.

Dans le cas où $v_i \gg v_{ti}$ (comme dans le cas des gaines électrostatiques où les ions sont accélérés), l'expression de a_i est donnée par [9],

$$a_i = \pi r_d^2 v_i \exp\left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2}\right). \quad (1.33)$$

4.4. Différentes forces agissant sur un grain de poussière

Les forces qui s'exercent sur un grain de poussière dépendent toutes du rayon de celui-ci, soit directement, soit par l'intermédiaire de la charge électrique à travers l'équation suivante [2]

$$q_d = 4\pi\epsilon_0 r_d \phi_d, \quad (1.34)$$

où ϕ_d est le potentiel de surface du grain de poussière qui peut être négatif ou positif selon la charge de ce dernier.

Ces forces sont classées en deux catégories à savoir : les forces indépendantes de la charge électrique et celles qui sont déterminées par celle-ci.

- 1) la première catégorie contient la force électrique, la force de résistance des ions et la force de résistance des électrons.
- 2) la deuxième catégorie contient la force de gravité, la force thermophorétique et la force de résistance des atomes ou des molécules du gaz neutre.

4.4.1. Force de gravité

La force de gravité $\vec{f}_g$ que subit un grain de poussière de rayon r_d est donnée par

$$\vec{f}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \vec{g}, \quad (1.35)$$

où $\vec{g}$ est l'accélération de la pesanteur et, m_d , r_d , ρ_d sont la masse, le rayon et la masse volumique des grains de poussière respectivement. Cette force peut être négligée pour des grains de poussière de taille nanométrique. Pour ceux de taille micrométrique ($r_d \geq 1\mu m$), cette dernière joue un rôle très important dans la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques.

Dans les expériences du projet PKE (Plasma Kristall Experiment), du projet IMPF (International Microgravity Plasma Facility) [23,24], etc., réalisées dans la Station Spatiale Internationale (SSI), la force de gravité est négligeable dans tous les cas (ces conditions sont appelées dans la littérature conditions de la microgravité). L'objectif de ces expériences est d'isoler les interactions électriques entre les grains de poussière, de différentes tailles, de l'effet de la gravité.

4.4.2. Force électromagnétique

La force électromagnétique, due au champ électrique $\vec{E}$ de la gaine électrostatique et au champ magnétique extérieur $\vec{B}$, qui s'exerce sur un grain de poussière de charge q_d s'écrit

$$\vec{f}_e = q_d (\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (1.36)$$

où $\vec{v}_d$ est la vitesse des grains de poussière.

4.4.3. Force de résistance ionique

La force de résistance ionique est due au transfert d'impulsion des ions aux grains de poussière lors de leurs interactions. Cette dernière peut être significative dans les régions où le flux des ions est important. Elle présente deux composantes : la force de résistance ionique de collection $\vec{f}_i^{coll}$ (ions collectés par le grain de poussière) et la force de résistance ionique de Coulomb $\vec{f}_i^{coul}$ due à l'interaction électrostatique entre les grains de poussière et les ions (ions diffusés par le grain de poussière),

$$\vec{f}_i = \vec{f}_i^{coll} + \vec{f}_i^{coul}. \quad (1.37)$$

Les ions dont le paramètre d'impact b est inférieur au paramètre d'impact de collection b_c donné par [25],

$$b_c = r_d \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_{i_{tot}}^2} \right)^{1/2},$$

sont collectés par le grain de poussière. Dans ce cas, nous avons un transfert total de l'énergie cinétique des ions au grain de poussière (fig (1.3)), où ϕ_d est le potentiel de

la surface du grain de poussière (potentiel flottant) et $v_{i_{tot}} = \left(v_i^2 + \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2}$ est la

vitesse totale des ions.

Par contre, les ions dont le paramètre d'impact $b > b_c$ subissent une diffusion coulombienne.

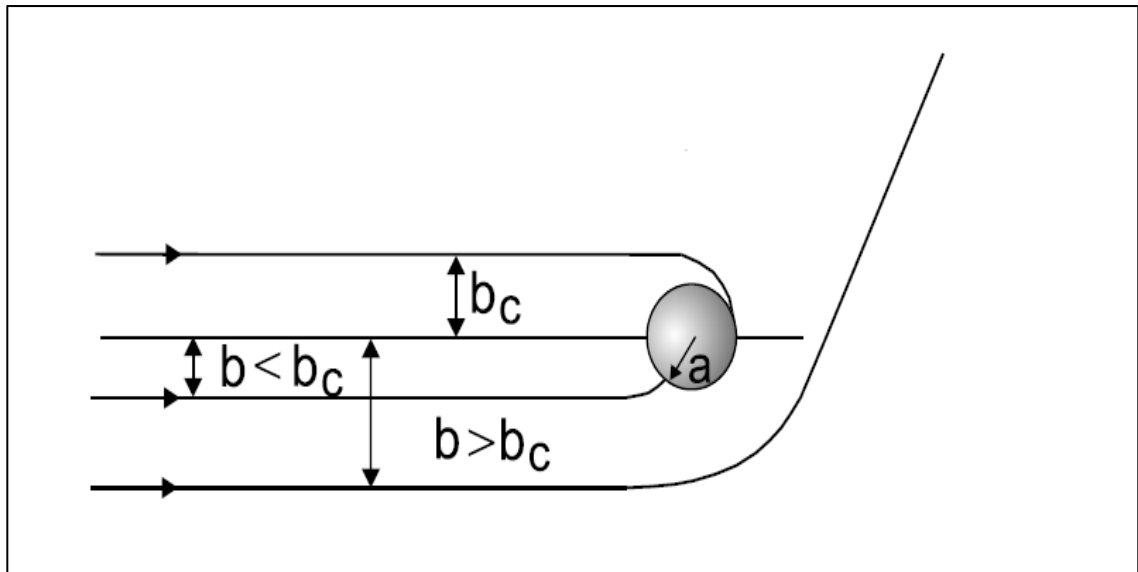


Figure (1.3): Interaction d'un ion avec un grain de poussière

Barnes *et al.* ont calculé ces deux contributions en intégrant le paramètre d'impact jusqu'à la longueur de Debye λ_D ; c'est-à-dire qu'ils ont pris en considération l'interaction du grain de poussière avec les ions qui se trouvent uniquement dans une sphère de Debye. Ces deux contributions sont données par les expressions suivantes

$$\vec{f}_{id}^{coll} = \pi b_c^2 n_i m_i \mathbf{v}_{i_{tot}} \cdot \vec{v}_i \quad (1.38)$$

et

$$\vec{f}_{id}^{coul} = 4\pi b_{\pi/2}^2 \Gamma n_i m_i \mathbf{v}_{i_{tot}} \cdot \vec{v}_i \quad (1.39)$$

où $\Gamma = \ln \left(\frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2} \right)^{1/2}$ est le logarithme de Coulomb et $b_{\pi/2}$ est le paramètre

d'impact pour une diffusion coulombienne de $\pi/2$.

Comme le nombre de charges des grains de poussière est très grand ($Z_d \approx 10^4$), par conséquent, la diffusion coulombienne est importante même pour des paramètres d'impact supérieurs à λ_D , par conséquent la force de collection $\vec{f}_{id}^{coll}$ est négligeable devant celle due à la diffusion coulombienne.

4.4.4. Force de résistance du gaz neutre

Cette force résulte de la collision des grains de poussière avec des atomes ou molécules du gaz neutre, elle est donc proportionnelle à la pression du gaz. En supposant que les interactions entre les grains de poussière et les atomes ou molécules du gaz neutre sont décrits par le modèle de la sphère dure, la force de résistance du gaz neutre est donnée par [9]

$$\vec{f}_{nd} = -\frac{4}{3}\pi \left(1 + \beta \frac{\pi}{8} \right) r_d^2 m_n n_n \mathbf{v}_n (\vec{v}_d - \vec{v}_n) \quad (1.40)$$

où $v_m = \left(\frac{8T_n}{\pi m_n} \right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des atomes neutres et, $\beta = 1$ dans le cas d'une réflexion normale de l'atome neutre par rapport à la surface du grain de poussière lors d'une collision et $\beta = 0$ dans le cas d'une réflexion spéculaire.

4.4.5. Force thermophorétique

Un grain de poussière en suspension dans un gaz ayant un gradient de température, est soumis à une force qui va contraindre ce grain de poussière à se déplacer de la région chaude vers la région froide. Cette force est appelée force thermophorétique. Les effets de cette dernière ont été observés en faisant varier la température des électrodes dans un plasma de décharge [26]. Dans cette expérience, les particules s'accumulent du côté de l'électrode la plus froide. L'expression de cette force est donnée par [9]

$$\vec{f}_T = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_m} \left(1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha) \right) k_T \vec{\nabla} T_n \quad (1.41)$$

où k_T est la conductivité thermique du gaz et α est un coefficient proche de l'unité pour une température de la surface des grains de poussière et du gaz inférieure à 500 K .

4.4.6. Ordres de grandeur des différentes forces

Pour avoir des ordres de grandeurs des différentes forces agissant sur un grain de poussière, nous avons récapitulé les valeurs de ces dernières pour un plasma de décharge radiofréquence d'argon. Les paramètres physiques utilisés sont [27]:

- Pression : $P_n = 150 \text{ mTorr}$, ce qui correspond à une densité du gaz de $n_n = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
- $n_{e0} = n_{i0} = 5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$
- $T_e = 3 \text{ eV}$
- $T_i \approx T_n = 0.03 \text{ eV}$

- $\rho_d = 1,514 \text{ g / cm}^3$
- $r_d = 4.9 \mu\text{m}$
- $v_n = 16 \text{ mm/s}$
- $v_i = v_B$, $v_B = (T_e / m_i)^{1/2}$ étant la vitesse de Bohm classique.
- $\nabla T_n = 2 \text{ K / cm}$

Les ordres de grandeurs des différentes forces sont donnés dans le tableau suivant :

f_g	$7 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
f_e	$9 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
f_n	$2 \cdot 10^{-13} \text{ N}$
f_i	$2 \cdot 10^{-12} \text{ N}$
f_T	$5 \cdot 10^{-13} \text{ N}$

A partir de ces résultats, nous constatons que la force thermophorétique f_T et la force de résistance du gaz neutre F_n sont pratiquement négligeables devant les autres forces agissant sur le grain de poussière.

V. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE

L'interaction d'un plasma avec une surface solide peut être caractérisée comme suit : en raison de la grande mobilité des électrons, la surface solide acquiert, de façon quasi instantanée une charge négative. Par la suite, les électrons sont repoussés et les ions sont attirés. Il résulte une région non neutre appelée gaine électrostatique, protégeant le plasma globalement neutre vis-à-vis de la paroi négative. Les caractéristiques de cette dernière dépendent du potentiel de la surface solide (positif ou négatif par rapport au plasma globalement neutre) qui définit le type de la gaine électrostatique (électronique ou ionique). Par ailleurs, les ions avant d'entrer dans la gaine électrostatique, doivent avoir une vitesse supérieure à la vitesse acoustique ionique (vitesse de Bohm). Cette condition est connue dans la littérature

sous le nom du critère de Bohm. Dans ce chapitre, nous allons discuter la formation des gaines électrostatiques en rappelant l'expression de la vitesse de Bohm obtenue en utilisant le critère de Riemann [28] pour un plasma électronégatif et nous terminons cette première partie de notre travail par une conclusion.

5.1. GENERATION DES GAINES ELECTROSTATIQUES

5.1.1 Gaine électronique

Dans ce cas, le potentiel de la surface solide ϕ_0 est positif par rapport au potentiel plasma $\phi_p = 0$, ainsi la gaine électrostatique est appelée, gaine électronique. L'évolution du potentiel est représentée dans la figure (1.4) [1]: nous distinguons deux régions ; à droite, le plasma caractérisé par sa neutralité macroscopique ($n_e = n_i$), un champ électrique de charge d'espace nul et un potentiel plasma $\phi_p = 0$. A gauche, une gaine purement électronique où les ions, d'énergie supposée faible ($T_i \approx 0$), sont totalement repoussés vers le plasma par le potentiel répulsif qui se développe à l'interface plasma-paroi. La frontière qui sépare le plasma, macroscopiquement neutre et la gaine électronique, s'appelle lisière de la gaine. Cette frontière où se produit la rupture de neutralité est bien définie. Dans le cas d'une surface plane, le flux électronique à la paroi est égal au flux électronique atteignant la lisière de la gaine (l'approximation de la gaine non collisionnelle). Une valeur approchée de l'épaisseur de gaine ℓ_{ge} peut être déduite de la loi de Child-Langmuir [1]

$$\ell_{ge} = \frac{2\sqrt{2}\pi^{1/4}}{3} \lambda_{De} \left[\frac{e(\phi_0 - \phi_p)}{K_B T_e} \right]^{3/4}, \quad (1.42)$$

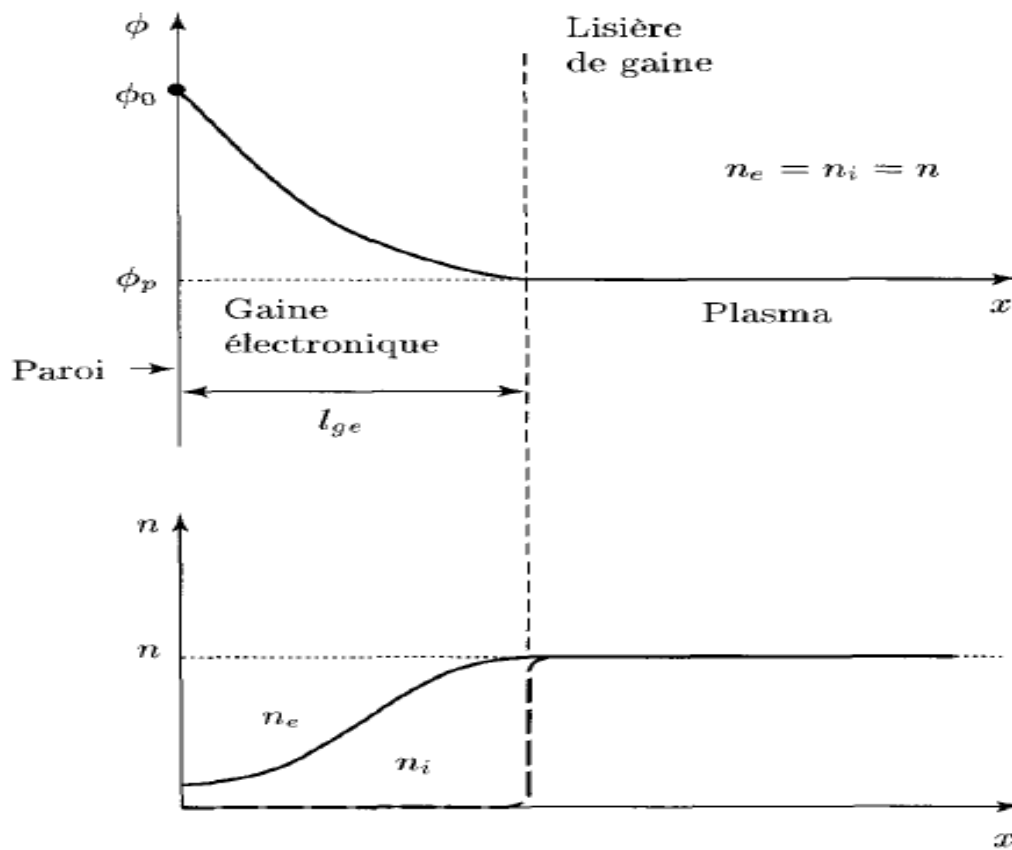


Figure (1.4): Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine électronique [1]

5.1.2 Gaine ionique

La gaine électrostatique est dite ionique lorsque le potentiel de la surface ϕ_0 est négatif par rapport au potentiel plasma $\phi_p = 0$. Ce second cas est plus complexe, car contrairement aux ions, les électrons ont une énergie moyenne beaucoup plus élevée ($T_e \gg T_i \approx 0$). Il s'en suit donc que, si la paroi présente un potentiel attractif pour les ions du plasma, ce potentiel n'est que partiellement répulsif pour les électrons. Cependant, plus la barrière de potentiel à franchir est élevée pour les électrons, le flux électronique collecté par la paroi est moins important. Cette fois, la frontière où se produit la rupture de neutralité entre le plasma et la gaine ionique est mal définie et s'étend sur une zone relativement large, comme le montre la figure (1.5). Pour pallier cette difficulté, nous partageons la zone de transition en deux parties, la gaine ionique proprement dite où la rupture de neutralité est effective, et la pré-gaine qui, comme son nom l'indique, précède la gaine et débute là où les ions commencent à être accélérés par le champ de charges d'espace. En fait, ce découpage purement artificiel, permet de définir la lisière de la gaine entre une région quasi-neutre (la pré-gaine) dans laquelle seule une faible partie des électrons est repoussée et une région non neutre (la gaine ionique) où les ions sont devenus majoritaires. Sachant qu'en tout point de la gaine ionique, nous devons avoir $n_i(x) > n_e(x)$. Cette condition devait en particulier, être remplie par la lisière de la gaine, c'est-à-dire pour les faibles valeurs de $\phi(x) - \phi_g$ (figure (1.5)). Comme cette valeur est négative, alors pour que les ions traversent la région de pré-gaine, il faut qu'ils satisfassent la condition $n_i(x) > n_e(x)$, c'est-à-dire avoir une vitesse v_g tel que

$$v_g \geq v_B, \quad (1.43)$$

où

$$v_B = \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (1.44)$$

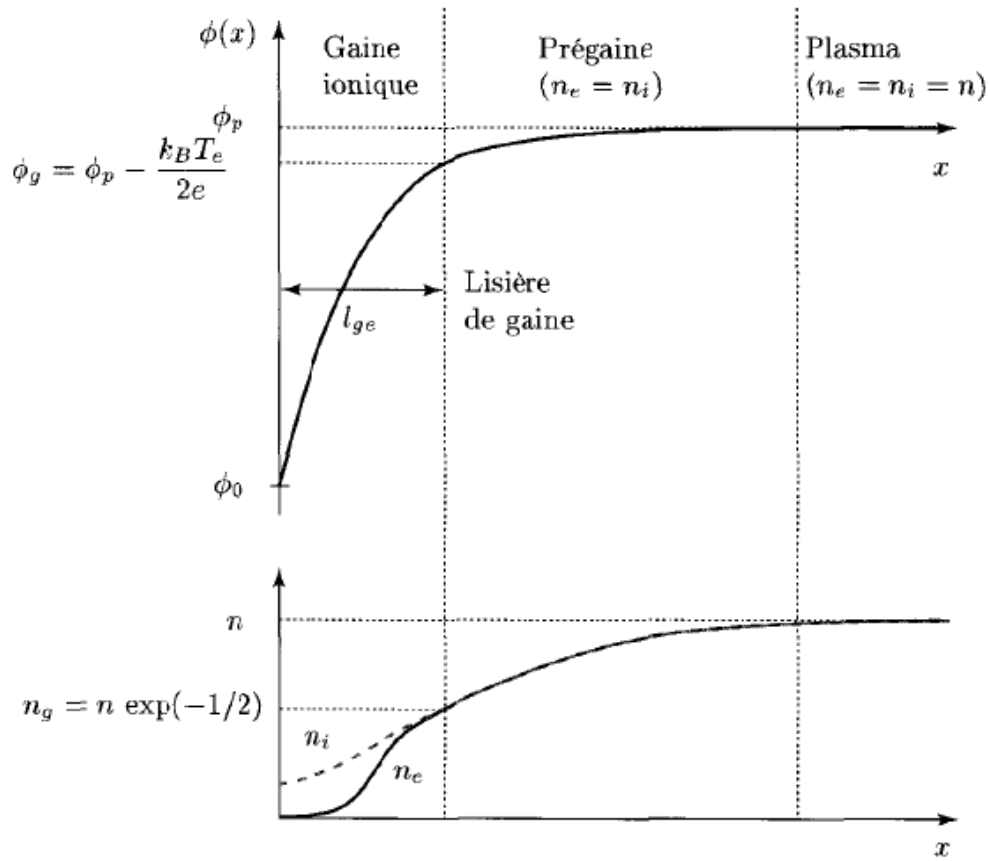


Figure (1.5): Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine ionique [1]

est appelée vitesse de Bohm classique (relative au plasma classique constitué d'électrons, d'ions positifs et de particules neutres). Ce critère est connu sous le nom de critère de Bohm. Il signifie que la frontière entre la zone macroscopiquement neutre (pré-gaine) et la zone où il y'a rupture de neutralité (gaine) est située au point où la vitesse des ions, accélérés dans la pré-gaine, est égale à la vitesse acoustique ionique v_B , appelée vitesse de Bohm.

