

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

EN: PHYSIQUE

Spécialité: Electronique Quantique

Par: M^{elle} BENLEMDJALDI Djamil

Sujet:

**ETUDE THEORIQUE DES GAINES ELECTROSTATIQUES
D'UN PLASMA POUSSIEREUX A PLUSIEURS
ESPECES DE PARTICULES**

Soutenue publiquement le 16 /12/ 2014, devant le jury composé de :

M. M. Belgaid

Professeur à l'USTHB

Président

M. A. Tahraoui

Professeur à l'USTHB

Directeur de Thèse

M. R. Annou

Professeur à l'USTHB

Examineur

Mme D. Doumaz

Directeur de Recherche, CDTA

Examinatrice

M. S. Nait Amor

Maître de Recherche, CRAAG

Examineur

Melle. H. Triki

Professeur à l'U. ANNABA

Examinatrice

Remerciements

Je remercie ALLAH le tout puissant pour m'avoir donné la force et la volonté afin que nous puissions accomplir ce modeste travail.

Ce 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), sous la direction du Professeur A. Tahraoui. Je tiens à lui exprimer mes sincères remerciements ainsi que ma profonde gratitude de m'avoir encadrée et suivi la progression de mon travail avec compétence, patience et disponibilité et pour les conseils judicieux qu'il m'a prodigués.

Je remercie vivement Monsieur M. Belgaid, Professeur à l'USTHB, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je le prie de trouver ici l'expression de ma très sincère gratitude.

Je remercie également Monsieur R. Annou, Professeur à USTHB, d'avoir accepté de faire partie du jury de ma thèse. Qu'il veuille bien accepter ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Mme. H. Triki, Professeur à l'université de ANNABA, qui a eu la gentillesse de se déplacer à Alger pour participer à ce jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Mme D. Doumaz, Directeur de Recherche au CDTA, pour l'honneur qu'elle m'a fait en voulant bien juger ce travail.

J'adresse mes remerciements et ma reconnaissance à Monsieur S. Nait Amor, Maître de Recherche au CRAAG, pour avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.

Je remercie spécialement ma collègue de laboratoire Mme N. FOUIAL, Maître Assistante à l'USTHB, pour les nombreuses discussions et pour l'effort de correction lors de la rédaction de cette thèse.

Je n'oublie pas de remercier également mon collègue de laboratoire S. Chekour, Maître Assistant à l'USTHB pour l'aide qu'il m'a apportée.

Je tiens à compléter mes remerciements à ceux qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce manuscrit.

A mes chers parents qui m'ont éclairé le chemin de la vie par leur grand soutien et leurs encouragements, et par leurs énormes sacrifices qu'ils m'ont consentis durant mes études et qui ont toujours aimé me voir réussir.

A mes très chers frères et mon beau frère.

A mes très chères sœurs et mes belles sœurs

A mes nièces et mes neveux

Je dédie ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
REFERENCES.....	7

CHAPITRE I: GENERALITES SUR LES PLASMAS

I. INTRODUCTION.....	10
II. CARACTERISATIQUES PHYSIQUES DE L'ETAT PLASMA.....	10
2. 1. Densité et température des espèces du plasma.....	10
2. 2. Quasi-neutralité.....	12
2. 3. Degré d'ionisation.....	12
2. 4. Longueur de Debye.....	13
2. 5. Fréquence plasma.....	14
2. 6. Libre parcours moyen.....	14
2. 7. Paramètre de couplage.....	15
III. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	16
3. 1. Plasma de décharge électrique.....	16
3. 1. 1. Régimes de la décharge électrique.....	18
3. 1. 2. Applications des plasmas de décharge.....	19
3. 2. 1. Le traitement de l'information.....	19
3. 2. 2. Eclairage.....	20
3. 2. 3. Ecran plasma.....	20
3. 3. Formation et nature de la gaine électrostatique à l'interface plasma-surface solide.....	20
3. 3. 1. Gaine électronique.....	21
3. 3. 2. Gaine ionique.....	22
IV. PLASMAS POUSSIÈREUX.....	23
4. 1. Poussières en astrophysique.....	23
4. 2. Poussières dans l'industrie.....	23
4. 2. 1. Injection artificielle de la poussière directement dans le plasma.....	24
4. 2. 2. Formation de poussières par pulvérisation d'une cible.....	24
4. 2. 3. Formation des poussières par ajout d'un gaz réactif.....	25
4. 3. Processus de charge des grains de poussière.....	27