En supposant que la limite entre gaine et pré-gaine est définie par le potentiel ϕ_g (voir figure (1.5)),

$$\phi_g = \phi_p - \frac{k_B T_e}{2e}, \quad (1.45)$$

il résulte,

$$n_g = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right). \quad (1.46)$$

En appliquant la loi de Child-Langmuir au courant des ions, nous obtenons l'épaisseur de la gaine ionique :

$$\ell_{g_i} = \frac{2^{5/4}}{3 \exp(-1/4)} \lambda_{D_e} \left(\frac{e(\phi_p - \phi_0)}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (1.47)$$

5.2. Critère de Bohm généralisé

Les ions avant d'entrer dans la gaine, sont accélérés dans la pré-gaine et seuls ceux qui ont une vitesse supérieure à une vitesse critique seuil, sont capables d'entrer dans la gaine électrostatique. Cette vitesse est appelée vitesse de Bohm, connue aussi sous le nom de critère de Bohm [29]. Par la suite, ce critère à été généralisé d'abord par Riemann et al [28] pour un plasma électropositif constitué des électrons et des

ions positifs, ensuite cette généralisation s'est étendue à des plasmas poussiéreux en présence des ions négatifs où beaucoup de travaux ont été réalisés [30].

Dans ce paragraphe, nous allons établir une nouvelle expression de la vitesse de Bohm donnée par Riemann et *al* pour un plasma électropositif en tenant compte de la présence des ions négatifs où nous utilisons les approximations suivantes

i) Le plasma est supposé être à basse pression, par conséquent les gaines électrostatiques sont non collisionnelles.

ii) A l'exception de la gaine, le plasma est supposé globalement neutre.

iii) Les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique.

Ainsi, leurs densités de particules sont données par

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.48)$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (1.49)$$

Le critère de formation des gaines électrostatiques de Riemann est donné par

$$\frac{e}{m_i} \int_0^\infty \frac{1}{v_i^2} f(v_i) dv_i \leq \left. \frac{d(n_e + n_j)}{d\phi} \right|_{\phi=0} \quad (1.50)$$

où, m_i est la masse des ions. Par souci de simplicité, nous avons supposé que le potentiel à la lisière $\phi_g = 0$. $f(v_i)$ est la fonction de distribution des vitesses des ions positifs. A la lisière, elle a l'expression suivante

$$f(v_i) = n_{0i} \delta(v_i - v_{i0}), \quad (1.51)$$

où v_{i0} est la vitesse des ions positifs à la lisière (entrée de la gaine).

En remplaçant les équations (1.48), (1.49) et (1.51) dans l'équation (1.50), nous obtenons la condition suivante connue sous le nom de critère de Bohm,

$$v_{i_0} \geq v_{B_R} = v_B \left(\frac{\delta_e + \delta_j}{\delta_e + \gamma_j \delta_j} \right)^{1/2}, \quad (1.52)$$

où $\delta_e = n_{e_0} / n_{i_0}$ et $\delta_j = n_{j_0} / n_{i_0}$ sont les fractions des électrons et des ions négatifs respectivement et $\gamma_j = T_e / T_j$.

Dans le cas d'un plasma en absence des ions négatifs (plasma électropositif), elle est égale à la vitesse acoustique ionique (Eq. (1.44)).

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents paramètres nécessaires pour définir un plasma poussiéreux. Par la suite, nous avons donné un bref aperçu sur la physique des plasmas poussiéreux, où nous avons exposé deux modèles donnant les mécanismes de formation des grains de poussière dans un plasma. Les processus de charge des grains de poussière dans un plasma ont été décrits. Par la suite, les différentes forces agissant sur un grain de poussière ont été également présentées. Les expressions des courants de charge de ces derniers ont été rappelées. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons donné un aperçu sur l'interaction d'un plasma avec une surface solide qui donne naissance à la formation d'une région non neutre, appelée gaine électrostatique (ionique ou électronique) où nous avons rappelé le critère de Bohm pour un plasma classique. La vitesse de Bohm en présence des ions négatifs a été calculée.

REFERENCES

- [1] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [2] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Intoduction to Dusty Plasma Physics*, IOP Publishing, (2002).
- [3] B. Held, *Physique des Plasmas Froids*, Masson, Paris (1994).
- [4] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
- [5] P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donko, and K. Kutasi, *Phys. Rev. E* **72**, 026409 (2005).
- [6] M.I. Boulos, P. Fauchais, Emil Pfender, *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*, volume1 (1994) Springer.
- [7] V. Fortov, I. Iakubov, A. Khrapak, *Physics of Strongly Coupled Plasma*; Clarendon Press. Oxford (2006).
- [8] G. S. Selwyn, J. E. Heidenrich, and K. L. Haller, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1876 (1996).
- [9] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [10] S. A. Khrapak and G. E. Morfill, *Phys. Plasmas* **19**, 024510 (2012).
- [11] D. A. Mendis and M. Rosenberg, *Ann. Rev. astron. Astrophys.* **32**, 419 (1993).
- [12] C. K. Goertz, *Rev. Geophys* **27**, 271 (1989).
- [13] I. Langmuir, C. G. Found, and A. F. Detmer, *Science* **60**, 392-394 (1924).
- [14] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, *Phy. Rev*, vol. 28, n°4, P. 727-763, 1926.
- [15] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics*, Plenum, New York (1974).
- [16] P. Bradu, *L'univeres des plasmas*, Flammarion, Paris (1999).
- [17] K. D. Bleecker and A. Bogaerts, *Phys. Rev. E* **71**, 066405-1 (2005).
- [18] Marjorie Cavarroc. *Nucléation, croissance et comportement de poussière dans les plasmas réctifs radiofréquence base pression : Des nanocristaux aux grains submicroniques polycristallins*, Thèse Université d'Orléans (2007).
- [19] P. M. Chung, L. Talbot, and K. J. Touryan, *Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and applications*, Springer-Verlag, New-York (1975).
- [20] J. E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497-503 (1992).
- [21] J. Allen, R. Boyd, and P. Reynolds, *Proc. Phys. Soc.* **70**, 297 (1957).

- [22] R. V. Kennedy and J. E. Allen, J. Plasma Phys. **67**, 243 (2002).
- [23] 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).
- [24] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **83** 1598 (1999).
- [25] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neil and D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
- [26] G. M. Jellum and D. B. Graves, Appl. Phys. Lett. **61**, 2077 (1990).
- [27] Gabriela Veselinova Paeva, *Sheath phenomena in dusty plasmas*, Thèse de Doctorat, Université technique d'Eindhoven (2005).
- [28] K-U. Riemann, J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 493 (1991).
- [29] D. Bohm, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field*, edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling (McGraw-Hill, New York, 1954), Chap. 3.
- [30] S. Chekour and A. Tahraoui, AIP Conf. Proc. 1397, 291 (2011).

CHAPITRE II

CRITERE DE BOHM GENERALISE POUR UN PLASMA COMPLEXE EN PRESENCE D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS MONO-ENERGETIQUES

I. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons mentionné que les ions, avant d'entrer dans la gaine électrostatique, sont accélérés dans la pré-gaine. Cependant, seuls ceux, qui ont une vitesse supérieure à la vitesse acoustique ionique, sont capables d'entrer dans la gaine électrostatique (critère de Bohm) [1,2]. Ainsi, la cathode est soumise à des bombardements de particules chargées telles que les ions qui conduisent à l'émission des électrons rapides par la cathode dans une gamme d'énergie entre 50eV et 100eV environs [3].

Dans ce chapitre, nous allons présenter un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non collisionnel décrivant la généralisation du critère de Bohm pour un plasma poussiéreux électronégatif en présence des électrons mono-énergétiques en utilisant l'approche du pseudo-potential de Sagdeev.

II. MODELE THEORIQUE

Dans ce paragraphe, nous allons établir un modèle théorique qui permet le calcul de la vitesse de Bohm généralisée en tenant compte de la présence des grains de poussière et d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques provenant de la surface solide (électrode). Notre modèle théorique sera basé sur le modèle fluide. Cependant, l'utilisation de quelques approximations, qui permet la simplification mathématique du problème sans perdre l'aspect physique, est indispensable.

2.1. Equations fluides

Les équations fluides sont les moments de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses [4,5],

$$\int \mathbf{v}^n \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f \right) d^3\vec{v} = \int \mathbf{v}^n \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} d^3\vec{v}, \quad (2.1)$$

où la puissance n est l'ordre du moment.

En multipliant l'équation (2.1) par 1 et par $\vec{v}$, respectivement, et nous intégrons les équations obtenues dans l'espace des vitesses, nous obtenons les deux équations suivantes :

i) Equation de continuité

Cette équation exprime la conservation du nombre de particules. Son expression est donnée par

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot n_s \vec{v}_s = N_{Gs} - N_{Ps}, \quad (2.2)$$

ii) Equation de mouvement

Cette équation exprime la conservation de la quantité de mouvement. Son expression est donnée par

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \nabla \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} \vec{E} - \frac{\vec{\nabla} p_s}{n_s m_s} + \vec{Q}_{Gs} - \vec{Q}_{Ps}. \quad (2.3)$$

où p_s , m_s , q_s , $\vec{v}_s$ et n_s sont la pression, la masse, la charge, la vitesse et la densité des particules de l'espèce "s" respectivement, N_{Gs} et N_{Ps} étant le gain et la perte des particules de l'espèce "s" respectivement, $\vec{Q}_{Gs}$ et $\vec{Q}_{Ps}$ étant le gain et la perte de la quantité de mouvement de l'espèce "s" respectivement, $\vec{E} = -\nabla \phi$ est le champ électrique. Le potentiel électrique ϕ vérifie la relation de Poisson suivante

$$\Delta \phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0}, \quad (2.4)$$

où $\rho_c = \sum_s n_s q_s$ est la densité volumique de charge.

2.2. Approximations

2.2.1. Approximation de Boltzmann

Cette approximation consiste à supposer que les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique local (température constante pour chaque espèce de particules), c'est-à-dire, qu'ils varient instantanément avec le potentiel pour rester en équilibre thermodynamique. Mathématiquement, cette approximation permet de négliger le terme d'inertie (terme de gauche) de l'équation (2.3) ainsi que les échanges de quantité de mouvement dus aux collisions pour des électrons et des ions négatifs. De plus, nous négligeons les effets du champ magnétique devant ceux du champ électrique. Ainsi, la résolution de cette équation donne une densité de particules Boltzmanienne qui est bien connue dans la littérature. Elle est donnée par l'équation (2.5) pour les électrons et l'équation (2.6) pour les ions négatifs,

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (2.5)$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (2.6)$$

où, n_{e0} et n_{j0} sont les densités des électrons et des ions négatifs à l'équilibre ($\phi = 0$) respectivement, T_e et T_j sont les températures des électrons et des ions négatifs, respectivement.

2.2.2. Approximation stationnaire

Nous supposons que le temps de l'expérience (temps de manipulation) est suffisamment grand par rapport au temps caractéristique relatif à la variation des grandeurs physiques telles que la densité des particules n_s , la vitesse des particules v_s et le potentiel électrique ϕ . Concrètement, cette approximation permet de

négliger les dérivées temporelles $\frac{\partial n_s}{\partial t}$, $\frac{\partial v_s}{\partial t}$ et $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ dans les équations fluides de notre modèle.

2.3. Modèle théorique

Dans ce paragraphe, nous allons établir un modèle théorique unidimensionnel et stationnaire qui permet d'établir le critère de Bohm généralisé pour un plasma poussiéreux électronégatif en tenant compte des effets des électrons mono-énergétiques émis par l'électrode en tenant compte de la variation de la charge des grains de poussière [6] en utilisant l'approche du pseudo-potential de Sagdeev [7,8]. Pour cela, nous considérons un plasma de décharge électrique contenant des électrons (e), des ions positifs (i), des ions négatifs (j), des grains de poussière (d) et également des électrons mono-énergétiques (f) [2, 9-11]. L'axe Oz est choisi suivant le sens de l'accélération de la pesanteur $\vec{g}$, où $z=0$ est la position correspondante à l'interface plasma-gaine électrostatique (la pré-gaine a été négligée). Ainsi, la gaine électrostatique est située entre $z=0$ et l'électrode de potentiel $-\phi_0 < 0$ (Fig.(2.1)).

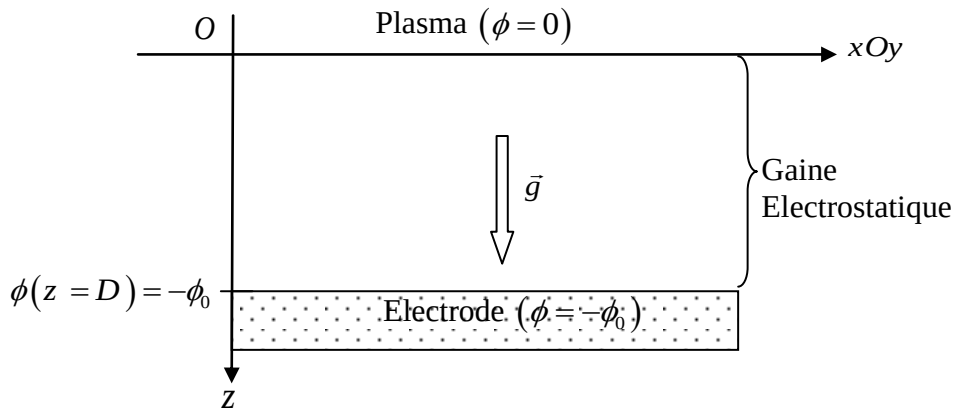


Figure (2.1) : Géométrie du problème

Les électrons et les ions négatifs sont supposés être à l'équilibre thermodynamique, leurs densités obéissent à la loi de Boltzmann

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (2.7)$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (2.8)$$

où T_k est la température de l'espèce k ($k = e, j$).

Les ions positifs sont décrits par les équations de continuité et de mouvement

$$\frac{d(n_i v_i)}{dz} = 0, \quad (2.9)$$

$$v_i \frac{dv_i}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz}, \quad (2.10)$$

Lorsque la densité des grains de poussière est suffisamment importante, ils peuvent être alors décrits par le modèle fluide,

$$\frac{d(n_d v_d)}{dz} = 0, \quad (2.11)$$

$$v_d \frac{dv_d}{dz} = -\frac{q_d}{m_d} \frac{d\phi}{dz} + g, \quad (2.12)$$

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

Les électrons mono-énergétiques sont également décrits par les équations fluides suivantes

$$\frac{d(n_f v_f)}{dz} = 0, \quad (2.13)$$

$$v_f \frac{dv_f}{dz} = \frac{e}{m_e} \frac{d\phi}{dz}. \quad (2.14)$$

L'intégration des équations (2.9)-(2.14) donne :

$$N_i = \frac{n_i}{n_{i0}} = \left(1 + \frac{2\Phi}{u_{i0}^2} \right)^{-1/2}, \quad (2.15)$$

$$u_i = \frac{v_i}{c_{is}} = u_{i0} \left(1 + \frac{2\Phi}{u_{i0}^2} \right)^{1/2}, \quad (2.16)$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{-1/2}, \quad (2.17)$$

$$u_d = \frac{v_d}{c_{ds}} = u_{d0} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{1/2}, \quad (2.18)$$

$$N_f = \frac{n_f}{n_{f0}} = \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{-1/2}, \quad (2.19)$$

$$u_f = \frac{v_f}{v_{te}} = \sqrt{2} (\Phi_0 - \Phi)^{1/2}. \quad (2.20)$$

où $\Phi = -\frac{e\phi}{T_e}$ est le potentiel électrostatique normalisé dans la gaine électrostatique,

$\Phi_0 = -\frac{e\phi_0}{T_e}$ est le potentiel électrostatique de l'électrode normalisé, $\lambda_{Di} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i0} e^2} \right)^{1/2}$

est la longueur de Debye ionique, ε_0 est la permittivité du vide, $\xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}$ est la

variable spatiale normalisée, $c_{is} = \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique ionique, $c_{ds} = \left(\frac{z_c T_e}{m_d} \right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique poussiéreuse, $z_c = \frac{r_d T_e}{e^2}$ représente le nombre de charges des grains de poussière correspondant au potentiel électrostatique normalisé des grains de poussière $\Phi_d = \frac{e\phi_d}{T_e} = 1$, r_d est le rayon des grains de poussière et $\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi \Phi_d d\Phi$ est l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de poussière à charge variable. L'indice "0" signifie que les quantités physiques correspondantes sont à l'équilibre ($\Phi(\xi=0)=0$).

La charge des grains de poussière est principalement due à la collection des courants par ces derniers. L'équation de la charge est donnée par l'expression suivante

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e + I_i + I_j + I_f, \quad (2.21)$$

où I_k ($k = e, i, j, f$) est le courant de l'espèce "k".

Selon le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML), les courants des électrons, des ions négatifs et des ions positifs, pour des grains de poussière sphériques de rayon r_d , sont donnés par les expressions suivantes [12]-[13] :

$$I_{e,j} = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} n_{e,j} \exp \left(\frac{eq_d}{r_d T_{e,j}} \right), \quad (2.22)$$

$$I_i = \pi r_d^2 e n_i v_i \left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2} \right), \quad (2.23)$$

pour $q_d < 0$ et,

$$I_{e,j} = -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} n_{e,j} \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_{e,j}} \right), \quad (2.24)$$

$$I_i = \pi r_d^2 e n_i v_i \exp \left(\frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2} \right), \quad (2.25)$$

pour $q_d > 0$.

Dans la plupart des cas, nous avons $v_{ti} = (8T_i / \pi m_i)^{1/2} \ll v_i$ et $v_d \ll v_i$; cependant, dans les expressions (2.23) et (2.25), la vitesse moyenne des ions $v_{im} = (8T_i / \pi m_i + (v_i - v_d)^2)^{1/2}$ a été approximée par la vitesse des ions v_i [15].

Pour les électrons mono-énergétiques, le courant associé au faisceau des électrons, est donné par [12,16]:

$$I_f = -\pi r_d^2 e n_f v_f \left(1 - \frac{q_d}{r_d (\phi_0 - \phi)} \right), \quad (2.26)$$

pour $q_d \geq -r_d (\phi - \phi_0)$ et,

$$I_f = 0, \quad (2.27)$$

pour $q_d < -r_d (\phi - \phi_0)$.

Le temps caractéristique du mouvement des grains de poussière est de l'ordre de la milliseconde, par contre le temps de charge est de l'ordre de 10^{-8} s [17-21]. Cela signifie que le temps de charge des grains de poussière est négligeable par rapport au temps caractéristique du mouvement des grains de poussière. Ainsi, nous

pouvons considérer que la charge des grains de poussière est quasi-instantanée. Concrètement, cette approximation permet de négliger le terme de gauche de l'équation de charge des grains de poussière (2.21). Par conséquent, cette dernière devient

$$I_e + I_i + I_j + I_f \approx 0, \quad (2.28)$$

En utilisant les expressions des courants (22)-(27), l'équation (2.28) devient

$$\begin{aligned} & v_{te} \delta_e \exp(\Phi_d - \Phi) + v_{tj} \delta_j \exp(\gamma_j (\Phi_d - \Phi)) + \\ & \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \delta_f v_{f0} \left(1 + \frac{\Phi_d}{\Phi_0 - \Phi}\right) - \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} c_{is} u_{i0} \left(1 - \frac{2\Phi_d}{u_{i0}^2 + 2\Phi}\right) = 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

où $\delta_k = \frac{n_{k0}}{n_{i0}}$ est la densité des particules normalisée et $\gamma_k = \frac{T_e}{T_k}$ est la température normalisée de l'espèce "k" ($k = e, j, f, d$), v_{f0} étant la vitesse des électrons mono-énergétiques à l'interface plasma-gaine électrostatique.

L'équation (2.28) a été établi pour $-r_d(\phi - \phi_0) \leq q_d \leq 0$. Cependant, pour $q_d \leq -r_d(\phi - \phi_0)$, elle est toujours valable en prenant $\delta_f = 0$.

Pour fermer le système d'équations de notre modèle théorique, nous utilisons l'équation de Poisson donnée par l'expression suivante

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} (n_i e - n_e e - n_j e - n_f e + n_d q_d). \quad (2.30)$$

L'équation de la quasi-neutralité de charge est obtenue à partir de l'équation (2.30) pour $\phi = 0$. Il résulte,

$$n_{i0} = n_{j0} + n_{e0} + n_{f0} - n_{d0} \frac{q_{d0}}{e}, \quad (2.31)$$

En utilisant les expressions (2.7)-(2.8), (2.15), (2.17), (2.19) et les grandeurs physiques adimensionnelles, l'intégration de l'équation (2.30) donne

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E_0, \quad (2.32)$$

où $E_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)_{\xi=0}^2 = 0$ est l'énergie totale électrique à l'interface plasma-gaine électrostatique et $V(\Phi)$ est le pseudo-potentiel de Sagdeev donné par

$$\begin{aligned} V(\Phi) = & \frac{\delta_e}{\gamma_i} (1 - \exp(-\Phi)) + \frac{\delta_j}{\gamma_i \gamma_j} (1 - \exp(-\gamma_j \Phi)) \\ & + \frac{u_{i0}^2}{\gamma_i} \left[1 - \left(1 + \frac{2\Phi}{u_{i0}^2} \right)^{1/2} \right] + \frac{2\delta_f \Phi_0}{\gamma_i} \left[1 - \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{1/2} \right] \\ & + \frac{z_c \delta_d u_{d0}^2}{\gamma_i} \left[\left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi \right)^{1/2} - \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi - \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (2.33)$$

L'équation (2.32) est analogue à une équation de conservation d'énergie d'une pseudo-particule de masse unité, de position Φ et de vitesse $\frac{d\Phi}{d\xi}$, oscillant dans un puits de potentiel $V(\Phi)$ et d'énergie totale E_0 nulle.