4. 3. 1 Collection de particules.....	27
4. 3. 2. Emission secondaire des électrons.....	27
4. 3. 3 Emission photoélectrique.....	28
4. 4. Modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML).....	28
V. DESCRIPTION THEORIQUE D'UN PLASMA.....	31
5. 1. Modèle cinétique.....	31
5. 2. Modèle fluide.....	32
5. 2. 1. Equation de continuité.....	33
5. 2. 2. Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	34
5. 2. 3. Equation de Poisson.....	34
5. 3. Approximations.....	34
5. 3. 1 Approximation stationnaire.....	35
5. 3. 2 Approximation unidimensionnelle.....	35
5. 3. 3 Approximation de Boltzmann.....	35
VI. CONCLUSION.....	36
REFERENCES.....	37

CHAPITRE II : MODELISATION D'UNE GAINE ELECTROSTATIQUE

COLLISIONNELLE D'UN PLASMA DE DECHARGE POUSSIEREUX

I. INTRODUCTION.....	41
II. COLLISIONS DANS UN PLASMA.....	41
2. 1. Collision élastique.....	42
2.2. Collision inélastique.....	42
2.2.1 Ionisation par impact électronique.....	42
2. 2. 2. Recombinaison en volume.....	44
2. 2. 3. Transfert de charges.....	46
2. 2. 4. Attachement électronique.....	46
2. 2. 5. Détachement électronique.....	47
2. 2. 6. Processus de surface.....	47
III. MODELE THEORIQUE.....	48
IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	54
4. 1 Méthode numérique.....	54

4. 2. Résultats numériques et discussion.....	56
V. CONCLUSION.....	69
REFERENCES.....	70

CHAPITRE III: EFFET DE LA DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POUSSIÈRE SUR LES GAINES ELECTROSTATIQUES D'UN PLASMA POUSSIÈREUX NON MAGNETISE

I. INTRODUCTION.....	73
II. DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POUSSIÈRE.....	74
2.1. Distribution en loi de puissance.....	74
2. 2. Distribution Log-Normale.....	75
2. 3. Distribution Normale (Gaussienne).....	75
III. MODELE THEORIQUE.....	76
IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	85
V. CONCLUSION.....	98
REFERENCES	99

CHAPITRE IV: DYNAMIQUE DES GRAINS DE POUSSIÈRE DANS LES GAINES ELECTROSTATIQUES

I. INTRODUCTION.....	102
II. FORCES AGISSANT SUR UN GRAIN DE POUSSIÈRE	102
2. 1 Force de gravité.....	102
2. 2 Force électrostatique.....	103
2. 3 Force de résistance ionique.....	103
2. 4 Force de résistance du gaz neutre.....	105
2. 5 Force thermophorétique.....	105
2. 6 Ordre de grandeur des différentes forces.....	106
III. MODELE THEORIQUE.....	107
IV. RESULTATS NUMERIQUES ET DISCUSSION.....	114
V. CONCLUSION.....	121
REFERENCES.....	122

CONCLUSION GENERALE.....	123
---------------------------------	------------

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

L'état plasma, souvent présenté comme étant le quatrième état de la matière, fait suite dans l'échelle des températures, aux trois états classiques: solide, liquide et gaz. Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé constitué d'espèces chargées (électrons, ions), et d'espèces neutres (atomes, molécules), formant un ensemble macroscopique neutre. Historiquement, l'appellation du mot plasma a été introduite en physique en 1928 par le physicien américain Irving Langmuir [1], lorsqu'il observait le mouvement d'oscillation collective d'un nuage d'électrons lors d'une décharge électrique. Ce nuage, ondulant comme une substance gélatineuse, lui fait alors penser à un plasma sanguin. Le plasma représente la majeure partie de la matière constituant l'univers. En effet, le vent solaire, les milieux interstellaires, les nébuleuses, les comètes, le soleil, ainsi que les étoiles sont à l'état plasma. Plus près de la terre, il n'y a que peu de plasmas; hormis, la foudre, les éclairs, l'ionosphère ou bien les aurores boréales. Mis à part ces plasmas naturels (appelés plasmas spatiaux), les plasmas peuvent être créés artificiellement au sein des réacteurs initialement remplis de gaz neutres. Leur création nécessite un apport important d'énergie. Celle-ci peut se faire par chauffage, par bombardement avec un faisceau laser, par un champ électromagnétique très intense (plasma dans le Tokamak), ou encore par décharge électrique dans un gaz soumis à une très forte différence de potentiel (dans des dispositifs connus sous le nom de tubes à décharge) [2]. En général, la production technique des plasmas la plus répandue est celle d'une décharge électrique continue ou alternative.