D'après la géométrie de notre problème, le potentiel électrostatique est négatif à l'intérieur de la gaine électrostatique (Figure (2.1)). Ainsi, l'analyse d'une particule dans un puits de potentiel impose la condition suivante [22,23]:

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi^2} \right)_{\Phi=0} \leq 0. \quad (2.34)$$

En utilisant l'équation (2.33), cette condition donne

$$\frac{1}{u_{i0}^2} - \delta_e - \gamma_j \delta_j + \frac{\delta_f}{2\Phi_0} + \delta_d z_c \left(\frac{\Phi_{d0}^2}{u_{d0}^2} - \left(\frac{d\Phi_d}{d\Phi} \right)_{\Phi=0} \right) \leq 0. \quad (2.35)$$

Pour un plasma classique en absence des grains de poussière ($\delta_d = 0$), l'inégalité (2.35) donne le critère de Bohm d'un plasma électronégatif en présence des électrons mono-énergétiques,

$$u_{i0} = \left[1 + (\gamma_j - 1)\delta_j - \left(1 + \frac{1}{2\Phi_0} \right) \delta_f \right]^{-1/2}. \quad (2.36)$$

En absence des électrons mono-énergétiques ($\delta_f = 0$), nous retrouvons l'expression (1.52) du chapitre I, qui donne le critère de Bohm d'un plasma électronégatif [24].

La résolution des deux équations non linéaires (2.29) et (2.35) permet de calculer la vitesse de Bohm généralisée u_{i0} , le potentiel de la surface des grains de poussière à l'équilibre Φ_{d0} pour des valeurs bien définies de la densité normalisée des grains de poussière δ_d et des électrons mono-énergétiques δ_f .

III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

Pour notre simulation numérique, nous avons considéré un plasma électronégatif d'oxygène, où les ions positifs et les ions négatifs correspondants sont O_2^+ et O_2^- respectivement. Les paramètres physiques utilisés sont : $r_d = 1\mu m$, $T_e = 1eV$, $T_i = T_j = 0.1eV$, $u_{d0} = 2$ et $\phi_0 = -5V$.

Afin d'étudier les effets des électrons mono-énergétiques sur la structure d'une gaine électrostatique d'un plasma poussiéreux de faible électronégativité ($\delta_j = 0.1$), nous avons représenté dans les figures (2.2) et (2.3), l'évolution de la vitesse de Bohm u_{i0} et le potentiel de la surface des grains de poussière à l'équilibre Φ_{d0} respectivement, en fonction de la densité normalisée des grains de poussière δ_d

pour différentes valeurs de la densité des électrons mono-énergétiques δ_f . En absence des électrons mono-énergétiques ($\delta_f = 0$), l'augmentation de la densité des grains de poussière normalisée δ_d à une certaine limite ($\delta_d \approx 5 \cdot 10^{-4}$) induit une augmentation de la vitesse de Bohm normalisée. Au delà de cette limite, nous observons que cette dernière diminue. En effet, l'augmentation de la densité des grains de poussière jusqu'à la limite citée ci-dessus, augmente la force de résistance des grains de poussière agissant dans le sens positif (Fig. (2.1)). L'augmentation de cette dernière, qui dépend de la densité des grains de poussière et de leur nombre de charges à l'équilibre $Z_{d0} = -z_c \Phi_{d0}$ [25], induit une augmentation de la vitesse de Bohm étant donné que Z_{d0} est pratiquement constant. Au delà de cette limite, le nombre de charges des grains de poussière Z_{d0} diminue ainsi que la force de résistance des grains de poussière étant donné que la dépendance de la densité des grains de poussière devient secondaire. Par conséquent, la vitesse de Bohm est réduite.

La présence des électrons mono-énergétiques augmente la vitesse de Bohm. Pour un plasma classique ($\delta_d \leq 10^{-5}$), les effets sont secondaires. Par contre, pour les plasmas poussiéreux ($\delta_d > 10^{-5}$), les effets sont très importants. Pour $\delta_j = 0.1$ et $\delta_d = 2 \cdot 10^{-4}$, les corrections sur la vitesse de Bohm sont de 28% pour $\delta_f = 0.1$ et 42% pour $\delta_f = 0.2$ respectivement. Ces corrections sont moins importantes lorsque le plasma devient plus électronégatif ($\delta_j = 0.4$). Ce résultat est prévisible car la présence des électrons mono-énergétiques augmente l'attachement des électrons par les grains de poussière (Figures (2.4) et (2.5)). Cet attachement est moins important lorsque le plasma devient plus électronégatif.

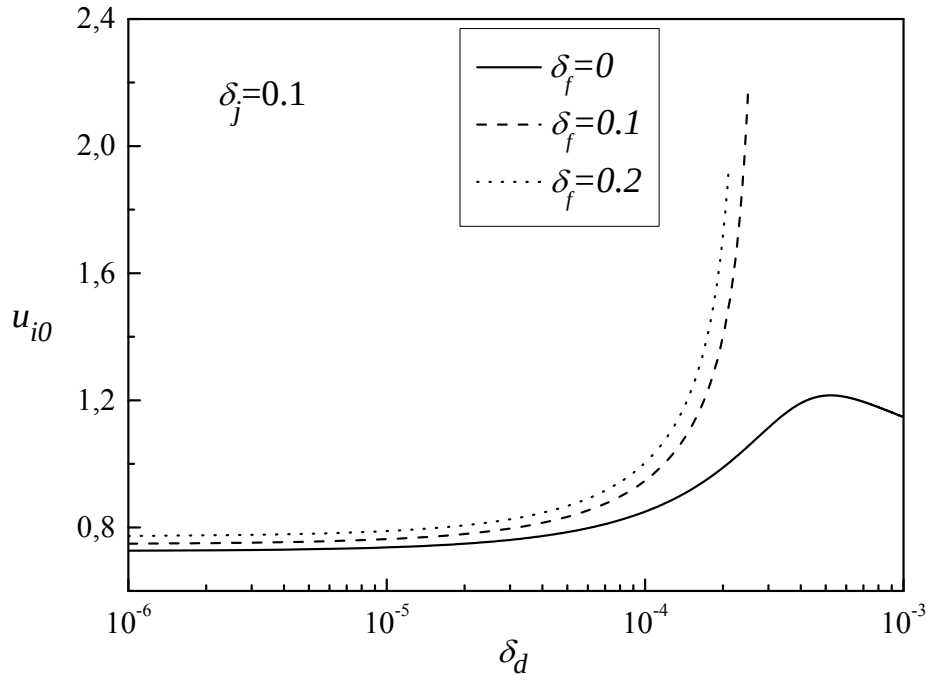


Figure (2.2) : Vitesse de Bohm u_{i0} en fonction de la densité des grains de poussière normalisée δ_d

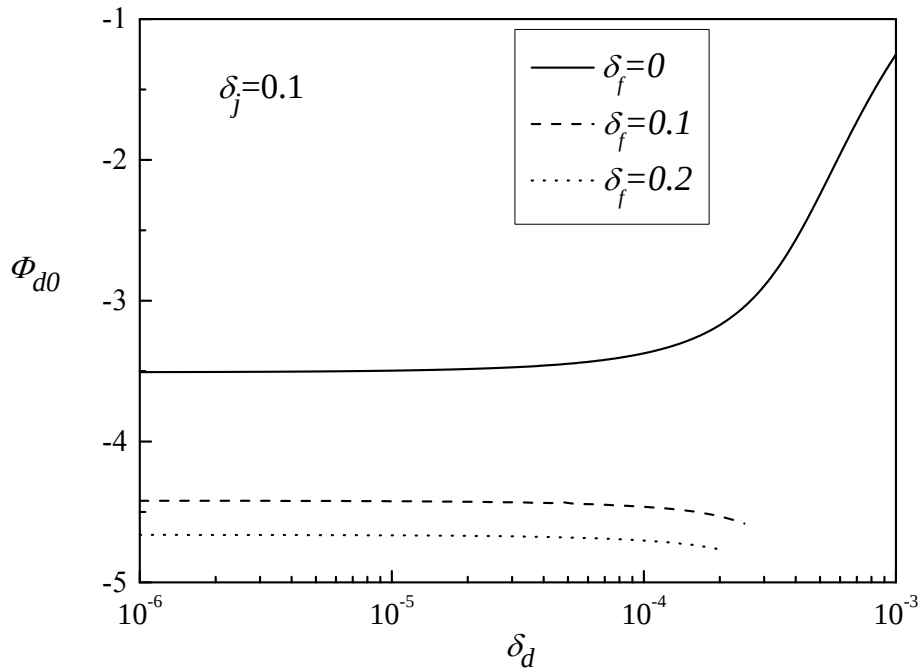


Figure (2.3) : Potentiel des grains de poussière Φ_{d0} en fonction de la densité des grains de poussière normalisée δ_d

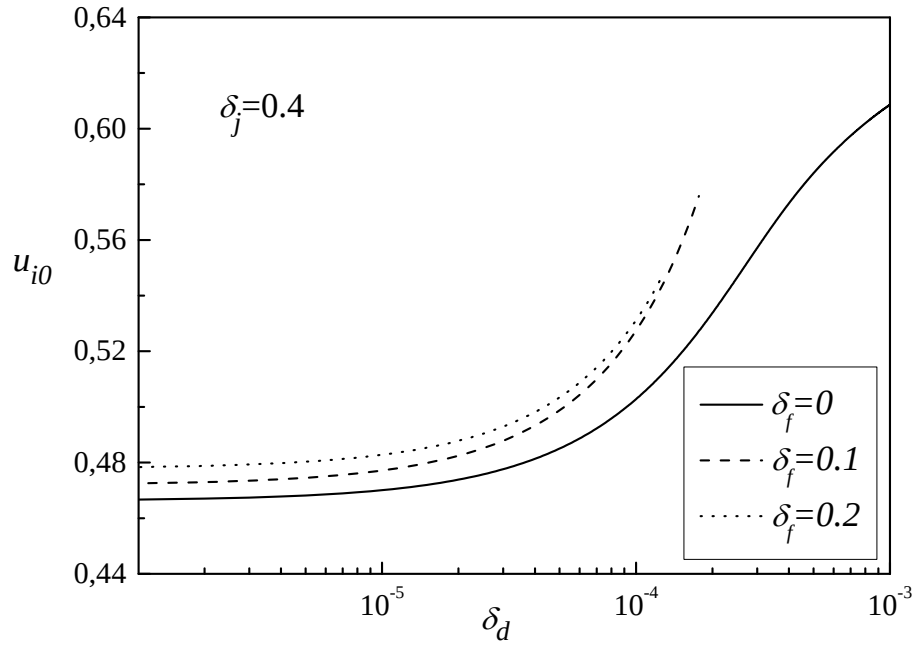


Figure (2.4) : Vitesse de Bohm u_{i0} en fonction de la densité des grains de poussière normalisée δ_d

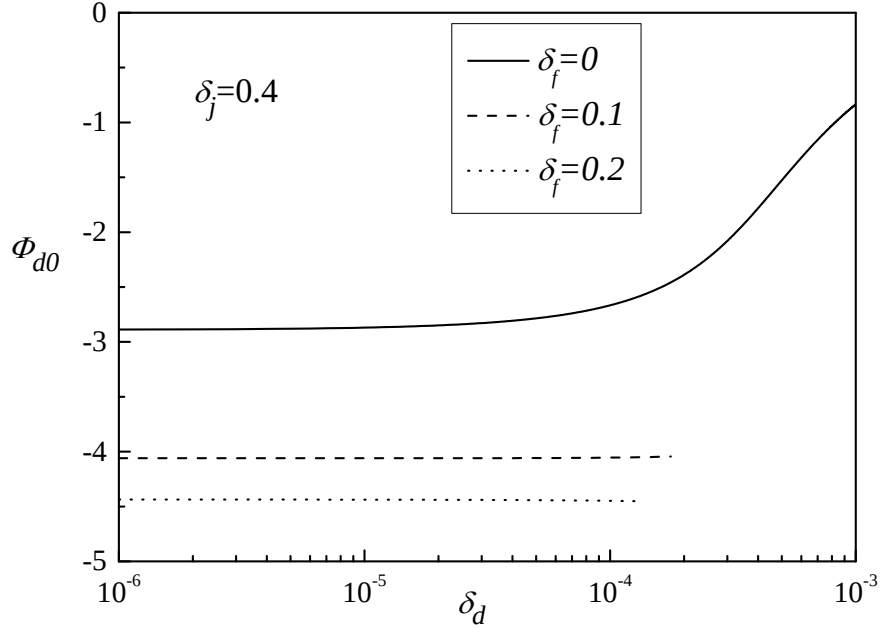


Figure (2.5) : Potentiel des grains de poussière Φ_{d0} en fonction de la densité des grains de poussière normalisée δ_d

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié les effets des électrons mono-énergétiques, provenant d'une surface solide (électrode), sur la vitesse de Bohm généralisée pour un plasma poussiéreux électronégatif en utilisant la méthode du pseudo-potentiel de Sagdeev. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique stationnaire, unidimensionnel et non magnétisé. Les électrons et les ions négatifs sont décrits par la statistique de Boltzmann. Les ions positifs, les grains de poussière et les électrons mono-énergétiques sont décrits par les équations fluides. La variation de charge des grains de poussière a été prise en compte. Pour fermer le système d'équations de notre modèle, nous avons utilisée l'équation de Poisson.

Nous avons montré que l'attachement des électrons mono-énergétiques augmente le nombre de charges des grains de poussière ainsi que leur force de résistance. Par conséquent, la vitesse de Bohm devient plus importante. De plus, nous avons montré que les effets des grains de poussière sur la vitesse de Bohm sont négligeables pour $\delta_d \leq 10^{-5}$. Par ailleurs, nous avons montré que l'augmentation de l'électronégativité du plasma réduit la vitesse de Bohm.

REFERENCES

- [1] J. F. Hansen, W. van Breugel, E. M. Bringa, B. Eberly, G. A. Graham, B. A. Remington, E. A. Taylor, and A. G. G. M. Tielens, *Journal of Instrumentation* **6**, 05010 (2011).
- [2] D. Bohm, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field*: McGraw-Hill, New York (1949), Chap. 3.
- [3] L. Schott, *Phys. Fluids* **30**, 1795 (1987).
- [4] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [5] S. Belheouane, Calcul des densités électronique et ionique d'un plasma poussiéreux, Mémoire de Magister, Faculté de Physique USTHB (2009).
- [6] A. Tahraoui and A. Annou, *Phys. Plasmas* **19**, 014503 (2012).
- [7] S. Chekour and A. Tahraoui, *AIP Conf. Proc.* 1397, 291 (2011).
- [8] R. Z. Sagdeev, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) Vol. 4, pp. 23–91.
- [9] S. Chekour, A. Tahraoui and B. Zaham, *Phys. Plasmas* **19**, 053502 (2012).
- [10] K-U. Riemann, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **24**, 493 (1991).
- [11] A. Douglass, V. Land, K. Qiao, L. Matthews, and T. Hyde, *Phys. Plasmas* **19**, 013707 (2012).
- [12] B. Walch, M. Horanyi, and S. Robertson, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 838 (1995).
- [13] G. Sorasio, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, *JETP Lett.* **74**, 77 (2001).
- [14] D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **9**, 2988 (2002).
- [15] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
- [16] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22**, 179 (1994).
- [17] G. S. Selwyn, J. Singh, R. S. Bennett, In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** (4) (1989) 2758–2765.
- [18] I. Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer, A new type of electric discharge: the streamer discharge, *Science LX* (1557) (1924) 392.

- [19] J. Ma and J. Liu, Phys. Plasmas **4**, 253 (1997).
- [20] B. S. Xie, K. He and Z. Q. Huang, Phys. Lett. A **247**, 403 (1998).
- [21] F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996).
- [22] Zheng-Xiong Wang, Jin-Yuan Liu, Yue Liu, and Xiaogang Wang, Phys. Plasmas **12**, 012104 (2005).
- [23] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum, New York, 1974), Chap. 8.
- [24] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994).
- [25] B. P. Pandey and Anjan Dutta, Pramana-J. Phys. **65**, 117 (2005).

CHAPITRE III
ETUDE DES GAINES ELECTROSTATIQUES
MAGNETISEES D'UN PLASMA DE DECHARGE
POUSSIEREUX EN PRESENCE DES ELECTRONS
MONO-ENERGETIQUES

I. INTRODUCTION

Dans le chapitre deux, nous avons étudié les effets des électrons mono-énergétiques sur la vitesse de Bohm généralisée pour un plasma poussièreux électronégatif en absence du champ magnétique. Nous avons montré que la prise en compte des électrons mono-énergétiques et des grains de poussière augmente la vitesse de Bohm.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les propriétés physiques des gaines électrostatiques magnétisées en présence des grains de poussière mono-taille et un faisceau d'électrons mono-énergétiques [1]-[6]. Pour cela, nous allons présenter un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire basé sur les équations fluides. La charge des grains de poussière est décrite par le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML).

II. MODELE THEORIQUE

Nous considérons un plasma de décharge électrique tridimensionnel, stationnaire et magnétisé, confiné entre les deux électrodes d'un réacteur plasma. Les électrons (e) et les ions négatifs (j) sont supposés être en équilibre thermodynamique, par conséquent, ils obéissent à la distribution de Boltzmann. Ainsi, leurs densités sont données par les expressions suivantes [7]

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (3.1)$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (3.2)$$

où T_k est la température de l'espèce ' k ' ($k = e, j$) et ϕ est le potentiel électrostatique.

Les électrons mono-énergétiques (f) sont décrits par les équations fluides suivantes

$$\frac{d(n_f v_f)}{dz} = 0, \quad (3.3)$$

$$v_f \frac{dv_f}{dz} = \frac{e}{m_e} \frac{d\phi}{dz}. \quad (3.4)$$

Lorsque, la densité des grains de poussière (d) est suffisamment importante, ces derniers peuvent être décrits par le modèle fluide,

$$\frac{d(n_d v_d)}{dz} = 0, \quad (3.5)$$

$$v_d \frac{dv_d}{dz} = -\frac{q_d}{m_d} \frac{d\phi}{dz} + g, \quad (3.6)$$

où q_d , m_d et v_d sont la charge, la masse et la vitesse fluide des grains de poussière.

A partir du système d'équations (3.3)-(3.6), les densités et les vitesses fluides des électrons mono-énergétiques et celle des grains de poussière sont données par les expressions suivantes

$$N_f = \frac{n_f}{n_{f0}} = \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{-1/2}, \quad (3.7)$$

$$u_f = \frac{v_f}{v_{te}} = \sqrt{2} (\Phi_0 - \Phi)^{1/2}, \quad (3.8)$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} = \left(1 + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi\right)^{-1/2}, \quad (3.9)$$

$$u_d = \frac{v_d}{c_{ds}} = u_{d0} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{1/2}, \quad (3.10)$$

où $\Phi = -\frac{e\phi}{T_e}$ est le potentiel électrostatique normalisé à l'intérieur de la gaine

électrostatique, $\Phi_0 = -\frac{e\phi_0}{T_e}$ est le potentiel électrostatique de l'électrode normalisé,

$\xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}$ est la variable spatiale normalisée, $c_{ds} = \left(\frac{z_c T_e}{m_d} \right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique

poussiéreuse, $\lambda_{Di} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i0} e^2} \right)^{1/2}$ est la longueur de Debye ionique, $u_{d0} = \frac{v_{d0}}{c_{ds}}$ est la

vitesse fluide des grains de poussière normalisée et $\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi \Phi_d d\Phi$.

Les ions positifs sont également décrits par les équations fluides. En utilisant la géométrie de la figure (3.1), et en tenant compte de l'approximation stationnaire et de la présence du champ magnétique, la projection de l'équation de continuité (2.2) et l'équation de mouvement (2.3) données dans le chapitre 2 donne :

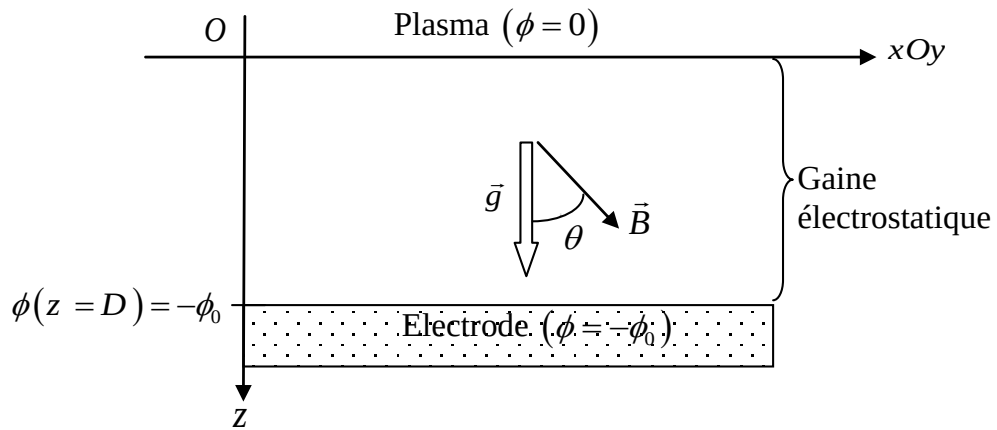


Figure (3.1): Géométrie du problème

$$\frac{d(n_i v_{iz})}{dz} = 0, \quad (3.11)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{ix}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{ix} + \frac{e}{m_i} B v_{iy} \cos \theta, \quad (3.12)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iy}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{iy} + \frac{e}{m_i} B (-v_{ix} \cos \theta + v_{iz} \sin \theta), \quad (3.13)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iz}}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - n_n \sigma_{in} v_i v_{iz} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{dp_i}{dz} - \frac{e}{m_i} B v_{iy} \sin \theta, \quad (3.14)$$

où $\vec{B}$ est un champ magnétique extérieur faisant un angle θ avec l'axe vertical Oz (Figure (1)), σ_{in} est la section efficace de la collision ion-gaz neutre [8], n_n est la densité du gaz neutre donnée par l'expression suivante

$$n_n = \frac{P_n}{T_n}, \quad (3.15)$$

où P_n et T_n sont la pression et la température du gaz neutre respectivement.