Les plasmas peuvent être classifiés selon deux critères. Un premier critère est la température des différentes particules qui le composent. Un second critère est le degré d'ionisation du gaz. Souvent, on distingue deux grandes catégories: les plasmas chauds qui sont des milieux totalement ionisés, où les espèces ont la même température excédant une valeur de l'ordre de $10^6 K (\sim keV)$. Ces plasmas se trouvent par exemple au cœur des étoiles, où se produisent des réactions de fusion nucléaire. La deuxième catégorie regroupe les plasmas froids qui sont des milieux en fort déséquilibre dont la température reste inférieure à $\approx 10^5 K$. Les électrons ont une température élevée par rapport à celle des ions et des neutres. Les plasmas utilisés dans l'industrie ainsi que les plasmas interstellaires entrent dans cette classe.

L'étude de la diversité des phénomènes dans les plasmas, qu'on appelle physique des plasmas, est en fait une discipline assez récente qui s'inspire et approfondit les concepts fondamentaux des autres disciplines (physique atomique, physique quantique, physique statistique, etc.). Elle trouve ses origines à la suite des premières découvertes de l'état plasma, mais aussi à partir des recherches sur les radiocommunications qui utilisent la réflexion des ondes sur l'ionosphère [3]. Cette étude a lancé ainsi la recherche sur de nombreux phénomènes dans les plasmas naturels. Progressivement, cette étude est devenue celle des plasmas astrophysiques. En laboratoire, les études se sont poursuivies au-delà des décharges, en particulier avec les recherches sur les faisceaux d'électrons comme sources de rayonnement cohérent [4]. Vers les années cinquante, ces travaux sont passées à un stade beaucoup plus intensif avec le début des recherches sur la fusion nucléaire contrôlée [2], [5]. Récemment, des travaux expérimentaux et théoriques ont été entrepris pour étudier et développer les plasmas artificiels, du fait de leur fort potentiel en termes d'applications liées à la technologie industrielle. Nous citons par exemple pour l'éclairage (lampes haute pression et fluorescentes), les écrans plats, les plasmas de gravure [2], etc.

L'étude de l'interaction entre plasma et surface solide est l'un des sujets les plus actifs aussi bien dans les domaines de l'astrophysique, de la fusion qu'en industrie. Lorsqu'une surface solide (par exemple une électrode, les parois d'un réacteur ou la surface de la lune [6]) est en contact avec un plasma globalement neutre, elle provoque une inhomogénéité de ce dernier qui se traduit par la formation d'une région intermédiaire non neutre et très riche en processus élémentaires, appelée dans la littérature gaine électrostatique [7]. A cet effet, plusieurs travaux ont été effectués dans le but de comprendre les caractéristiques de cette région [8]-[10].

Les plasmas avec toutes leurs complexités peuvent être aussi présentés avec un nouvel ingrédient. Ce dernier est souvent des grains de poussière très massifs dont la masse peut atteindre la valeur de $\approx 10^{12} m_p$ (où m_p est la masse d'un proton), et pouvant être de nature diélectrique ou métallique. Ils sont capables d'acquérir des charges très élevées de l'ordre de $|q_d| \approx 10^4 e$ [11]. Le plasma qui contient ces grains de poussière est appelé pour cette raison, plasma poussiéreux (dusty plasma) [11]. L'existence de poussières dans les plasmas spatiaux est connue depuis longtemps et a

été prouvée suite aux images des anneaux de Saturne fournies par les sondes Voyager 1 et 2 au début des années quatre-vingts [12]. Ces images révélèrent l'apparition des bandes sombres qui se propagent radialement au sein de l'anneau B de Saturne. Ces bandes, appelées spokes, sont composées de poussières qui diffusent la lumière solaire. Les grains de poussière se trouvent aussi sur la surface de la lune, dans la mésosphère, ou dans les milieux interplanétaires. Ils sont responsables des processus astrophysiques fondamentaux tels que la formation des systèmes solaires et des planètes [12-13]. Dans les plasmas de laboratoire, ce n'est qu'à la fin des années 1980 que les grains de poussière ont été pris en considération suite à leur observation dans un réacteur industriel de chez IBM [14]. Ces derniers peuvent se former au sein d'un plasma de gaz réactif (comme le silane ou le méthane par exemple) à partir de réactions chimiques en phase gazeuse [15]-[16] ou par la pulvérisation des surfaces exposées au flux de particules du plasma [17]. Ces grains de poussière ont été longtemps considérés comme des polluants nuisibles. En microélectronique par exemple, les poussières submicroniques déposées sur la surface du substrat de procédé peuvent masquer des régions du dispositif, causant des vides qui réduisent l'adhérence des couches minces ou influencent la topographie des circuits intégrés [12]. Dans le réacteur de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique, des quantités importantes de poussières sont produites au sein du réacteur par l'érosion des parois. Elles posent de sérieux problèmes de sécurité. Elles peuvent nuire au confinement du plasma et accaparent une très grande partie de l'énergie [12].

Récemment, les plasmas poussiéreux trouvent leurs aspects positifs dans plusieurs applications nanoélectroniques. Les grains de poussière sont introduits artificiellement par exemple pour la formation de nanocristaux de silicium dont l'incorporation dans des couches minces donne naissance à des couches nanostructurées aux propriétés remarquables [18]. Ils sont également utilisés comme diagnostics du plasma [19] ou comme des catalyseurs des réactions chimiques [20].

Les grains de poussière dans un plasma, acquièrent une charge électrique par plusieurs mécanismes [11] tels que, l'attachement de particules, qui est dû à des collisions avec les particules du plasma, l'émission secondaire provoquée par la collision avec les particules énergétiques du plasma et la photo-émission causée par

l'interaction des grains avec les photons. Dans les plasmas de laboratoire, le processus d'attachement est le mécanisme le plus important. En revanche, plusieurs théories ont été développées pour déterminer la charge des grains de poussière. La théorie OML (Orbital Motion Limited) est la plus connue et utilisée. Elle est développée à partir de la théorie des sondes de Mott-Smith et Langmuir (1926) [16]. De surcroît, la charge du grain de poussière est considérée comme étant une variable dynamique. Toute variation du plasma environnant comme la variation de la température électronique ou des densités de particules génèrent des fluctuations de la charge [21]. La charge des grains de poussière et ses fluctuations sont à l'origine de la propagation de nouveaux types d'ondes dans le plasma, et même d'ondes de choc [11].

Depuis une vingtaine d'années, de nombreux travaux expérimentaux sur les plasmas poussiéreux (naturels ou artificiels), ont révélé que les grains de poussière existent avec différentes tailles. Il est alors évident d'introduire dans les modèles théoriques une fonction de distribution pour décrire plus réellement la taille de ces poussières. Parmi les fonctions de distribution qui ont décrit convenablement leur taille et largement utilisées dans les plasmas astrophysiques, nous citons la distribution en loi de puissance, la distribution log-normale et la distribution Gaussienne [22]-[24]. Cette dernière peut également être utilisée pour décrire la taille des grains de poussière dans les plasmas du laboratoire. A cet effet, plusieurs auteurs ont étudié les effets d'une distribution de taille des grains de poussière sur les principales caractéristiques du milieu plasma. Cependant, la plupart de ces études théoriques ont été consacrées aux ondes dans les plasmas [25]-[28].

L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution à la compréhension du comportement des gaines électrostatiques d'un plasma produit par une décharge électrique à courant continu (DC) ou radiofréquence (RF) d'un gaz à basse pression (quelques *mTorr*), confiné entre deux électrodes planes. Nous nous sommes intéressés aux effets de la présence des grains de poussière sur les propriétés des gaines électrostatiques. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé qui décrit la formation des gaines électrostatiques d'un plasma de décharge poussiéreux.

Cette thèse s'étale sur quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous rappelons les définitions de base d'un plasma. En particulier, nous nous intéressons aux plasmas de décharge. Par la suite, nous présentons un bref aperçu sur les plasmas poussiéreux en insistant sur le phénomène de charge des grains de poussière et leur formation.

Le chapitre deux est consacré à l'étude théorique de l'influence de quelques processus élémentaires sur la structure d'une gaine électrostatique d'un plasma de décharge, en présence et en absence des grains de poussière. A cet effet, nous avons exposé d'une manière succincte les différents types de collisions en volume et en surface existant dans le plasma de laboratoire, en insistant sur les réactions les plus prépondérantes. Par la suite, nous avons établi un modèle théorique, basé sur les équations fluides, pour décrire les effets des processus élémentaires sur les gaines électrostatiques

Dans le chapitre trois, nous avons étudié la contribution des effets de la distribution de taille des grains de poussière sur les caractéristiques d'une gaine électrostatique d'un plasma électronégatif. Pour cela, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel pour un plasma, stationnaire et non magnétisé contenant des électrons, des ions négatifs, des ions positifs et des grains de poussière. Ces derniers sont considérés de forme sphérique, de différentes tailles et de charge négative ou positive selon les conditions du plasma. La taille des grains de poussière est décrite par une distribution Gaussienne [29].

Le chapitre quatre est consacré à l'étude du piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge électrique. Pour cela, la première partie de ce chapitre est dédiée à la description des différentes forces aux quelles sont soumis les grains de poussière dans le plasma. Dans la deuxième partie, nous avons calculé la force totale agissant sur un grain de poussière et l'énergie potentielle correspondante. Par la suite les positions ainsi que les conditions de piégeage des grains de poussière ont été déterminées.

Finalement, la conclusion est consacrée à résumer le travail réalisé dans cette thèse et élucider les points essentiels dégagés de cette étude.