Pour lier les densités des particules des différentes espèces de notre plasma et le potentiel électrostatique, nous utilisons l'équation de Poisson donnée par l'expression suivante

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} (n_i e - n_e e - n_j e - n_f e + n_d q_d). \quad (3.16)$$

D'après la géométrie de notre modèle, où nous avons considéré une gaine électrostatique plane (Figure (3.1)), l'utilisation de l'approximation adiabatique pour les ions est imposée pour la stabilité de la gaine électrostatique [9]. Ainsi,

$$p_i = C n_i^\gamma, \quad (3.17)$$

où $\gamma = 3, 2, 5/3$ pour un plasma unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel respectivement et C est une constante calculée en supposant l'équation d'état pour un plasma non perturbé. Il s'en suit :

$$p_i = \frac{T_i n_i^{5/3}}{n_i^{2/3}}. \quad (3.18)$$

Finalement, l'équation de charge des grains de poussière est donnée par

$$v_d \frac{dq_d}{dz} = I_e + I_i + I_j + I_f, \quad (3.19)$$

où I_k ($k = e, i, j, f$) est le courant de l'espèce " k ".

D'après le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML), les expressions des courants pour les électrons, les ions négatifs, les ions positifs et les électrons mono-énergétiques, pour des grains de poussière sphériques de rayon r_d sont données par [10,11]

$$I_{e,j} = (8\pi)^{1/2} r_d^2 q_{e,j} n_{e,j} v_{te,tj} K_{e,j}(q_d), \quad (3.20)$$

$$I_{i,f} = \pi r_d^2 q_{i,f} n_{i,f} v_{i,f} K_{i,f}(q_d), \quad (3.21)$$

où,

$$K_{e,j}(q_d) = \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_{e,j}}\right), \quad \text{pour } q_d < 0, \quad (3.22)$$

$$K_i(q_d) = 1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2}$$

$$K_{e,j}(q_d) = 1 + \frac{eq_d}{r_d T_{e,j}}, \quad \text{pour } q_d > 0, \quad (3.23)$$

$$K_i(q_d) = \exp\left(\frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2}\right),$$

$$K_f(q_d) = 1 - \frac{q_d}{r_d (\phi_0 - \phi)}, \quad \text{pour } q_d \geq -r_d (\phi - \phi_0), \quad (3.24)$$

$$K_f(q_d) = 0 \quad \text{pour } q_d < -r_d (\phi - \phi_0), \quad (3.25)$$

En utilisant les grandeurs physiques adimensionnelles citées ci-dessus, le système d'équations (3.11)-(3.25) devient :

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = -\frac{1}{\gamma_i} (N_i - \delta_e N_e - \delta_j N_j - \delta_f N_f + \delta_d z_c \Phi_d N_d), \quad (3.26)$$

$$u_{iz} \frac{du_{ix}}{d\xi} = -\alpha_c u_i u_{ix} + \beta u_{iy} \cos \theta, \quad (3.27)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iy}}{d\xi} = -\alpha_c u_i u_{iy} + \beta (u_{iz} \sin \theta - u_{ix} \cos \theta), \quad (3.28)$$

$$u_{iz} \frac{du_{iz}}{d\xi} = \left(\frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha_c u_i u_{iz} - \beta u_{iy} \sin \theta \right) / \left(1 - \frac{5N_i^{2/3}}{3\gamma_i u_{iz}^2} \right), \quad (3.29)$$

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (3.30)$$

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = (8\pi)^{1/2} \frac{\lambda_{Di} r_d^2 n_{i0}}{z_c u_{d0} c_{ds}} N_d \times \left(\left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} c_{is} u_{i0} K_i(\Phi_d) - \delta_e v_{te} \exp(-\Phi) K_e(\Phi_d) \right. \\ \left. - \delta_j v_{tj} \exp(-\gamma_j \Phi) K_j(\Phi_d) - \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \delta_f v_{f0} K_f(\Phi_d) \right) \quad , \quad (3.31)$$

où $u_{ix} = \frac{v_{ix}}{c_{is}}$, $u_{iy} = \frac{v_{iy}}{c_{is}}$, $u_{iz} = \frac{v_{iz}}{c_{is}}$ sont les composantes du vecteur vitesse des ions

positifs normalisées dans le repère Oxyz (Figure (3.1)), $c_{is} = \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2}$ est la vitesse

acoustique ionique, $N_k = \frac{n_k}{n_{k0}}$, $\delta_k = \frac{n_{k0}}{n_{i0}}$ sont la densité normalisée et la fraction de

particules de l'espèce "k" ($k = e, i, j, f, d$) à l'équilibre respectivement,

$\gamma_k = \frac{T_e}{T_k}$ ($k = e, j$), $\alpha_c = \lambda_{Di} \sigma_{in} n_n$ est le paramètre de collisionnalité qui exprime le

nombre de collisions ion-gaz neutre sur une longueur de Debye, $\beta = \frac{e B \lambda_{Di}}{m_i c_{is}}$ est le

paramètre qui tient compte de la présence du champ magnétique.

Les équations (3.26)-(3.31) constituent un système complet d'équations différentielles non linéaires et couplées qui décrit la formation des gaines électrostatiques collisionnelles d'un plasma poussiéreux stationnaire en présence d'un champ magnétique et d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques. Il est évident que ces équations n'admettent pas de solutions analytiques et que seules des solutions numériques sont possibles.

III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

Les équations (3.26)-(3.31) sont des équations différentielles fortement non linéaires. Ainsi, elles sont très sensibles au choix des conditions initiales. De plus, notre système d'équations différentielles contient deux échelles de variation spatiale, à savoir, une échelle rapide et une échelle lente. Pour remédier à ce problème, nous

avons développé un code numérique en utilisant la méthode de Runge-Kutta-Feldberg où le pas d'intégration des équations est variable.

Pour notre simulation numérique, nous avons considéré un plasma d'oxygène contenant des grains de poussière de graphite ($\rho_d = 2g/cm^3$). Les ions positifs et les ions négatifs sont O_2^+ et O_2^- respectivement. Les paramètres physiques utilisés sont :, $T_e = 2eV$, $T_i = T_j = 0.01eV$, $n_{i_0} = 10^9 cm^{-3}$, $u_{i_0} = 1.5$, $u_{d_0} = 3$, $\theta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$, $r_d = 2\mu m$, $\phi_0 = 4V$ et $\alpha_c = 0.008$.

Le calcul du potentiel de la surface des grains de poussière à l'équilibre Φ_{d0} se fait en résolvant l'équation (3.31) pour $\Phi = 0$. Il résulte,

$$\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} c_{is} u_{i0} K_i(\Phi_{d0}) - \delta_e v_{te} K_e(\Phi_{d0}) - \delta_j v_{tj} K_j(\Phi_{d0}) - \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \delta_f v_{f0} K_f(\Phi_{d0}) = 0 \quad (3.32)$$

La fraction de particules des électrons à l'équilibre δ_e est calculée en considérant l'équation de quasi-neutralité du plasma ($\Phi = 0$),

$$\delta_e = 1 - \delta_j - \delta_f + \delta_d z_c \Phi_{d0}. \quad (3.33)$$

Pour résoudre le système d'équations (3.26)-(3.31), nous avons utilisé les conditions initiales suivantes :

$$\Phi(\xi = 0) = 0, \quad (3.34)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \alpha_c u_{i0}^2, \quad (3.35)$$

$$u_{ix}(\xi = 0) = 0, \quad (3.36)$$

$$u_{iy}(\xi = 0) = 0, \quad (3.37)$$

$$u_{iz}(\xi = 0) = u_{i0} \text{ [12]}, \quad (3.38)$$

$$\Psi(\xi = 0) = 0, \quad (3.39)$$

$$\Phi_d(\xi = 0) = \Phi_{d0}, \quad (3.40)$$

La condition initiale (3.35) est obtenue en résolvant l'équation (3.29) à l'équilibre ($\Phi = 0$) et en considérant que les ions positifs rentrent dans la gaine électrostatique

avec une accélération nulle $\left(\frac{du_i}{d\xi}(\xi = 0) = 0 \right)$.

L'épaisseur de la gaine électrostatique D est calculée de la manière suivante : nous supposons une distance de simulation numérique L qui est relativement grande par rapport à l'épaisseur de la gaine électrostatique D ($L \gg D$). Ainsi, nous obtenons le potentiel électrostatique Φ à l'intérieur de la gaine électrostatique en fonction de la variable spatiale normalisée ξ . Ensuite, pour un potentiel électrostatique donné de l'électrode Φ_0 , il lui correspond l'épaisseur D de la gaine électrostatique.

Dans les figures (3.2)-(3.5), nous avons représenté les différents paramètres de la gaine électrostatique, à savoir, le potentiel électrostatique normalisé Φ , la densité électronique normalisée N_e , la densité normalisée N_i et la vitesse normalisée u_i des ions positifs respectivement, le potentiel normalisée Φ_d et la densité normalisée N_d des grains de poussière respectivement, pour deux valeurs de la fraction des ions négatifs δ_j , deux valeurs du champ magnétique B , et deux valeurs de la fraction des électrons mono-énergétiques δ_f en présence et en absence du champ magnétique B .

Dans la figure (3.2), nous avons étudié les effets de l'électronégativité du plasma sur les propriétés physiques de la gaine électrostatique. A cet effet, nous

avons étudié deux cas: le premier cas consiste à supposer un plasma en absence des ions négatifs (plasma électropositif) et un deuxième cas où nous avons considéré un plasma en présence des ions négatifs (plasma électronégatif). Nous observons que la présence des ions négatifs réduit de façon considérable l'épaisseur de la gaine électrostatique. Pour $\delta_j = 0.2$, l'épaisseur est réduite de 31%. En effet, la présence des ions négatifs réduit la fraction des électrons (Eq. (3.33)). Ainsi, l'attachement de ces derniers par les grains de poussière est également réduit comme le montre la figure (3.2e) étant donné que les ions négatifs sont moins énergétiques que les électrons ($T_j \ll T_e$). Par conséquent, la séparation de charges ainsi que l'épaisseur de la gaine électrostatique sont réduites.

Dans la figure (3.3), nous avons étudié les effets du champ magnétique sur la structure de la gaine électrostatique. Nous observons que l'épaisseur de la gaine diminue lorsque B augmente. En effet, la présence du champ magnétique ralentit le mouvement des ions par l'intermédiaire de la force de Lorentz $\vec{F}_m = q_i \vec{v}_i \times \vec{B}$, ce qui augmente la densité ionique comme le montre les figures (3.3c)-(3.3d). Cette augmentation de la densité des particules chargées induit une augmentation du champ électrique $E = -\frac{d\phi}{dz}$ à l'intérieur de la gaine électrostatique. Comme le gradient du potentiel électrostatique est constant ($\phi(z=0)=0$ et $\phi(z=D)=\phi_0 < 0$), il résulte une diminution de l'épaisseur de la gaine électrostatique. Dans le cas où le champ magnétique $\vec{B}$ est important, le mouvement des ions est très perturbé et il devient hélicoïdal. La figure (3.3b) montre que les électrons relativement plus énergétiques que les ions ($T_e \gg T_i$), sont moins affectés par le champ magnétique.

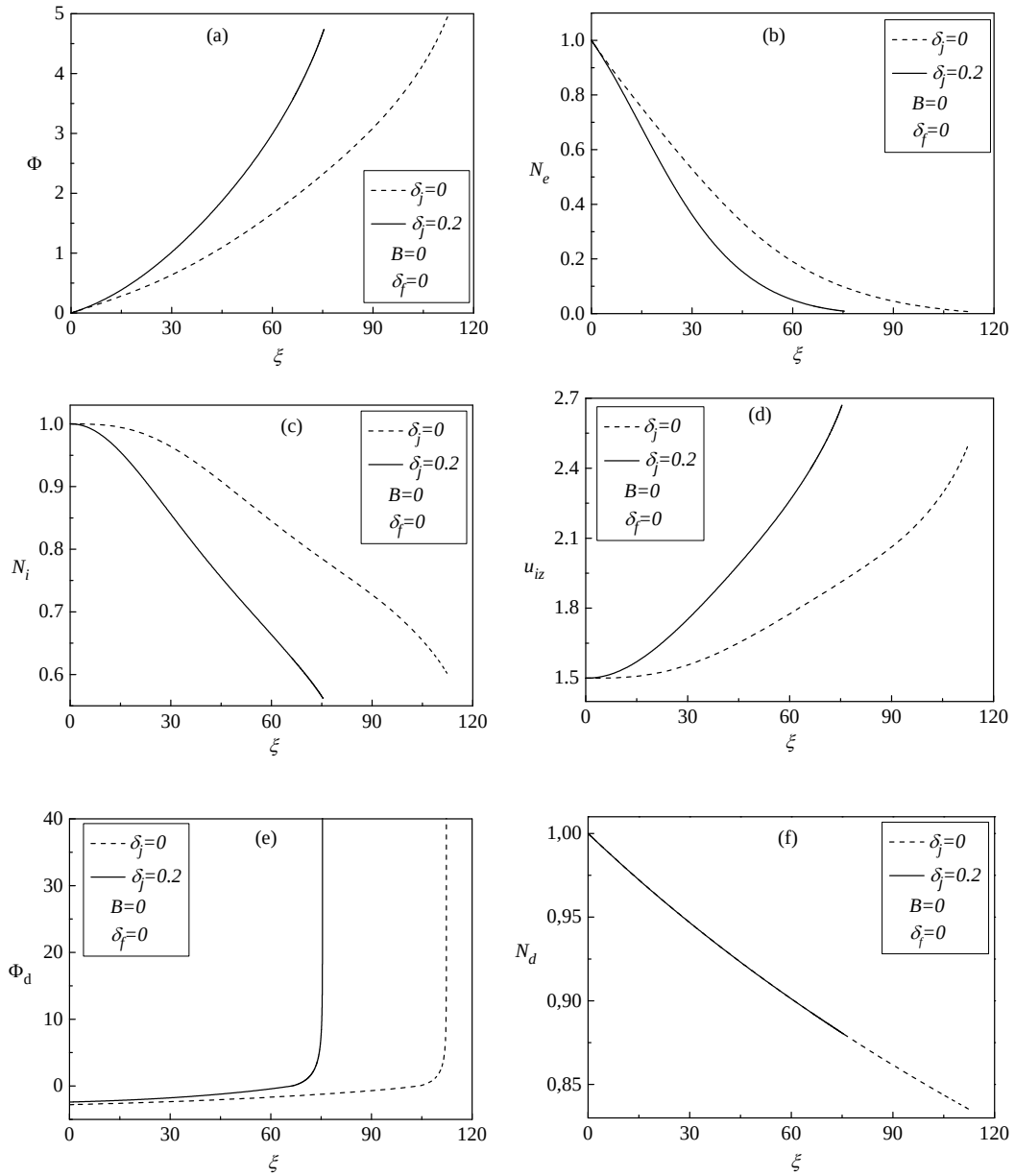


Figure (3.2) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c), vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions positifs respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour deux valeurs de la fraction des ions positifs δ_j .

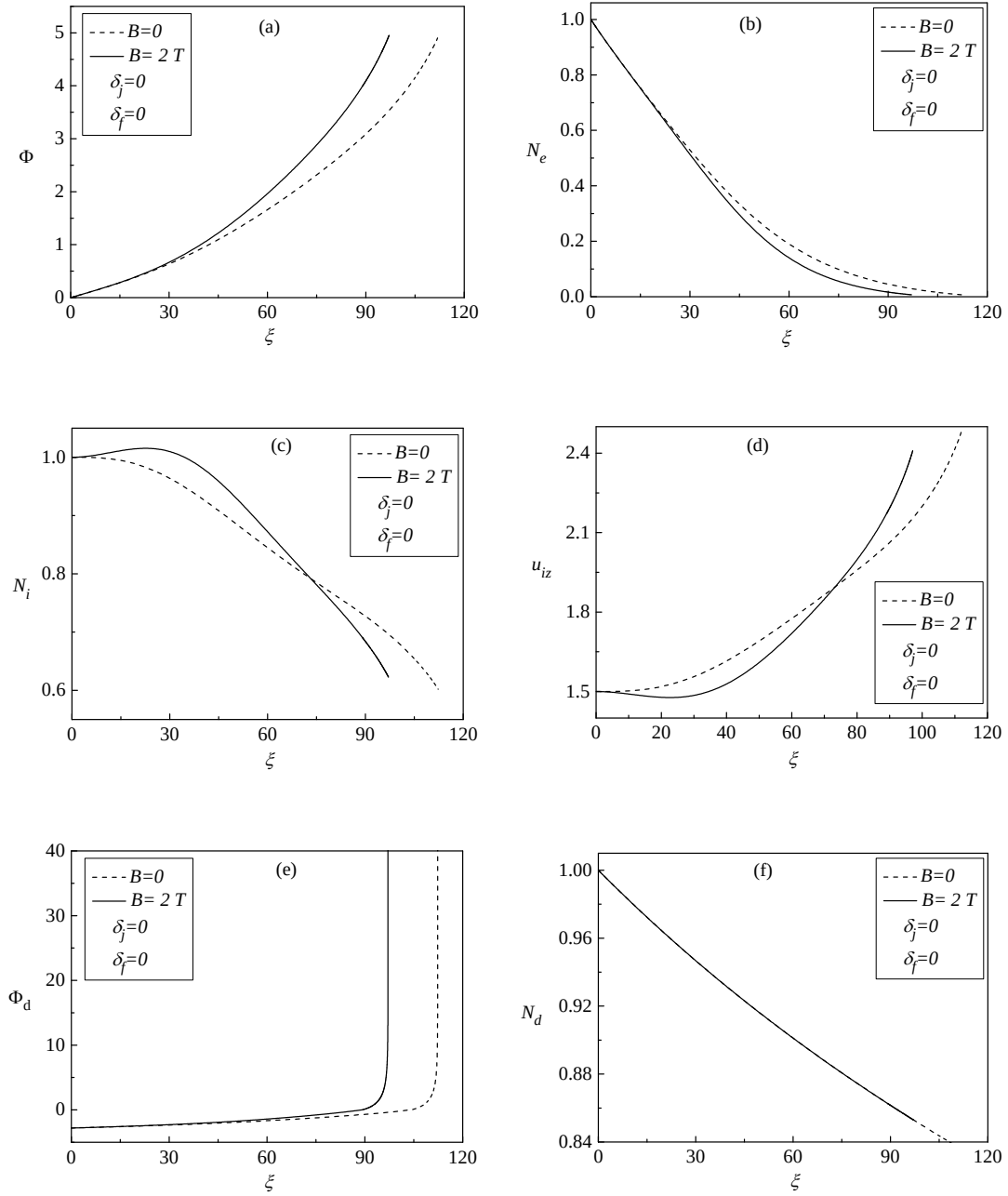


Figure (3.3) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c), vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions positifs respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour deux valeurs du champ magnétique B .