REFERENCES

- [1] I. Langmuir. Proc Natl Acad. Sci, U S A. **14**, 627 (1928).
- [2] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [3] B. Pascal, *L'univers des plasmas*, Applied Mathematical Sciences, 131, Springer, Paris (1999).
- [4] J. E. Harry. *Introduction to Plasma Technology*, WILEY-VCH Verlag Gmbh & Co. KGaA, Boschstr. 12, 69469 Weinheim, Germany (2010).
- [5] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* IOP, Bristol, (2000).
- [6] T. Nitter and O. Havnes, Earth, Moon, and Planets **56**, 7 (1992).
- [7] I. Langmuir, G. Found and A. F. Dittmer, Science, N. Y. **60**, 392 (1924).
- [8] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley, New York, (1994).
- [9] G. Foroutan, H. Mehdipour, and H. Zahed, Phys. Plasmas. **16**, 103703 (2009).
- [10] S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, Phys. Plasmas. **19**, 053502 (2012).
- [11] P.K. Shukla, A.A Mamum, *Introduction to dusty plasma physics*, Institute of Physics, Bristol (2002).
- [12] R. L. Merlino and J. Goree, *Dusty plasmas in the laboratory, Industry, and Space*, Physics Today. **57**, 32 (2004).
- [13] M. Bonitz, N. Horing, P. Ludwig, *Introduction to Complex Plasmas*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (2010).
- [14] G. S. Selwyn, J. Singh, R. S. Bennett, and J. Vac. Sci. Technol. **A7**, 2758 (1989).
- [15] K. D. Bleecker and A. Bogaerts, Phys. Rev. E **71**, 066405 (2005).
- [16] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [17] T. K. Aslaksen and O. Havnes, J. Geophys. Res. **97**, 19175 (1992).
- [18] U. Kortshagen, J. Phys. D. Appl. Phys. **42**, 13001 (2009).
- [19] H. Kersten, U. H. Deutsch, M. Otte, G. H. P. M. Swinkels, and G.M.W. Kroesen, Thin Solid Films. **377**, 530 (2000).

- [20] Plasmas Froids, *Cinétiques, Transports et Transferts*, Publications de l'Université de Saint-Etienne (2005).
- [21] S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, and O. S. Vaulina, Phys. Rev.E **59**, 6017 (1999).
- [22] A. Brattll, Q. Havens, and F. Melandso, J. Plasma Phys. **58**, 691 (1997).
- [23] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg, J. Geophys. Res. **98**,19056 (1993).
- [24] W. S. Duan, Phys. Plasmas **8**, 3583 (2001).
- [25] M. Ishak-Boushaki, S. Bahamida, and R. Annou, Phys. Plasmas **10**, 3418 (2003).
- [26] K. D. Tripathi and S. K. Sharama, Phys. Plasmas **3**, 4380 (1996).
- [27] Havnes, T. K. Aanesen, and F. Melandso, J. Geophys. Res. **95**, 6581 (1990).
- [28] S. K. El-Labany, N. M. El-Siragy, W. F. El-Taibany, E. F. El-Shamy, and E. E. Behery, Phys. Plasmas **17**, 053705 (2010).
- [29] D. Benlemdjaldi, A. Tahraoui, R. Hugon, and J. Bougdira, Phys. Plasmas **20**, 043508 (2013).

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES PLASMAS

I. INTRODUCTION

Ce chapitre, a pour objectif de présenter un aperçu sur les principes fondamentaux de la physique des plasmas pour mieux comprendre les chapitres suivants. Il est étalé sur quatre sections. Nous commençons dans une première section par exposer les caractéristiques physiques du plasma. Dans la deuxième section nous présentons également un bref rappel sur l'interaction entre un plasma et une surface solide. Dans la troisième section nous donnons un aperçu sur les plasmas poussiéreux. La dernière section est consacrée aux différents modèles théoriques utilisés pour décrire le milieu plasma.

II. CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DE L'ETAT PLASMA

Afin de comprendre les phénomènes physiques qui ont lieu dans un plasma, il faut à priori, exposer les grandeurs physiques fondamentales qui caractérisent cet état de la matière.

2. 1. Densité et température des espèces du plasma

Ce sont les deux principales caractéristiques d'un plasma. La densité d'une espèce donnée représente le nombre de particules contenues en moyenne par unité de volume autour d'un point de l'espace et à un instant donné. Les densités sont souvent exprimées en cm^{-3} ou m^{-3} . Pour un plasma électronégatif, les densités à déterminer sont la densité électronique n_e , la densité des ions positifs n_i , la densité des ions négatifs n_j , la densité du gaz neutre n_n et éventuellement la densité des grains de poussière n_d .

La température T est une grandeur qui permet de caractériser globalement l'énergie d'agitation thermique des particules d'un système. Elle est reliée à la valeur moyenne de cette énergie ($E \sim k_B T$; où k_B est la constante de Boltzmann), qui est exprimée en électron-volt (eV).

On peut classer les plasmas selon leur température en deux catégories: La première catégorie représente les plasmas chauds. Ils sont caractérisés par une température élevée et identique pour toutes les espèces ($T_e = T_i$). Ces plasmas sont à l'équilibre

thermodynamique total (ETT). Ils se trouvent naturellement dans les cœurs des étoiles, les éclairs, ou se produisent artificiellement par exemple dans les réacteurs de fusion nucléaire pour des pressions au dessus de 10 *Torr* comme illustré sur la figure (I.1) [1]-[2].

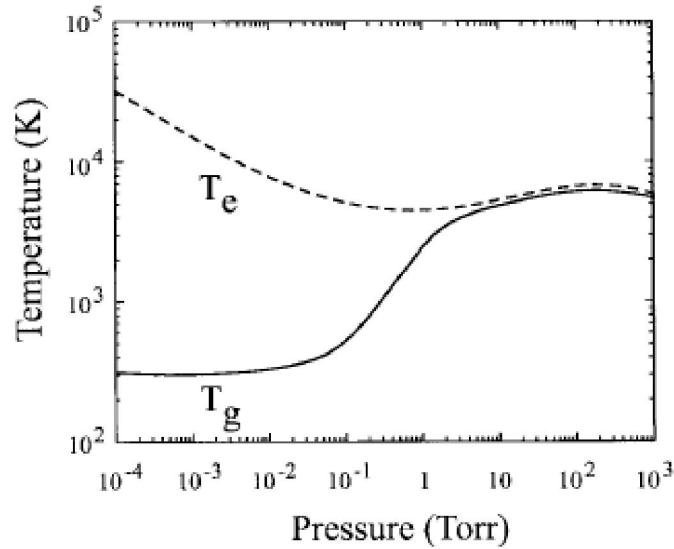


Figure (I.1): Température électronique T_e et température du gaz neutre T_g en fonction de la pression.

La deuxième catégorie, comprend les plasmas hors équilibre thermodynamique appelés plasmas froids. Dans ce type de plasma les électrons ont une température très supérieure à celle des ions et des neutres $T_g \leq T_i \ll T_e$, où T_e, T_i et T_g sont la température des électrons, des ions et des neutres respectivement. Ce plasma froid est généralement créé par décharge électrique d'un gaz à basse pression ou à pression atmosphérique. En raison de ses propriétés chimiques favorables, il dispose de nombreuses applications industrielles telles que, le traitement des surfaces, les tubes fluorescents et le dépôt de couches minces.

2. 2. Quasi-neutralité

Un plasma est un milieu composé d'électrons, d'ions, d'atomes ou de molécules neutres, le plus souvent dans des états excités, avec des densités respectives n_e , n_i et n_n . En volume, le plasma est électriquement neutre, c'est -à-dire que, le nombre de charges négatives est égal au nombre de charges positives, de sorte que

$$n_e - \sum_k n_{ik} = 0, \quad (\text{I-1})$$

où n_e et n_{ik} sont la densité des électrons et des ions d'espèce k respectivement. Cette neutralité, qui résulte des forces électrostatiques liant les espèces chargées, est réalisée en moyenne, sur une échelle de l'ordre de la longueur de Debye λ_{De} que nous définirons ultérieurement.

2. 3. Degré d'ionisation

Le plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé. Son degré d'ionisation α est défini par l'expression [3]

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n}. \quad (\text{I-2})$$

Ce paramètre permet de distinguer :

Le cas d'un gaz neutre pour $\alpha = 0$.

Le cas d'un plasma faiblement ionisé (les plasmas industriels et l'ionosphère) pour $\alpha < 10^{-4}$.

Le cas d'un plasma fortement ionisé pour $\alpha > 10^{-4}$.

Le cas d'un plasma totalement ionisé pour $\alpha = 1$ (les plasmas thermonucléaires).

2. 4. Longueur de Debye

Un des paramètres fondamentaux du plasma est sa capacité à masquer toute charge électrique présente en son sein. Ce phénomène est appelé ‘écranage de Debye’. Pour le décrire, nous considérons une particule test de charge q déposée dans un plasma globalement neutre. Cette dernière attire les particules de charge opposée vers elle et celle de même signe sont repoussées. Ainsi, elle forme un écran autour d’elle. Au-delà d’une certaine distance, la charge q n’a plus d’effet sur les particules du plasma. Nous disons qu’elle est écrantée. Cette distance est appelée longueur de Debye λ_D . Pour une particule de l’espèce ‘ s ’ ($s=i,e$), nous la définissons par la relation [3]

$$\lambda_{Ds} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_s}{n_s q_s^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{I-3})$$

où ε_0 est la permittivité du vide, k_B est la constante de Boltzmann, T_s , q_s et n_s sont la température, la charge et la densité de l’espèce s respectivement.