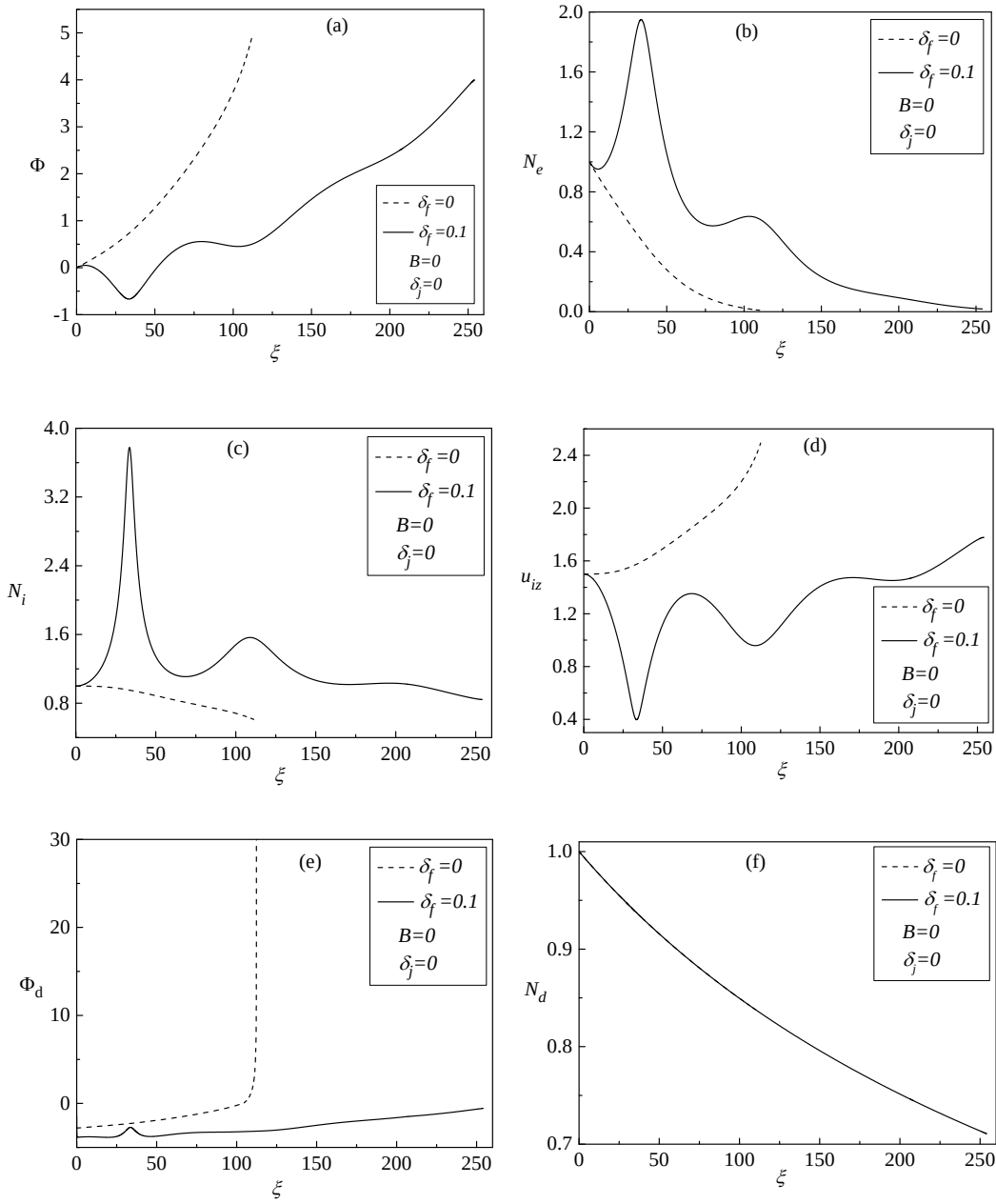


Figure (3.4) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c), vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions positifs respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour deux valeurs de la fraction des électrons mono-énergétiques δ_f .

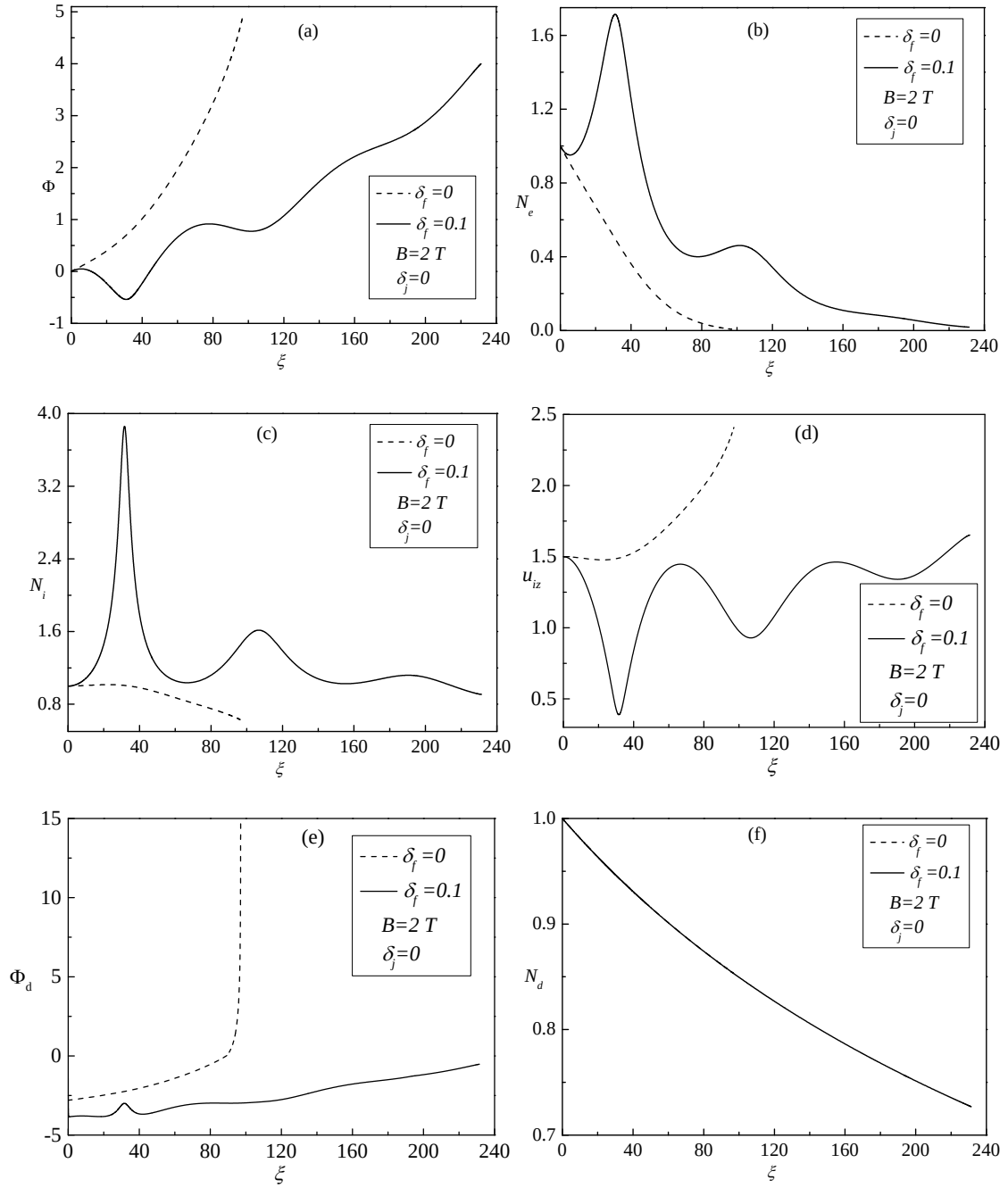


Figure (3.5) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c), vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions positifs respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour deux valeurs de la fraction des électrons mono-énergétiques δ_f .

Pour terminer cette étude, nous avons étudié les effets des électrons mono-énergétiques provenant du bombardement de l'électrode par le flux ionique. Pour cela, nous avons examiné les effets de ces derniers sur la gaine électrostatique en absence (Fig. (3.4)) et en présence du champ magnétique (Fig. (3.5)) respectivement. En absence du champ magnétique, les électrons mono-énergétiques modifient considérablement les paramètres physiques de la gaine électrostatique. Nous observons de très fortes oscillations qui sont dues au phénomène de charge des grains de poussière comme le montre la figure 4e étant donné que ces derniers sont très énergétiques et sont capables de franchir la barrière de potentiel autour des grains de poussière. Par conséquent, la séparation de charges ainsi que l'épaisseur de la gaine électrostatique augmentent. Pour $\delta_f = 0.1$, l'épaisseur est élargie de 136%. Nous notons que la présence des électrons mono-énergétiques au détriment des électrons boltzmanniens joue le rôle inverse des ions négatifs qui sont moins énergétiques que les électrons boltzmanniens.

La figure (3.5) montre que l'effet du champ magnétique en présence des électrons mono-énergétiques sur les paramètres physiques de la gaine électrostatique est secondaire.

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés des gaines électrostatiques non collisionnelles à basse pression d'un plasma de décharge électronégatif magnétisé en présence des grains de poussière mono-taille et d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire où les électrons et les ions négatifs sont décrits par la statistique de Boltzmann, tandis que les ions positifs, les électrons mono-énergétiques et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. La charge des grains de poussière est décrite par le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML).

Nous avons montré que la présence des ions négatifs, au détriment des électrons boltzmanniens plus énergétiques ($T_j \ll T_e$), réduit l'attachement de ces derniers par les grains de poussière ainsi que la séparation de charges. Par

conséquent, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite de façon considérable. Nous avons également montré que la présence du champ magnétique ralentit le mouvement des particules chargées par l'intermédiaire de la force de Lorentz. Il résulte aussi une diminution de la gaine électrostatique. Cependant, la prise en compte des électrons mono-énergétiques, provenant du bombardement de l'électrode par le flux des ions positifs, modifié considérablement les paramètres physiques de la gaine électrostatique en produisant des fluctuations très importantes de ces derniers ainsi qu'un élargissement très significatif de la gaine électrostatique. Pour terminer ce chapitre, nous avons montré que l'effet du champ magnétique, en présence des électrons mono-énergétiques est secondaire.

REFERENCES

- [1] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg, IEEE Trans. Plasma Sci. **22**, 179 (1994).
- [2] B. Walch, M. Horanyi, and S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **75**, 838 (1995).
- [3] M. Sharifian and B. Shokri, Phys. Plasmas **14**, 093503 (2007).
- [4] S. Chekour, A. Tahraoui and B. Zaham, 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics (EPS 2012 & ICPP 2012), Stockholm, Sweden, 2-6 July 2012.
- [5] S. Chekour et A. Tahraoui, 10^{ème} Congrès National de la Physique et de ses Applications (CNPA 2012), 20-22 Novembre 2012, Mostaganem.
- [6] A. Tahraoui, S. Chekour et B. Zaham, 9^{ème} Congrès National de la Physique et de ces Applications, 24-26 Octobre 2010, Ouargla.
- [7] S. V. Vladimirov et Nambu, Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995) ; S. V. Vladimirov et O. Ishihara, Phys. Plasmas **3**, 444 (1996).
- [8] 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.
- [9] K-U. Riemann, J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 493 (1991).
- [10] B. Walch, M. Horanyi, and S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **75**, 838 (1995).
- [11] G. Sorasio, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, JETP Lett. **74**, 77 (2001).
- [12] S. Chekour, A. Tahraoui and B. Zaham, Phys. Plasmas **19**, 053502 (2012).

CHAPITRE IV

EFFETS DE LA DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POURSSIERE SUR LES GAINES ELCTROSTATIQUES MAGNETISEES

I. INTRODUCTION

A l'exception des chercheurs astrophysiciens, l'exploitation où la prise en compte des grains de poussière était vraiment secondaire pour les chercheurs qui s'intéressaient à la physique des milieux ionisés [1]. En 1989 et dans un réacteur industriel de la compagnie IBM, Selwyn et *al.* ont pu mettre en évidence la présence des grains de poussière en utilisant la diffusion d'un laser [2]. Désormais, cette découverte a déclenché une révolution dans le domaine des plasmas poussiéreux.

Auparavant, les grains de poussière étaient considérés comme étant des sphères mono-taille. Par la suite, plusieurs travaux ont été consacrés à la distribution de taille des grains de poussière dans l'étude des ondes dans les plasmas [3]-[9]. Benlemdjaldi *et al.* [10] ont été les premiers à étudier les effets de la distribution de taille des grains de poussière dans les gaines électrostatiques non magnétisées. Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux effets de la distribution de taille des grains de poussière dans les gaines électrostatiques en tenant compte de la présence d'un champ magnétique externe [11]-[14]. Notons que dans ce chapitre, nous négligeons la présence des ions négatifs et les électrons mono-énergétiques dans le but d'éviter le chevauchement de leurs effets avec ceux de la distribution de taille.

II. MODELE THEORIQUE

Dans cette partie, nous allons étudier les effets de la distribution de taille des grains de poussière dans un plasma en présence d'un champ magnétique extérieur $\vec{B}$ faisant un angle θ avec l'axe vertical Oz , confiné entre les deux électrodes d'un réacteur plasma (plasma de laboratoire), contenant des électrons (e), des ions positifs (i) et des grains de poussière (d). Nous supposons aussi que la gaine électrostatique est située entre $z=0$ et l'électrode (la pré-gaine a été négligée) (Figure (3.1)).

Les électrons sont supposés être en équilibre thermodynamique. Par conséquent, ils obéissent à la distribution de Boltzmann,

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (4.1)$$

où T_e est la température des électrons et ϕ est le potentiel électrostatique.

Les ions dans la gaine sont régis par les équations de continuité et de mouvement données par les expressions suivantes [15,16]

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = k_i n_i n_e, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \nabla \vec{v}_i = \frac{\vec{F}_c}{m_i} + \frac{e}{m_i} (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \frac{\nabla p_i}{n_i m_i}, \quad (4.3)$$

où p_i , m_i , $\vec{v}_i$, et n_i sont la pression, la masse, la vitesse et la densité des ions respectivement, $\vec{B}$ est le champ magnétique, et k_i est le taux d'ionisation par impact électronique. Dans le cas d'un plasma d'argon, il est donné par l'expression suivante [17]

$$k_i = 5 \times 10^{-8} \exp\left(-\frac{15.5}{T_e}\right), \quad (4.4)$$

La force moyenne due aux collisions élastiques du flux ionique avec les atomes ou molécules du gaz neutre est donnée par [18]

$$\vec{F}_c = -m_i n_n \sigma_{in} v_i \vec{v}_i, \quad (4.5)$$

où σ_{in} est la section efficace de la collision ion-atome ou molécule du gaz neutre [19] et n_n est la densité du gaz neutre. Cette dernière est considérée constante étant

donné que la fraction d'atomes ou molécules ionisés est très faible $\left(\alpha_i = \frac{n_i}{n_n} \approx 10^{-4}\right)$.

Elle est donnée par la loi des gaz parfaits

$$n_n = \frac{p_n}{T_n}, \quad (4.6)$$

où p_n et T_n sont la pression et la température du gaz neutre respectivement.

D'après Riemann [18, 20], l'approximation fluide pour les ions dans une gaine électrostatique plane est consistante si le flux ionique est adiabatique. Par conséquent, la pression des ions est liée à la densité ionique par l'expression suivante (Eq. (3.18)),

$$p_i = \frac{T_i n_i^{5/3}}{n_i^{2/3}} \quad (4.7)$$

En utilisant l'approximation stationnaire, l'approximation adiabatique pour le flux ionique (Eq. (4.7)) et la géométrie du problème indiquée dans la figure (3.1), la projection des équations (4.2)-(4.3) donne :

$$v_{iz} \frac{dn_i}{dz} = -n_i \frac{dv_{iz}}{dz} + k_i n_n n_e, \quad (4.8)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{ix}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{ix} + \frac{eB}{m_i} \cos \theta v_{iy}, \quad (4.9)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iy}}{dz} = -n_n \sigma_{in} v_i v_{iy} + \frac{eB}{m_i} (-v_{ix} \cos \theta + v_{iz} \sin \theta), \quad (4.10)$$

$$v_{iz} \frac{dv_{iz}}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - n_n \sigma_{in} v_i v_{iz} - \frac{eB}{m_i} v_{iy} \sin \theta - \frac{5T_i}{3m_i} \frac{1}{n_{i0}^{2/3} n_i^{1/3}} \frac{dn_i}{dz}. \quad (4.11)$$

Les impuretés dans la gaine électrostatique sont considérées comme étant des grains de poussière de forme sphérique multi-tailles. Les équations fluides pour un grain de poussière de rayon r_{dk} , de masse m_{dk} , de charge q_{dk} , de densité n_{dk} et animé de la vitesse $\vec{v}_{dk}$ sont données par :

$$\frac{\partial n_{dk}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{dk} \vec{v}_{dk}) = 0, \quad (4.12)$$

$$m_{dk} \left(\frac{\partial \vec{v}_{dk}}{\partial t} + \vec{v}_{dk} \cdot \nabla \vec{v}_{dk} \right) = \vec{f}_{ek} + \vec{f}_{gk} + \vec{f}_{idk} + \vec{f}_{ndk}, \quad (4.13)$$

où $\vec{f}_{ek}$, $\vec{f}_{gk}$, $\vec{f}_{idk}$, et $\vec{f}_{ndk}$ sont la force électromagnétique, la force de gravité, la force de résistance ionique et la force de résistance du gaz neutre exercées sur le " $k^{ième}$ " grain de poussière à l'intérieur de la gaine électrostatique respectivement. Les expressions de ces forces sont données dans le chapitre I par les expressions (1.35)-(1.40).

Nous notons que les gradients de température à l'intérieur de la gaine électrostatique sont considérés comme étant faibles. Ainsi, la force thermophorétique (Eq. (1.41)) a été négligée.

En utilisant l'approximation stationnaire et la géométrie de la figure (3.1), la projection des équations (4.12)-(4.13) donne :

$$v_{dkz} \frac{dn_{dk}}{dz} = -n_{dk} \frac{dv_{dkz}}{dz}, \quad (4.14)$$

$$v_{dkz} \frac{dv_{dkx}}{dz} = \frac{q_{dk}}{m_{dk}} B \cos \theta v_{dky} + \frac{f_{idkx} + f_{ndkx}}{m_{dk}}, \quad (4.15)$$

$$v_{dkz} \frac{dv_{dky}}{dz} = \frac{q_{dk}}{m_{dk}} B (\sin \theta v_{dkz} - \cos \theta v_{dkx}) + \frac{f_{idky} + f_{ndky}}{m_{dk}}, \quad (4.16)$$

$$v_{dkz} \frac{dv_{dkz}}{dz} = -\frac{q_{dk}}{m_{dk}} \frac{d\phi}{dz} - \frac{q_{dk}}{m_{dk}} B \sin \theta v_{dky} + g + \frac{f_{idkz} + f_{ndkz}}{m_{dk}}. \quad (4.17)$$

En utilisant l'approximation stationnaire [21]-[25], la charge du " $k^{ième}$ " grain de poussière est donnée par l'expression suivante,

$$v_{dk} \frac{dq_{dk}}{dz} = I_{ek} + I_{ik}, \quad (4.18)$$

où I_{lk} ($l = e, i$) est le courant de l'espèce " l ".

Dans le cadre du modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML), les expressions des courants I_{lk} ($l = e, i$) sont données par [22]-[28]

$$I_{ek} = (8\pi)^{1/2} r_{dk}^2 q_e n_e v_{te} K_{ek}(q_{dk}), \quad (4.19)$$

$$I_{ik} = \pi r_{dk}^2 q_i n_i v_i K_{ik}(q_{dk}), \quad (4.20)$$

où,

$$\begin{aligned} K_{ek}(q_{dk}) &= \exp\left(\frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_e}\right), \\ K_{ik}(q_{dk}) &= 1 - \frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2} \end{aligned} \quad \text{pour } q_{dk} < 0, \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} K_{ek}(q_{dk}) &= 1 + \frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_e} \\ K_{ik}(q_{dk}) &= \exp\left(\frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2}\right) \end{aligned} \quad \text{pour } q_{dk} > 0. \quad (4.22)$$

Pour fermer le système d'équations précédentes, nous utilisons l'équation de Poisson donnée par l'expression suivante

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left(n_i e - n_e e + \sum_k n_{dk} q_{dk} \right). \quad (4.23)$$

Dans la suite de ce travail et pour des raisons de simplicité, nous utilisons les grandeurs physiques adimensionnelles suivantes : $\Phi = -\frac{e\phi}{T_e}$, $\xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}$, $u_{il} = \frac{v_{il}}{c_{is}}$

$$(l = x, y, z), \quad c_{is} = \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2}, \quad N_l = \frac{n_l}{n_{i0}} \quad (l = e, i, d), \quad \delta_l = \frac{n_{l0}}{n_{i0}} \quad (l = e, d), \quad \alpha_c = \lambda_{Di} \sigma_{in} n_n,$$

$$\beta = \frac{e B \lambda_{Di}}{m_i c_{is}}, \quad \Phi_d = \frac{e q_{dk}}{r_{dk} T_e}, \quad u_{dkl} = \frac{v_{dkl}}{c_{dsm}} \quad (l = x, y, z), \quad u_{dkz0} = \frac{v_{dkz0}}{c_{dsm}}, \quad c_{dsm} = \left(\frac{z_{cm} T_e}{m_{dm}} \right)^{1/2},$$

$z_{cm} = \frac{r_{dm} T_e}{e^2}$, où r_{dm} et m_{dm} sont le rayon moyen et la masse moyenne des grains de poussière respectivement.

La résolution de l'équation (4.17) donne :

$$u_{dkz} = u_{dkz0} \left(1 + \frac{G_m}{u_{dkz0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{\tilde{r}_d^2 u_{dkz0}^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_{dk})}{\tilde{r}_d^3 u_{dkz0}^2} - \frac{2A_m \Theta(\xi, r_{dk})}{\tilde{r}_d^2 u_{dkz0}^2} \right)^{1/2}, \quad (4.24)$$

$$N_{dk} = \left(1 + \frac{G_m}{u_{dkz0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{\tilde{r}_d^2 u_{dkz0}^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_{dk})}{\tilde{r}_d^3 u_{dkz0}^2} - \frac{2A_m \Theta(\xi, r_{dk})}{\tilde{r}_d^2 u_{dkz0}^2} \right)^{-1/2}, \quad (4.25)$$

où

$$\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi \Phi_d d\Phi, \quad (4.26)$$

$$\Omega(\xi, r_d) = \int_0^\xi (F_{idkz} + F_{ndkz}) d\xi, \quad (4.27)$$

$$\Theta(\xi, r_d) = \int_0^\xi \Phi_d u_{dy} d\xi, \quad (4.28)$$

$$\tilde{r}_d = \frac{r_d}{r_{dm}}, \quad G_m = \frac{2g \lambda_{Di}}{c_{dsm}^2}, \quad A_m = \frac{c_{dsm}}{c_{is}} \beta \sin \theta, \quad F_{hkl} = \frac{f_{hkl}}{f_0}, \quad (h = id, nd \text{ et } l = x, y, z) \text{ et}$$

$$f_0 = \frac{z_{cm} T_e}{\lambda_{Di}}.$$

Nous notons que nous avons supposé que tous les grains de poussière ont le même potentiel de la surface Φ_d . Cette approximation est justifiée par le fait que ces derniers sont de même nature.

Dans le cas où le pas de discrétisation du rayon des grains de poussière est très petit, la sommation discrète dans l'équation de Poisson (4.30) peut être remplacée par une intégration,

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left(N_i - \delta_e N_e + \delta_d z_{cm} \Phi_d \int_{r_{d\min}}^{r_{d\max}} \tilde{r}_d dN_d(r_d) \right), \quad (4.29)$$

où nous avons introduit la densité des grains de poussière élémentaire donnée par

$$dN_d(r_d) = \left(1 + \frac{G_m}{u_{dz0}^2(r_d)} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{\tilde{r}_d^2 u_{dz0}^2(r_d)} + \frac{2\Omega(\xi, r_d)}{\tilde{r}_d^3 u_{dz0}^2(r_d)} - \frac{2A_m \Theta(\xi, r_d)}{\tilde{r}_d^2 u_{dz0}^2(r_d)} \right)^{-1/2} f(r_d) dr_d, \quad (4.30)$$

La fonction de distribution de la taille des grains de poussière $f(r_d)$ est définie entre le rayon minimum $r_{d\min}$ et le rayon maximum $r_{d\max}$ des grains de poussière. En dehors de cet intervalle, la fonction de distribution est nulle.

Dans la littérature, il existe plusieurs fonctions de distribution de taille des grains de poussière pour les plasmas astrophysiques, telles que la distribution en loi de puissance, la distribution Log-Normale et la distribution Gaussienne [29]-[33]. Les propriétés physiques de cette dernière fonction de distribution lui permettent d'être utilisée même pour les plasmas de laboratoire obtenus lors d'une décharge électrique.

Elle est définie par l'expression suivante,

$$f(r_d) = \begin{cases} D \exp(-\mu(r_d - r_{dm})^2), & \text{pour } r_{d \min} \leq r_d \leq r_{d \max} \\ 0, & \text{ailleurs} \end{cases}, \quad (4.31)$$

où le rayon moyen des grains de poussière r_{dm} , les constantes D et μ sont déterminées par les expressions suivantes,

$$r_{dm} = \int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} r_d f(r_d) dr_d, \quad (4.32)$$

$$\int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} f(r_d) dr_d = 1, \quad (4.33)$$

$$f(r_{d \min}) = f(r_{d \max}) = \varepsilon' f(r_{dm}). \quad (4.34)$$

La constante ε' est généralement égale à 0,01.

Pour décrire la charge des grains de poussière, le passage du cas discret au cas continu se fait en multipliant les deux membres de l'équation (4.18), par la fonction de distribution (4.31) et en utilisant les expressions (4.19)-(4.22). Ensuite, nous intégrons l'équation obtenue sur l'intervalle $r_{d \min} \leq r_d \leq r_{d \max}$ pour aboutir à l'équation suivante :

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = \frac{\pi \lambda_{Di} r_{dm}^2 n_{i0} c_{is}}{z_{cm} c_{dsm}} \left(N_i u_i K_i(\Phi_d) - \delta_e \exp(-\Phi) \left(\frac{8m_i}{\pi m_e} \right)^{1/2} K_e(\Phi_d) \right) \times \int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} \frac{\tilde{r}_d}{u_{d0}(r_d)} dN_d(r_d), \quad (4.35)$$

où

$$K_e(\Phi_d) = \begin{cases} \exp(\Phi_d) & \text{si } \Phi_d \leq 0 \\ 1 + \Phi_d & \text{si } \Phi_d > 0 \end{cases}, \quad (4.36)$$

$$K_i(\Phi_d) = \begin{cases} 1 - \frac{2\Phi_d}{u_i^2} & \text{si } \Phi_d \leq 0 \\ \exp\left(\frac{2\Phi_d}{u_i^2}\right) & \text{si } \Phi_d > 0 \end{cases} \quad (4.37)$$

Pour calculer les intégrales dans les équations (4.29)-(4.30) et (4.35), nous utilisons le théorème de la valeur moyenne généralisée,

$$\int_a^b g(x)h(x)dx = g(\beta) \int_a^b h(x)dx,$$

où g et h sont deux fonctions continues sur l'intervalle $[a, b]$, et β est une constante comprise entre a et b ($a \leq \beta \leq b$).

Ainsi, la densité des grains de poussière normalisée est donnée par :

$$N_d(\xi, \Phi) = \left(1 + G_m \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{dz0}^2(r_d = r_{dm})} + \frac{2\Omega(\xi, r_d = r_{dm})}{u_{dz0}^2(r_d = r_{dm})} - \frac{2A_m \Theta(\xi, r_d = r_{dm})}{u_{dz0}^2(r_d = r_{dm})} \right)^{-1/2} \quad (4.38)$$

De plus, les équations précédentes deviennent :

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left(N_i - \delta_e \exp(-\Phi) + \delta_d z_{cm} \Phi_d \frac{\alpha_2}{r_{dm}} \times \left(\left(1 + \frac{G_m \xi}{u_{dz0}^2(r_d = \alpha_2)} \right) \frac{\alpha_2}{r_{dm}} + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{dz0}^2(r_d = \alpha_2)} + \frac{2\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{u_{dz0}^2(r_d = \alpha_2)(\alpha_2 / r_{dm})} \right)^{-1/2} \right), \quad (4.39)$$

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \left(-\frac{N_i}{u_{iz}^2} \frac{d\Phi}{d\xi} + \alpha_c \frac{N_i u_i}{u_{iz}} + \beta \sin \theta \frac{N_i u_{iy}}{u_{iz}^2} + \frac{\lambda_{Di} k_i n_n \delta_e \exp(-\Phi)}{c_{is} u_{iz}} \right) / \left(1 - \frac{5}{3\gamma_i} \frac{N_i^{2/3}}{u_{iz}^2} \right), \quad (4.40)$$

$$\frac{du_{ix}}{d\xi} = -\alpha_c \frac{u_i u_{ix}}{u_{iz}} + \beta \cos \theta \frac{u_{iy}}{u_{iz}}, \quad (4.41)$$

$$\frac{du_{iy}}{d\xi} = -\alpha_c \frac{u_i u_{iy}}{u_{iz}} + \beta \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{u_{ix}}{u_{iz}} \right), \quad (4.42)$$

$$\frac{du_{iz}}{d\xi} = \left(\frac{1}{u_{iz}} \frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha_c u_i - \beta \sin \theta \frac{u_{iy}}{u_{iz}} - \frac{5}{3\gamma_i} \frac{\lambda_{Di} k_i n_n \delta_e \exp(-\Phi)}{c_{is} u_{iz}^2 N^{1/3}} \right) / \left(1 - \frac{5}{3\gamma_i} \frac{N_i^{2/3}}{u_{iz}^2} \right), \quad (4.43)$$

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (4.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_d}{d\xi} = & \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_{dm} \alpha_2}{z_{cm} c_{dsm} u_{dz0} (r_d = \alpha_2)} \times \\ & \left(\left(1 + \frac{G_m \xi}{u_{dz0}^2 (r_d = \alpha_2)} \right) \frac{\alpha_2^2}{r_{dm}^2} + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{dz0}^2 (r_d = \alpha_2)} + \right. \\ & \left. \frac{2\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{u_{dz0}^2 (r_d = \alpha_2) (\alpha_2 / r_{dm})} - \frac{2A_m \Theta(\xi, r_d = \alpha_2)}{u_{dz0}^2 (r_d = \alpha_2)} \right)^{-1/2} \times \\ & \left(\left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} c_{is} N_i u_i K_i(\Phi_d) - \delta_e v_{te} \exp(-\Phi) K_e(\Phi_d) \right) \end{aligned} \quad (4.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_{dx}(r_d = \alpha_1)}{d\xi} = & \beta \cos \theta \frac{c_{dsm}}{c_{is}} \frac{r_{dm}^2}{\alpha_1^2} \Phi_d \frac{u_{dy}(r_d = \alpha_1)}{u_{dz}(r_d = \alpha_1)} + \\ & \frac{r_{dm}^3}{\alpha_1^3} \frac{(F_{idx}(r_d = \alpha_1) + F_{ndx}(r_d = \alpha_1))}{u_{dz}(r_d = \alpha_1)}, \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_{dx}(r_d = \alpha_2)}{d\xi} = & \beta \cos \theta \frac{c_{dsm}}{c_{is}} \frac{r_{dm}^2}{\alpha_2^2} \Phi_d \frac{u_{dy}(r_d = \alpha_2)}{u_{dz}(r_d = \alpha_2)} + \\ & \frac{r_{dm}^3}{\alpha_2^3} \frac{(F_{idx}(r_d = \alpha_2) + F_{ndx}(r_d = \alpha_2))}{u_{dz}(r_d = \alpha_2)}, \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_{dy}(r_d = \alpha_1)}{d\xi} = & \beta \frac{c_{dsm}}{c_{is}} \frac{r_{dm}^2}{\alpha_1^2} \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{u_{dx}(r_d = \alpha_1)}{u_{dz}(r_d = \alpha_1)} \right) \Phi_d + \\ & \frac{r_{dm}^3}{\alpha_1^3} \frac{(F_{idy}(r_d = \alpha_1) + F_{ndy}(r_d = \alpha_1))}{u_{dz}(r_d = \alpha_1)}, \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_{dy}(r_d = \alpha_2)}{d\xi} = & \beta \frac{c_{dsm}}{c_{is}} \frac{r_{dm}^2}{\alpha_2^2} \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{u_{dx}(r_d = \alpha_2)}{u_{dz}(r_d = \alpha_2)} \right) \Phi_d + \\ & \frac{r_{dm}^3}{\alpha_2^3} \frac{(F_{idy}(r_d = \alpha_2) + F_{ndy}(r_d = \alpha_2))}{u_{dz}(r_d = \alpha_2)}, \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\frac{d\Omega(\xi, r_d = \alpha_1)}{d\xi} = F_{idz}(\xi, r_d = \alpha_1) + F_{ndz}(\xi, r_d = \alpha_1), \quad (4.50)$$

$$\frac{d\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{d\xi} = F_{idz}(\xi, r_d = \alpha_2) + F_{ndz}(\xi, r_d = \alpha_2), \quad (4.51)$$

$$\frac{d\Theta(r_d = \alpha_1)}{d\xi} = \Phi_d u_{dy}(r_d = \alpha_1), \quad (4.52)$$

$$\frac{d\Theta(r_d = \alpha_2)}{d\xi} = \Phi_d u_{dy}(r_d = \alpha_2), \quad (4.53)$$

$$\text{où } \alpha_1 = r_{dm} \text{ et } \alpha_2 = \int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} r_d^2 f(r_d) dr_d / r_{dm}.$$

Les équations non linéaires (4.39)-(4.53) constituent un système d'équations complet qui décrit la formation des gaines électrostatiques stationnaires d'un plasma de

décharge électrique contenant des grains de poussière multi-tailles en présence d'un champ magnétique externe. Comme l'épaisseur de la gaine électrostatique est initialement inconnue, il est judicieux d'utiliser une méthode numérique qui utilise les conditions initiales telle que la méthode de Runge-Kutta-Feldberg. Par la suite, l'épaisseur de la gaine électrostatique est obtenue en supposant que la densité électronique s'annule à la surface de l'électrode.

III. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats numériques de notre modèle. La première partie de ces résultats est consacrée à l'étude des effets de la distribution de taille des grains de poussière sur la structure de la gaine électrostatique en présence d'un champ magnétique externe. Ensuite, dans la deuxième partie nous allons étudier la dynamique des grains de poussière.

Les conditions initiales utilisées dans notre travail sont :

$$\Phi(\xi = 0) = 0, \quad (4.54)$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \alpha_c u_{iz0}^2 + \frac{5\lambda_{Di} k_i n_n \delta_e}{3\gamma_i c_{is} u_{iz0}}, \quad (4.55)$$

$$N_i(\xi = 0) = 1, \quad (4.56)$$

$$u_{ix}(\xi = 0) = 0, \quad (4.57)$$

$$u_{iy}(\xi = 0) = 0, \quad (4.58)$$

$$u_{iz}(\xi = 0) = u_{i0} \text{ [34]}, \quad (4.59)$$

$$\Psi(\xi = 0) = 0, \quad (4.60)$$

$$\Phi_d(\xi=0) = \Phi_{d0}, \quad (4.61)$$

$$u_{dx}(\xi=0, r_d = \alpha_1 = \alpha_2) = 0, \quad (4.62)$$

$$u_{dy}(\xi=0, r_d = \alpha_1 = \alpha_2) = 0, \quad (4.63)$$

$$\Omega(\xi=0, r_d = \alpha_1 = \alpha_2) = 0, \quad (4.64)$$

$$\Theta(\xi=0, r_d = \alpha_1 = \alpha_2) = 0. \quad (4.65)$$

La valeur du champ électrique normalisé à l'interface plasma-gaine électrostatique donnée par l'expression (4.55) est obtenue à partir de l'équation (4.43) en supposant que les ions entrent dans la gaine avec une accélération nulle $\left(\frac{du_i}{d\xi}(\xi=0) = 0\right)$. De plus, la valeur du potentiel de la surface des grains de poussière à l'interface plasma-gaine électrostatique Φ_{d0} est obtenue en supposant que la somme des courants des particules qui arrivent à la surface d'un grain de poussière à l'équilibre est nulle,

$$\delta_e v_{te} \exp(\Phi_{d0}) - \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} c_{is} u_{i0} \left(1 - \frac{2\Phi_{d0}}{u_{i0}^2}\right) = 0. \quad (4.66)$$

où $v_{te} = \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons et δ_e est la fraction des électrons à l'interface plasma-gaine électrostatique. Elle est obtenue à partir de l'équation de Poisson à l'équilibre,

$$\delta_e = 1 + z_{cm} \delta_d \Phi_{d0}. \quad (4.67)$$

Pour notre résolution numérique et dans le but d'éviter le chevauchement des phénomènes physiques tels que les processus élémentaires complexes et la présence des ions négatifs, nous avons utilisé un gaz neutre non réactif tel que l'argon. Les paramètres physiques utilisés dans ce travail sont : $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = 0.01 \text{ eV}$, $T_n = 0.01 \text{ eV}$, $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $P_n = 10 \text{ mTorr}$, $B = 1 \text{ T}$, $\theta = 20^\circ$, $\delta_d = 10^{-4}$, $\rho_d = 2 \text{ g cm}^{-3}$, $r_{d\min} = 0.01 \mu\text{m}$ et $r_{d\max} = 5 \mu\text{m}$.

Pour ces paramètres physiques et en utilisant les résultats obtenus dans le chapitre II, nous avons trouvé $u_{iz0} = u_{i0} = 1.5$, $\alpha_1 = 2.50 \mu\text{m}$ et $\alpha_2 = 2.77 \mu\text{m}$. Ainsi, l'approximation $u_{dz0}(r_d = \alpha_1) \approx u_{dz0}(r_d = \alpha_2) = u_{d0} = 2.5$ est toujours valable.

Le libre parcours moyen des ions est $\lambda_{in} = \frac{1}{\sigma_{in} n_n} = 1.2 \text{ cm}$ et la longueur de Debye électronique est $\lambda_{De} = 0.085 \text{ cm}$. Ainsi, la condition de validité du modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML) $r_d \ll \lambda_{De} \ll \lambda_{in}$ est largement vérifiée.

3.1. Etude des gaines électrostatiques

Pour étudier la gaine électrostatique, nous avons représenté dans les figures (4.1)-(4.4) le potentiel électrostatique normalisé Φ , la densité électronique normalisée N_e , la densité ionique normalisée N_i , la composante verticale de la vitesse ionique normalisée u_{iz} , le potentiel de la surface normalisé Φ_d et la densité normalisée N_d des grains de poussière respectivement.

Dans la figure (4.1), nous avons étudié les effets de la vitesse d'entrée des ions dans la gaine électrostatique u_{i0} . Nous observons que lorsque u_{i0} augmente, l'épaisseur de la gaine électrostatique diminue considérablement. Pour les paramètres physiques cités ci-dessus et à partir de $\xi \approx 60$, nous observons que lorsque la vitesse d'entrée des ions u_{i0} augmente, la probabilité d'attachement des ions par les grains de poussière augmente également comme le montre clairement les figures (4.1c) et (4.1e). Par conséquent, la séparation de charges entre électrons et ions ainsi que l'épaisseur de la gaine diminuent.

Dans la figure (4.2), nous avons étudié les effets de la densité des ions à l'interface plasma-gaine électrostatique n_{i0} . Pour cela, nous avons considéré trois valeurs de n_{i0} , à savoir, $n_{i0} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 10^9 cm^{-3} et 10^{10} cm^{-3} . L'augmentation de n_{i0} augmente la densité électronique ($n_{e0} = \delta_e n_{i0}$) ainsi que la densité des grains de poussière ($n_{d0} = \delta_d n_{i0}$) comme le montre clairement les figures (4.2b) et (4.2f) respectivement. Par conséquent, l'attachement des électrons par les grains de poussière (Figure (4.2e)) ainsi que la séparation de charges augmentent. Ce qui induit un élargissement considérable de la gaine électrostatique. Lorsque la densité des ions varie de 10^8 cm^{-3} à 10^{10} cm^{-3} , l'épaisseur de la gaine électrostatique passe de $\xi = 46$ à $\xi = 165$.

Dans la figure (4.3), nous avons examiné les effets de la limite inférieure du rayon des grains de poussière $r_{d\min}$ sur les paramètres physiques qui caractérisent la gaine électrostatique. Nous observons que l'effet de ce dernier est négligeable. Lorsque $r_{d\min}$ varie de $0.01 \mu\text{m}$ à $0.5 \mu\text{m}$, l'épaisseur de la gaine électrostatique diminue de 6%.

Contrairement aux effets de la limite inférieure du rayon des grains de poussière $r_{d\min}$, nous observons dans la figure (4.4) que les effets de la limite supérieure du rayon des grains de poussière $r_{d\max}$ sont considérables. En effet, lorsque la taille du grain de poussière augmente, la capacité d'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière augmente, étant donné que cette dernière est proportionnelle au rayon des grains ($C_d = r_d$). Par conséquent, le nombre de particules libres ainsi que l'épaisseur de la gaine électrostatique diminuent.

Notons que l'allure du potentiel de la surface des grains de poussière est pratiquement la même dans toutes les figures (4.1)-(4.4). En effet, les grains de poussière dont la charge est positive sont attirés par l'électrode de charge négative, tandis que ceux de charge négative sont repoussés vers l'interface plasma-gaine électrostatique.

De plus, nous observons des coupures dans les graphes avant d'atteindre l'électrode où $n_e \approx 0$, en particulier la figure (4.4), qui sont dues à des problèmes de résolution numérique.

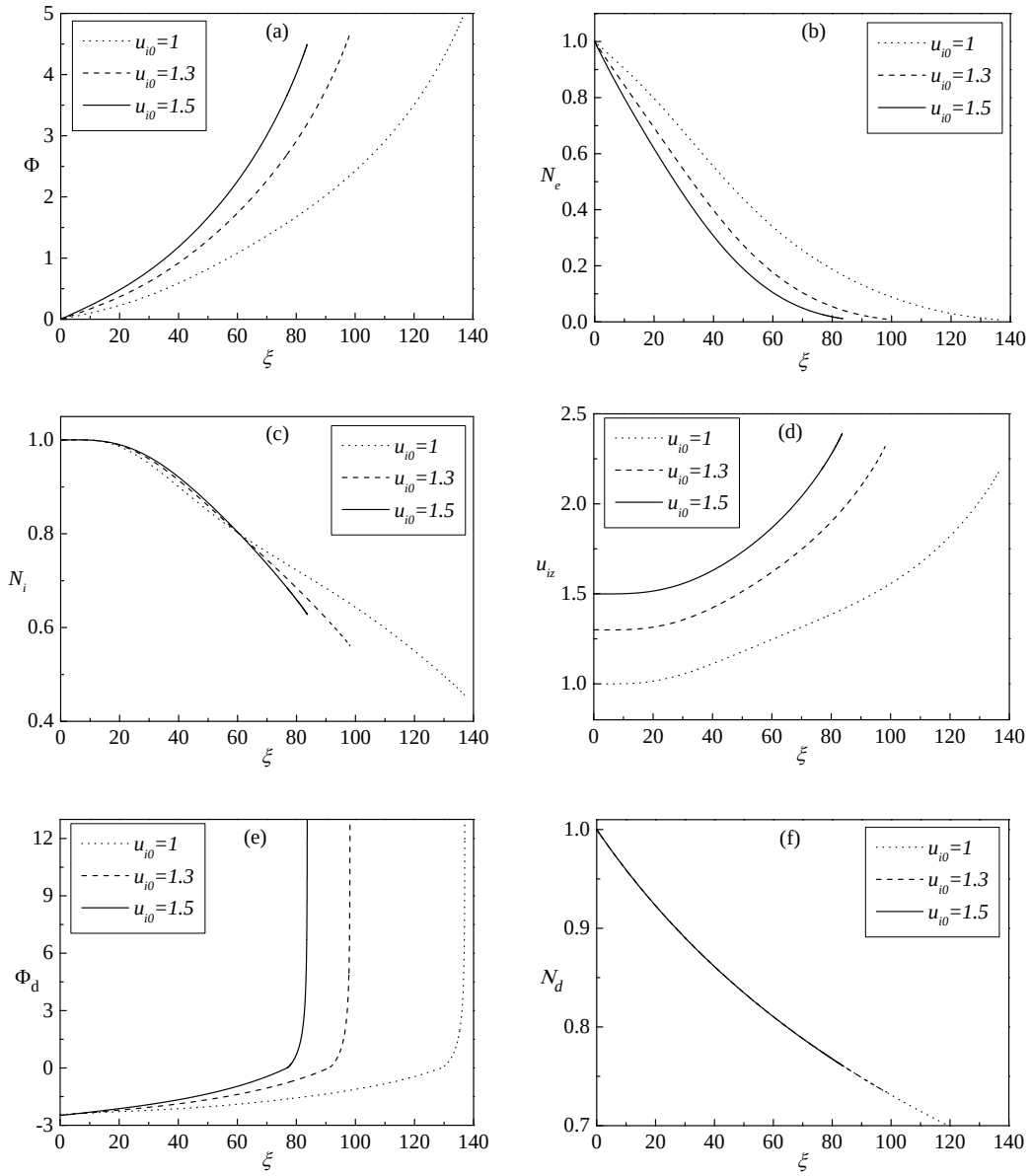


Figure (4.1) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c) et vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de la vitesse de Bohm u_{i0} .

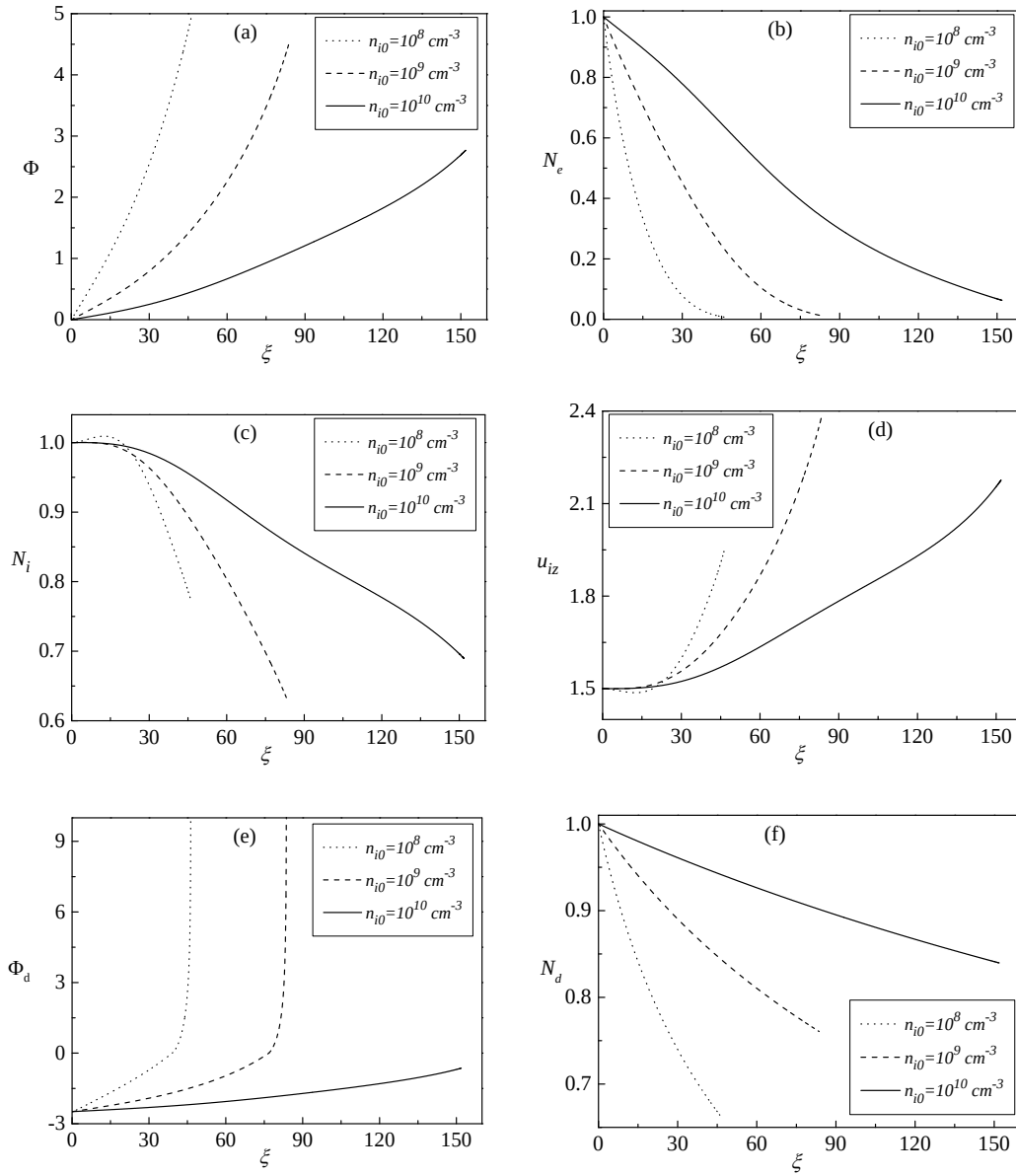


Figure (4.2): Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c) et vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de la densité des ions à l'interface plasma-gaine électrostatique n_{i0} .

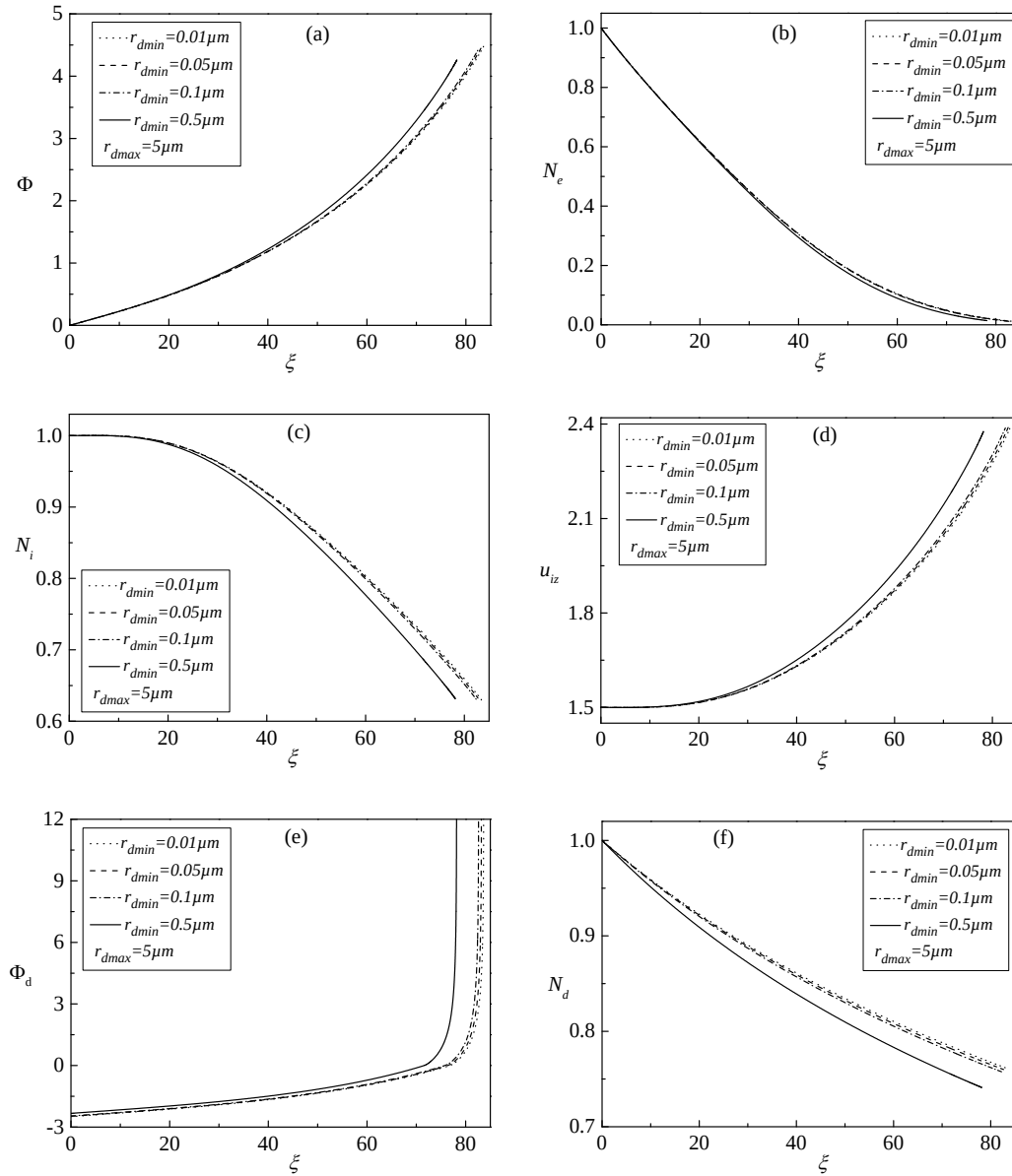


Figure (4.3) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c) et vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_{dmin} .

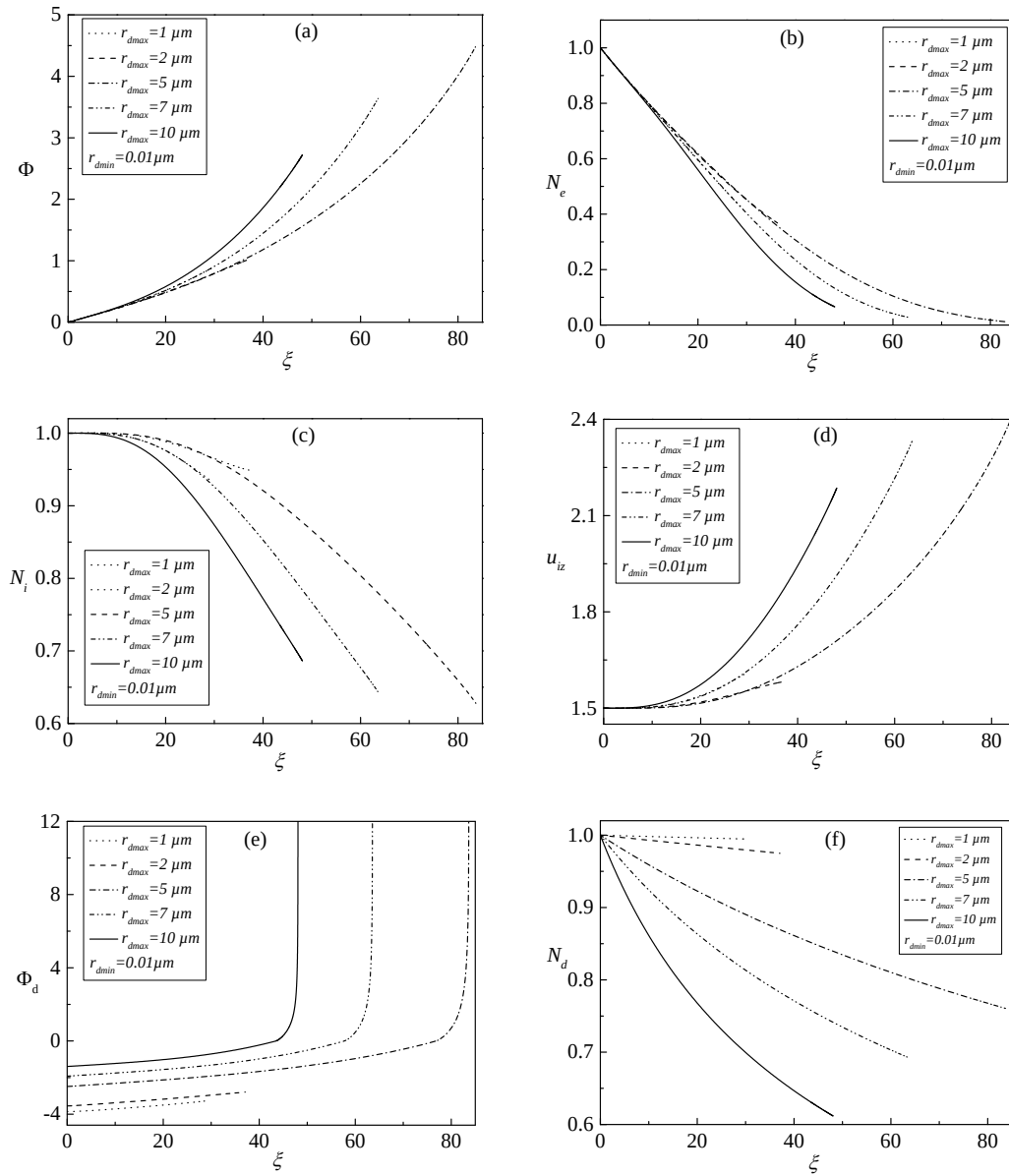


Figure (4.4) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité électronique normalisée N_e (b), densité normalisée N_i (c) et vitesse normalisée u_{iz} (d) des ions respectivement, potentiel normalisé Φ_d (e) et densité normalisée N_d (f) des grains de poussière respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_{dmax} .

3.2. Dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques

Dans le but de l'utilisation pratique de nos résultats dans la maîtrise des impuretés (dépôt des couches minces, Tokamaks, etc.), nous avons étudié la dynamique des grains de poussière. En particulier, nous nous sommes intéressés à leur piégeage dans les gaines électrostatiques magnétisées. Dans ce cas, les grains de poussière ont une vitesse nulle, ainsi la force totale agissant sur ces grains est conservative. Par conséquent, l'énergie potentielle d'un grain de poussière de rayon r_d dans la gaine électrostatique, soumis aux effets des autres particules, est donnée par la relation suivante :

$$e_p(z) = - \int_0^z f_{tot}(z') dz', \quad (4.68)$$

où f_{tot} est la force totale agissant sur un grain de poussière donnée par l'expression suivante,

$$f_{tot} = f_g + f_e + f_{id} + f_{nd} + f_m. \quad (4.69)$$

Les conditions de piégeage des grains de poussière sont :

- $f_{tot} = 0$,
- $df_{tot}/dz < 0$, qui correspond à une énergie potentielle minimale.

Dans les figures (4.5)-(4.6), nous avons représenté la force de gravité normalisée F_g , la force électrostatique normalisée F_e , la force de résistance du gaz neutre normalisée F_{nd} , la force de résistance ionique normalisée F_{id} et la force magnétique normalisée F_m respectivement en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière en absence et en présence d'un champ magnétique. Pour les paramètres physiques utilisés, nous observons que la force magnétique F_m est négligeable par rapport aux autres forces

agissant sur un grain de poussière. De plus, la force de gravité F_g et la force de résistance du gaz neutre F_{nd} sont aussi négligeables mais uniquement pour des grains de taille nanométrique.

Selon la géométrie de notre problème (Fig. (3.1)), la force de résistance ionique F_{id} et la force de gravité F_g sont de signe positif. Tandis que la force de résistance du gaz neutre F_{nd} est de signe négatif dans la gaine électrostatique. Par ailleurs, la force électrostatique F_e est également de signe négatif, ensuite elle devient positive, de façon abrupte, au voisinage de l'électrode. Par conséquent, le piégeage des impuretés est possible uniquement loin de l'électrode où le signe de la charge des grains de poussière est négatif.

Dans les figures (4.7), nous avons représenté la force totale normalisée $F_{tot} = f_{tot} / f_0$ agissant sur un grain de poussière ainsi que son énergie potentielle normalisée $E_p = e_p / f_0 \lambda_{Di}$ en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_d en absence et en présence d'un champ magnétique.

A l'exception du voisinage de l'électrode où le piégeage des grains de poussière est impossible pour les raisons que nous avons citées plus haut, nous distinguons deux cas. Le premier cas concerne les grains de poussière de taille nanométrique. Pour ces derniers, la force électrique F_e est plus importante que la force de résistance ionique F_{id} . Par conséquent, les grains de poussière sont repoussés vers l'interface plasma-gaine électrostatique. Pour le deuxième cas où les grains de poussière sont de taille micrométrique, la force de gravité F_g devient dominante par rapport aux autres forces. Par conséquent, les grains de poussière se déposent sur l'électrode.

Pour les paramètres physiques que nous avons utilisés, nous observons dans la figure (4.7) qu'une faible fraction des grains de poussière de rayon $r_d \approx 4\mu m$ qui sont piégés dans la gaine électrostatique. Cette position de piégeage est décalée vers l'électrode lorsque la taille des grains augmente comme le montre la figure (4.8), étant donné que la force de gravité, proportionnelle à r_d^3 devient dominante. De plus,

la figure (4.8) montre clairement que l'effet du champ magnétique sur la dynamique des grains de poussière est négligeable pour les paramètres physiques que nous avons utilisés, relatifs à un plasma de décharge électrique.

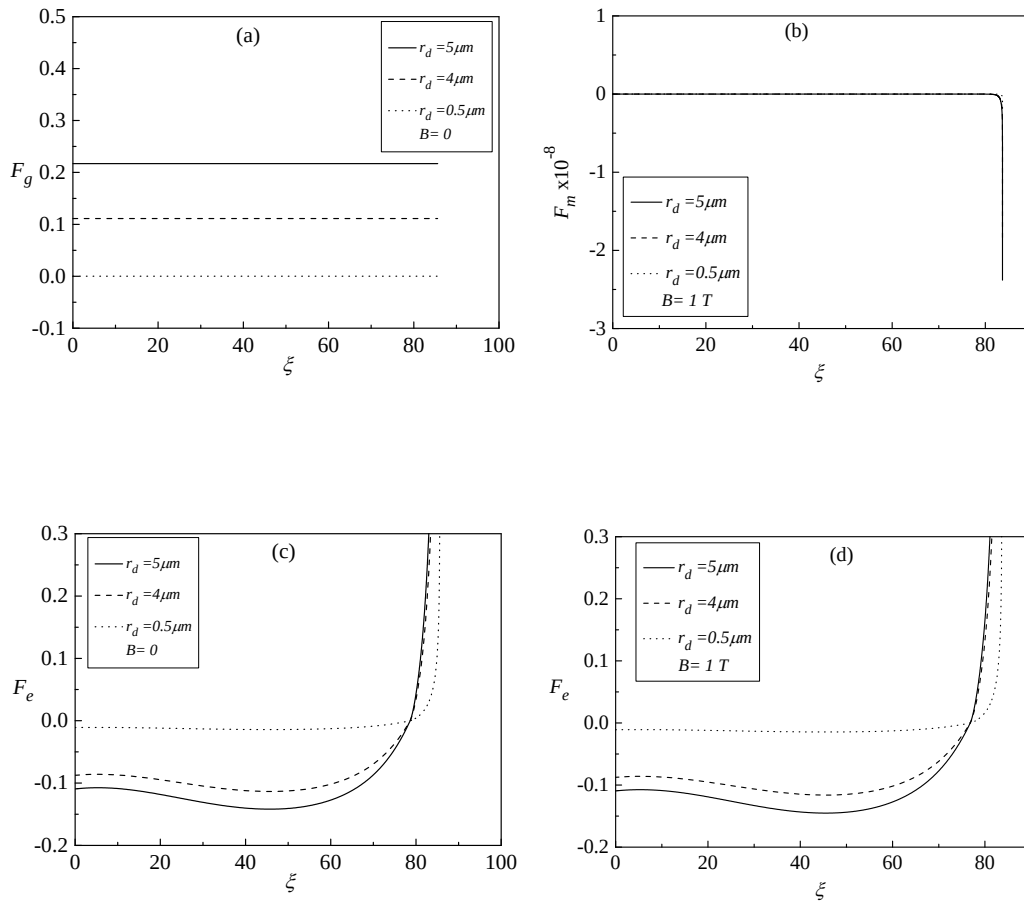


Figure (4.5) : Force de gravité normalisée F_g (a), force magnétique normalisée F_m (b) et force électrostatique normalisée F_e (c-d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_d .

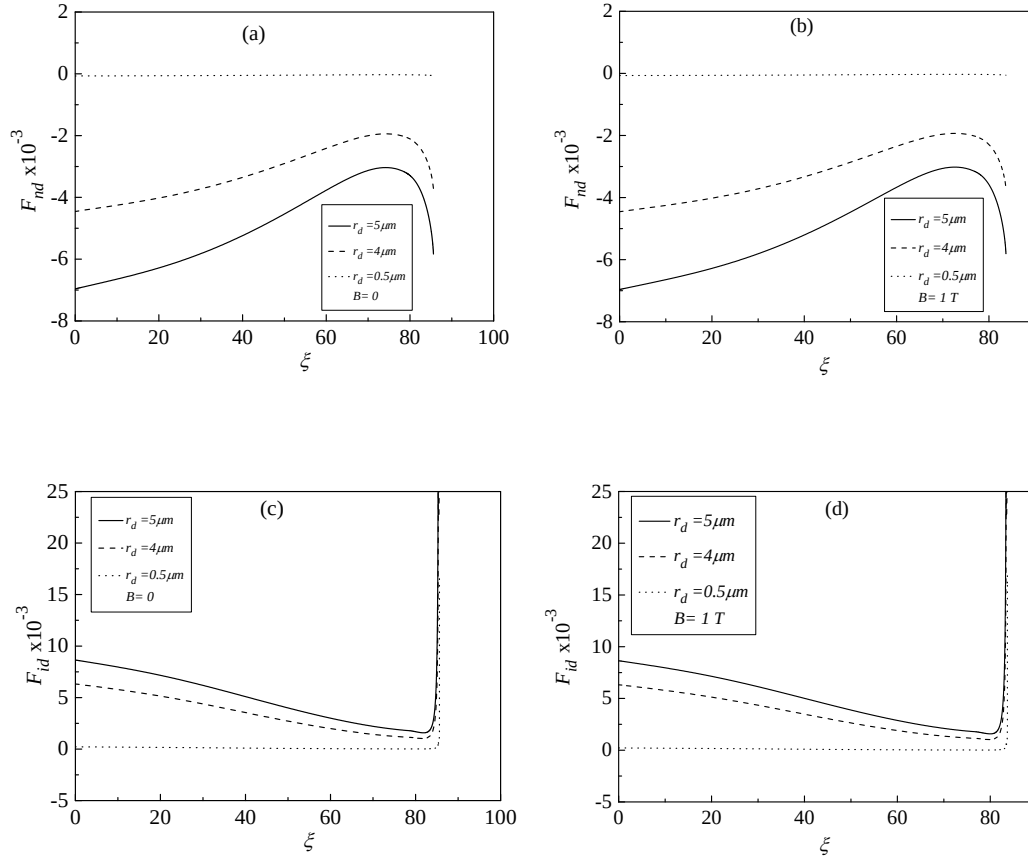


Figure (4.6): Force de résistance du gaz neutre normalisée F_{nd} (a-b) et force de résistance ionique normalisée F_{id} (c-d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_d .

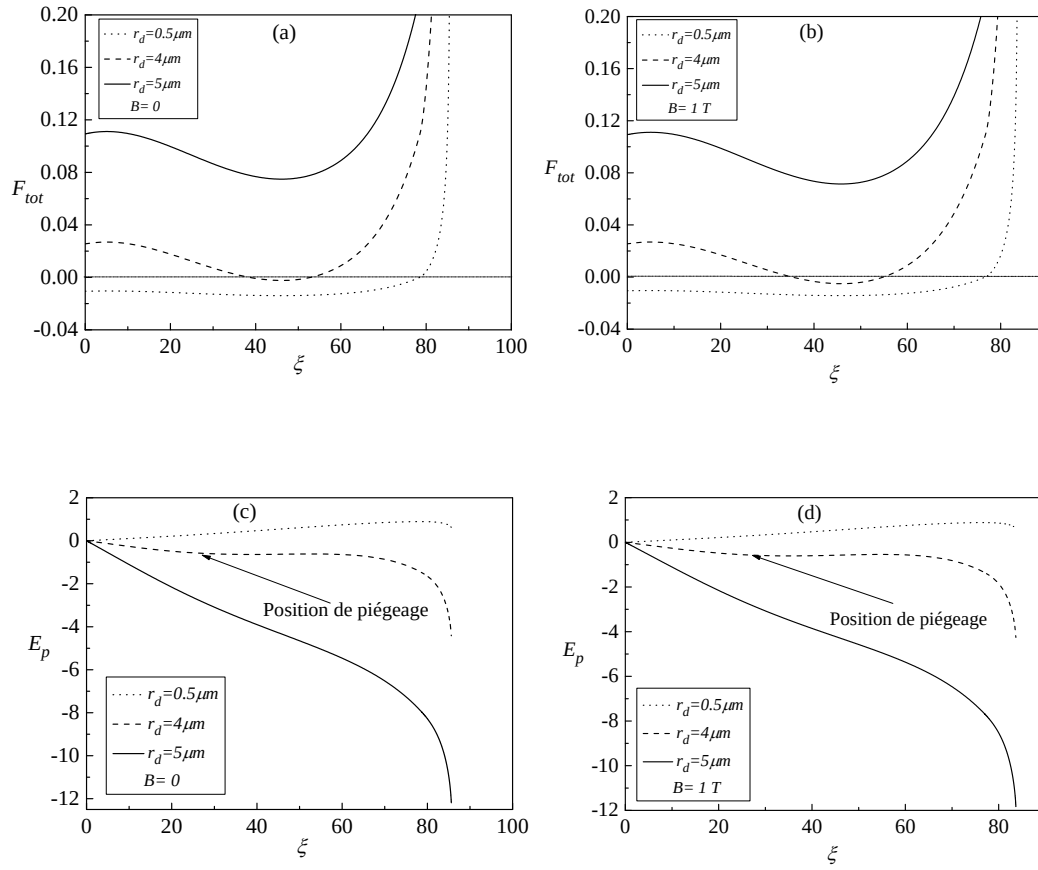


Figure (4.7): Force totale normalisée F_{tot} (a-b) et énergie potentielle normalisée E_p (c-d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs du rayon des grains de poussière r_d .

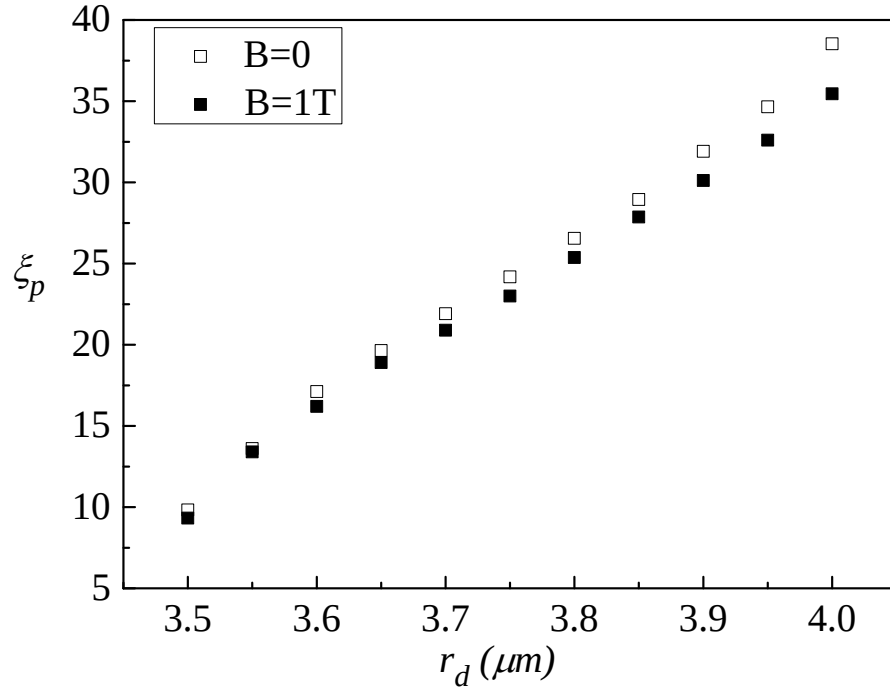


Figure (4.8): Position de piégeage des grains de poussière normalisée ξ_p en fonction de leur rayon r_d pour B=0 et B=1T.

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié un cas plus réaliste qui tient compte de la distribution de taille des grains de poussière dans les gaines électrostatiques en présence d'un champ magnétique externe. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique tridimensionnel et stationnaire où les électrons sont décrits par la statistique de Boltzmann, tandis que les ions et les grains de poussière sont décrits par le modèle fluide. D'autre part, les différentes forces agissant sur les grains de poussière, à savoir, la force de gravité, la force électrostatique, la force de résistance ionique, la force de résistance du gaz neutre et la force magnétique, ont été prises en considération. Comme les gradients de température dans le plasma sont considérés comme étant faibles, alors la force thermophorétique a été négligée. La charge des grains de poussière est décrite par le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML).

Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de la vitesse de Bohm diminue l'épaisseur de la gaine électrostatique. Par ailleurs, l'augmentation de la densité des ions augmente considérablement l'épaisseur de cette dernière. De plus, nous avons montré que l'augmentation de la limite supérieure du rayon des grains de poussière diminue de façon importante l'épaisseur de la gaine électrostatique. Cette diminution est moins importante lorsque nous augmentons la limite inférieure.

Afin d'étudier la dynamique des grains de poussière, nous avons calculé la force totale agissant sur ces derniers ainsi que son énergie potentielle correspondante. Tout d'abord, nous avons constaté que la contribution de la force magnétique est négligeable par rapport aux autres forces. Néanmoins, la contribution de la force de gravité et celle de résistance du gaz neutre sont considérables pour les particules micrométriques mais elles sont négligeables pour les particules nanométriques. Selon la géométrie de notre problème, l'analyse de la force totale agissant sur un grain de poussière ainsi que son énergie potentielle montre que seuls les grains de poussière de charge négative sont capables d'être piégés dans la gaine électrostatique.

REFERENCES

- [1] L. Couedel, A. Mezeghrane, M. Mikikian, Y. Tessier, A. A. Samarian, C. Cuthbert and L. Boufendi, *Journal of Electrostatics* **67** (2009) 625-630.
- [2] I. Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer, A new type of electric discharge: the streamer discharge, *Science LX* (1557) (1924) 392.
- [3] M. Ishak-Boushaki, S. Bahamida, and R. Annou, *Phys. Plasmas* **10**, 3419 (2003).
- [4] K. D. Tripathi, and S. K. Sharama, *Phys. Plasmas* **3**, 4380 (1996).
- [5] M. Ishak-Boushaki, R. Annou, and B. Ferhat, *Phys. Plasmas* **8**, 5040 (2001).
- [6] M. A. Raadu, and M. Shafiq, *Phys. Plasmas* **14**, 012105 (2007).
- [7] Z. M. Liu, W. S. Duan, and G. J. He, *Phys. Plasmas* **15**, 083702 (2008).
- [8] W. S. Duan, H. J. Yang. Y. R. Shi, and K. P. Lv, *Phys. Lett. A* **361**, 368 (2007).
- [9] G. X. Wan, W. S. Duan, Q. H. Chen, and X. Y. Wan, *Phys. Plasmas* **13**, 082107 (2006).
- [10] D. Benlemdjaldi, A. Tahraoui, R. Hugon and J. Bougdira, *Phys. Plasmas* **20**, 043508 (2013).
- [11] S. Chekour, A. Tahraoui and B. Zaham, ESCAMPIG XXI, Viana do Castelo (ESCAMPIG 2012), Portugal, July 10-14 2012.
- [12] A. Tahraoui, S. Chekour et B. Zaham, The International Seminar on Plasma Physics (SIPP'2013), Ouargla, Algeria, 11-14 March 2013.
- [13] S. Chekour, A. Tahraoui, B. Zaham, The fourth International Seminar on Laser and Applications (SILA 2012), October 13-15, 2012-Constantine, Algeria.
- [14] S. Chekour, A. Tahraoui and B. Zaham, 19th International Vacuum Congress VIC-19, Paris, France, September 9-13, 2013.
- [15] A. Tahraoui, B. Zaham, R. Annou, J. Bougdira and R. Hugon, Proceedings of the First International Conférence on Laser Plasma Applications in Materials Science, Algeria 23-26 June 2008, AIP Conference Proceedings 1047, p. 268.
- [16] Jin-Xiu Ma and M. Y. Yu, *Phys. Plasmas* **2**, 1343 (1995).
- [17] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994).
- [18] M. Davoudabadi and F. Mashayek, *Phys. Plasmas* **12**, 073505 (2005).

- [19] R. Z. Sagdeev, in Reviews of Plasma Physics, edited by M. A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) Vol. 4, pp. 23–91.
- [20] K-U. Riemann, J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 493 (1991).
- [21] G. S. Selwyn, J. Singh, R. S. Bennett, In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination, J. Vac. Sci. Technol. A **7** (4) (1989) 2758–2765.
- [22] I. Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer, A new type of electric discharge: the streamer discharge, Science LX (1557) (1924) 392.
- [23] J. Ma and J. Liu, Phys. Plasmas **4**, 253 (1997).
- [24] B. S. Xie, K. He and Z. Q. Huang, Phys. Lett. A **247**, 403 (1998).
- [25] F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996).
- [26] B. Walch, M. Horanyi, and S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **75**, 838 (1995).
- [27] G. Sorasio, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, JETP Lett. **74**, 77 (2001).
- [28] D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **9**, 2988 (2002).
- [29] P. Meuris, Planet. Space Sci. **45**, 449 (1997); A. Brattli, O. Havnes, and F. Melandso, J. Plasma Phys. **58**, 691 (1997).
- [30] M. Ishak-Boushaki, *Effet de la distribution en taille des grains de poussière sur les propriétés des plasmas poussiéreux*, Thèse Doctorat, USTHB, Algérie (2012).
- [31] V. Guillet, *Evolution des poussières dans les chocs*, Thèse Doctorat, Université de Paris-Sud (XI), p121 (2008).
- [32] O. Havnes, T. K. Aanesen, and F. Melandso, J. Geophys. Res. **95**, 6581 (1990).
- [33] P. K. Shukla and A. A. Mamoun, *Introduction to dusty plasma physics*. Institute of Physics Publishing (2002).
- [34] S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, Phys. Plasmas **19**, 053502 (2012).

CONCLUSION GENERALE

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre de la modélisation des gaines électrostatiques dans les plasmas poussiéreux, rencontrés dans multiples domaines de la recherche et de l'industrie tels que l'astrophysique, l'industrie micro-électronique, nano-technologie ou encore dans le cadre de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique. Dans ce dernier cas, la formation des grains de poussière résulte de l'interaction entre le plasma et les parois du Tokamak.

L'objectif de cette thèse, est d'étudier les effets du champ magnétique sur les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge dans les réacteurs radio-fréquence (RF) ou les plasmas de fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique en tenant compte de la présence des grains de poussière multi-tailles.

Pour cela, nous avons commencé notre travail par la définition des différents paramètres qui caractérisent le plasma classique constitué d'électrons, d'ions atomiques ou moléculaires et de particules neutres. Par la suite, nous avons pris en considération la présence des impuretés qui existaient auparavant dans les plasmas. Désormais, ces dernières sont appelées grains de poussière, ce qui a donné naissance à une nouvelle branche de la physique appelée physique des plasmas poussiéreux. Dans ce contexte, nous avons donné un bref aperçu sur la formation des grains de poussière par deux manières, soit par pulvérisation d'une surface solide ou à partir d'un gaz réactif. Le processus de charge de ces impuretés a été également présenté en utilisant le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML) qui décrit la charge des grains de poussière par attachement électronique et ionique.

Ensuite, nous avons étudié l'interaction d'un plasma avec une surface solide et la formation des différents types de gaines électrostatiques. Nous avons montré que les ions avant d'entrer dans la gaine électrostatique, sont accélérés dans la pré-gaine et seuls les ions qui ont une vitesse supérieure à une vitesse critique seuil, sont capables d'entrer dans la gaine électrostatique. Cette vitesse est appelée vitesse de Bohm, connue aussi sous le nom de critère de Bohm. Ce critère a été généralisé d'abord par Riemann *et al* pour un plasma électropositif constitué des électrons et des ions positifs, ensuite cette généralisation s'est étendue à des plasmas poussiéreux en présence des ions négatifs où plusieurs travaux ont été réalisés.

La deuxième partie de cette thèse a été consacrée à l'étude des effets des électrons mono-énergétiques sur les propriétés physiques des gaines électrostatiques. En effet, dans un plasma de décharge, la cathode est soumise à des bombardements de particules chargées telles que les ions qui donnent naissance à l'émission des électrons mono-énergétiques par la cathode dans une gamme d'énergie 50–100 eV environs.

De ce fait, nous avons été amenés à revisiter, dans un premier temps, le critère de Bohm en tenant compte de la présence des électrons mono-énergétiques. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non collisionnel qui permet la généralisation du critère de Bohm pour un plasma poussiéreux électronégatif contenant des électrons mono-énergétiques en utilisant l'approche du pseudo-potentiel de Sagdeev. Nous avons supposé que les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique. Par conséquent, leurs densités obéissent à la distribution de Boltzmann. Cependant, les ions positifs, les grains de poussière et les électrons mono-énergétiques sont décrits par les équations fluides. Pour fermer notre système d'équations, nous avons utilisé l'équation de Poisson. Les résultats obtenus montrent que l'attachement des électrons mono-énergétiques induit une augmentation du nombre de charges des grains de poussière ainsi que la force de résistance de ces derniers. Par conséquent, la vitesse de Bohm généralisée, appelée également nombre de Mach des ions positifs, devient plus importante. D'autre part, nous avons remarqué que les effets des grains de poussière sur le nombre de Mach des ions positifs est négligeable pour une faible densité des grains de poussière ($\delta_d \leq 10^{-5}$). De même, nous avons montré que l'augmentation de l'électronégativité du gaz réduit le nombre de Mach des ions positifs.

Par la suite, nous avons étudié les effets de la présence des électrons mono-énergétiques sur les propriétés des gaines électrostatiques. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique stationnaire et tridimensionnel en présence d'un champ magnétique externe. Les électrons et les ions négatifs sont décrits par la statistique de Boltzmann, tandis que les ions positifs, les grains de poussière et les électrons mono-énergétiques sont décrits par les équations fluides. La charge des grains de poussière est décrite par le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML). Nous avons montré que la présence du champ magnétique ralentit le mouvement des particules

chargées en produisant une diminution de la gaine électrostatique. De plus, nous avons montré que la présence des ions négatifs, moins énergétiques que les électrons boltzmanniens, réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique. Par ailleurs, la présence des électrons mono-énergétiques perturbe considérablement la gaine électrostatique en produisant des fluctuations très importantes des paramètres physiques de cette dernière. En particulier, le nombre de charges négatives sur les grains de poussière augmente de façon importante en produisant un élargissement considérable de la gaine électrostatique.

La dernière partie de cette thèse, a été consacrée aux effets de la distribution de taille des grains de poussière sur les propriétés physiques de la gaine électrostatique en présence d'un champ magnétique externe. A cet effet et dans le but d'éviter le chevauchement des phénomènes physiques, nous avons repris le modèle du chapitre précédent où nous avons négligé la présence des électrons mono-énergétiques et les ions négatifs en considérant un gaz non réactif tel que l'argon. Pour tenir compte de la distribution de taille des grains de poussière, nous avons considéré que ces derniers ont une forme sphérique de rayon r_d variant entre une limite inférieure $r_{d\min}$ et une limite supérieure $r_{d\max}$ selon une loi gaussienne. Les résultats numériques obtenus montrent que les effets de la limite inférieure $r_{d\min}$ sur les paramètres physiques de la gaine électrostatique sont secondaires. Cependant, l'augmentation de la limite supérieure $r_{d\max}$ augmente la capacité des grains de poussière d'acquérir des électrons et des ions ainsi que la séparation de charge dans la gaine électrostatique. Par conséquent, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite d'une façon importante.

Pour terminer cette partie, nous avons étudié la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques magnétisées. Pour cela, l'ensemble des forces agissant sur un grain de poussière ont été prises en compte, à savoir, la force de gravité, la force électrostatique, la force magnétique, la force de résistance du gaz neutre et la force de résistance ionique. La force thermophorétique a été négligée étant donné que les gradients de température dans la gaine électrostatique sont considérés comme étant faibles.

Les résultats obtenus montrent que la force magnétique est négligeable. Par ailleurs, la force de gravité et la force de résistance du gaz neutre sont négligeables uniquement pour les particules de taille nanométrique. En outre, l'analyse de la force totale agissant sur un grain de poussière ainsi que son énergie potentielle montre que seuls les grains de poussière de charge négative sont capables d'être piégés dans la gaine électrostatique.

En conclusion, les travaux présentés dans cette thèse, nous ont permis de mieux comprendre les différents processus physiques impliqués dans l'interaction d'un plasma magnétisé avec une surface solide en présence des grains de poussière. En particulier, ces résultats peuvent être utilisés pour contrôler la dynamique des impuretés dans les réacteurs plasmas de laboratoire ou industriels. Ils peuvent être également utilisés pour augmenter le rendement de la réaction de fusion thermonucléaire dans les Tokamaks, du fait que les impuretés constituent un frein de cette dernière.

Nous comptons, en perspectives, améliorer notre modèle théorique en intégrant la présence des électrons mono-énergétiques dans la distribution de taille des grains de poussière.