Pour les électrons, la neutralité électrique n’existe donc qu’à une échelle

$$\text{d’observation supérieure à } \lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}.$$

Dans un plasma contenant des électrons et des ions, nous définissons la longueur de Debye (appelée longueur de Debye généralisée) par [4]

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De} \lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}}. \quad (\text{I-4})$$

Dans un plasma froid hors équilibre thermodynamique où $T_e \gg T_i$ ($\lambda_{De} \gg \lambda_{Di}$), la longueur de Debye généralisée se réduit à la longueur de Debye ionique $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$.

2. 5. Fréquence plasma

Si dans un plasma initialement neutre, de dimensions largement supérieures à la longueur de Debye, nous introduisons une perturbation locale électrique en déplaçant par exemple un groupe d'électrons sur une certaine distance par rapport à leur position initiale d'équilibre. Il en résulte un champ électrique appelé 'champ de charge d'espace' qui rappelle les électrons vers leur position d'équilibre (position d'origine). Cependant, les électrons ayant une certaine inertie ne peuvent pas s'arrêter à leur position d'équilibre et continuent leur mouvement au-delà de cette position. Ces électrons engendrent un nouvel déséquilibre électrique des charges et par conséquent, un champ électrique de sens opposé au champ initial. Les électrons continueront ainsi leur mouvement oscillatoire autour de la position d'équilibre. La pulsation de ce mouvement est donnée par [5]

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (\text{I-5})$$

où n_{e0} est la densité électronique non perturbée.

Nous définissons aussi la fréquence propre des électrons du plasma par

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}. \quad (\text{I-6})$$

Au cours de ces oscillations, les ions beaucoup plus lourds que les électrons demeurent pratiquement immobiles.

2. 6. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen d'une particule A (électron, ion, neutre, etc.) interagissant avec une population de particules cibles B , est défini comme la distance parcourue par la particule A entre deux collisions successives avec la particule B . Le libre parcours moyen est la valeur moyenne de cette quantité. Il peut généralement être décrit par l'expression suivante [6]

$$\lambda_{AB} = \frac{1}{\sigma_{AB} n_B}, \quad (\text{I-7})$$

où n_B est la densité des particules de l'espèce B et σ_{AB} est la section efficace de collision de la particule A par la particule B .

Nous définissons aussi le paramètre de collision électronique α_c donné par l'expression suivante [7]

$$\alpha_c = \frac{\lambda_{De}}{\lambda_{AB}}, \quad (\text{I-8})$$

où λ_{De} est la longueur de Debye électronique.

Ce paramètre permet de distinguer deux classes de plasmas:

Pour $\alpha_c \approx 0$, le plasma est supposé non collisionnel.

Pour $\alpha_c > 0$, le plasma est supposé collisionnel et le degré de collisionnalité dépend de la valeur du paramètre α_c .

2. 7. Paramètre de couplage

Dans un plasma poussiéreux, les grains de poussière chargés peuvent être soit fortement ou faiblement couplés en fonction de l'intensité du paramètre de couplage de Coulomb noté par Γ_c . Il représente le rapport entre l'énergie potentielle moyenne d'interaction entre les grains de poussière et l'énergie thermique de ces derniers. Considérons deux grains de poussière ayant la même charge q_d séparés par une distance d_{d-d} . L'énergie potentielle de Coulomb (y compris l'effet d'écran) est donnée par [4]

$$\mathcal{E}_c = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 d_{d-d}} \exp(d_{d-d}/\lambda_D). \quad (\text{I-9})$$

Le paramètre de couplage de Coulomb Γ_c s'écrit

$$\Gamma_c = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 d_{d-d} T_d} \exp(d_{d-d}/\lambda_D), \quad (\text{I-10})$$

où q_d et T_d sont la charge et la température des grains de poussière et d_{d-d} est la distance caractéristique entre deux grains de poussière voisins. Dans les problèmes à deux dimensions (2D), $d_{d-d} = (\pi n_d)^{-1/2}$, où n_d est la densité surfacique des grains de poussière. Dans les problèmes à trois dimensions (3D), $d_{d-d} = \left(\frac{4}{3}\pi n_d\right)^{-1/3}$, où n_d est la densité volumique des grains de poussière. Lorsque $\Gamma_c \ll 1$, les grains de poussière sont faiblement couplés (état gazeux). Pour $\Gamma_c \gg 1$, c'est le cas d'un plasma fortement couplé avec possibilité de formation des cristaux.

III. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE

L'interaction d'un plasma avec une surface solide est l'un des sujets les plus intéressants dans les applications des plasmas. En effet, tout plasma produit dans l'industrie ou en laboratoire est inévitablement confiné ou limité par des surfaces solides. Par conséquent, il existe une interaction entre le plasma et la surface solide. Cette interaction complexe est principalement d'origine électrostatique. Elle se traduit par la formation d'une région non neutre au voisinage de la surface solide qui tend à masquer cette dernière vis-à-vis du plasma globalement neutre. Cette région est appelée gaine électrostatique. Dans ce contexte, plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont été menés pour étudier le comportement des gaines électrostatiques. Nous nous intéressons particulièrement à l'étude théorique d'une gaine électrostatique produite dans un plasma de décharge. Pour cela, nous donnons ci-dessous un bref aperçu sur les plasmas créés par une décharge électrique.

3. 1. Plasma de décharge électrique

Le terme décharge désigne plus généralement tout mécanisme d'ionisation d'un gaz sous l'effet d'un champ électrique ou électromagnétique externe. Le type de décharge électrique peut fortement varier selon les conditions ambiantes utilisées à

savoir, la pression (décharges à basse et à haute pression), la tension appliquée dont la gamme de fréquences varie de zéro (courant continu) à plusieurs *GHz* (micro-onde) et la composition des gaz plasmagènes.

La figure (I.2) représente schématiquement une décharge en courant continu à basse pression, c'est le type le plus étudié du point de vue académique. Elle est composée de deux électrodes métalliques planes, séparées par une distance d et reliées à une source de tension continue V . Le système est placé dans une enceinte fermée remplie de gaz neutre. Sous l'effet du champ électrique généré entre les électrodes, les électrons libres primaires présents dans le gaz sont accélérés vers l'anode et entrent en collision avec les particules neutres du gaz. Si la tension appliquée est suffisamment élevée, ces électrons énergétiques sont capables d'exciter et ioniser les atomes du gaz neutre, produisant de nouveaux électrons. Les électrons résultants sont alors de nouveau accélérés sous l'effet du champ et le phénomène se reproduit à nouveau. Cet enchainement de réactions est appelé avalanche électronique. Les ions résultants de l'ionisation du gaz sont accélérés vers la cathode et peuvent en extraire des électrons secondaires. Le nombre d'électrons libres augmentent et ils continuent à se déplacer vers l'anode. C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'anode. Le claquage a donc lieu suite au phénomène d'avalanche.

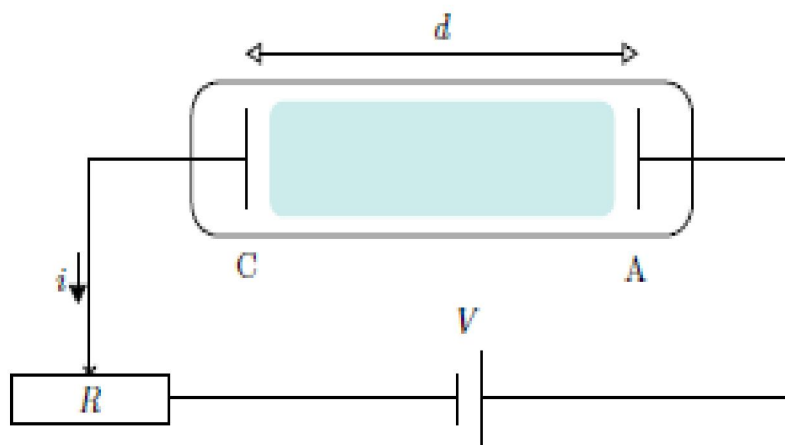


Figure (I.2): Montage d'une décharge électrique en courant continu (DC) [8].

La nature des gaz utilisés dans la production du plasma dépend de l'application visée. Parmi les plus simples, on peut citer, l'argon ou le xénon, souvent utilisés comme des gaz modèles pour les études académiques, l'oxygène moléculaire O_2 , et le fluorure de bore BF_3 utilisés respectivement pour la croissance de films d'oxyde de silicium ou de dépôt de bore sur des substrats de silicium. L'ionisation du fluorure de carbone CF_4 , par exemple, libère des atomes de fluor qui peuvent réagir avec un substrat de silicium pour donner un composé volatil SiF_4 , qui pourra être facilement éliminé par pompage [9].

A l'aide d'une résistance variable R placée en série dans le circuit (voir figure (I.2)), nous pouvons varier le courant de la décharge électrique (de l'ordre de $10^{-18} A$ jusqu'à quelques $10 A$). Cette variation de courant se traduit par une variation de la tension de la décharge électrique entre l'anode et la cathode et qui correspond aux différents régimes de fonctionnement selon les besoins [8], [10].

3. 1. 1. Régimes de la décharge électrique

Quatre régimes de décharge peuvent être obtenus en fonction du potentiel V appliqué. Ces régimes sont illustrés sur la figure (I.3) ci-dessous

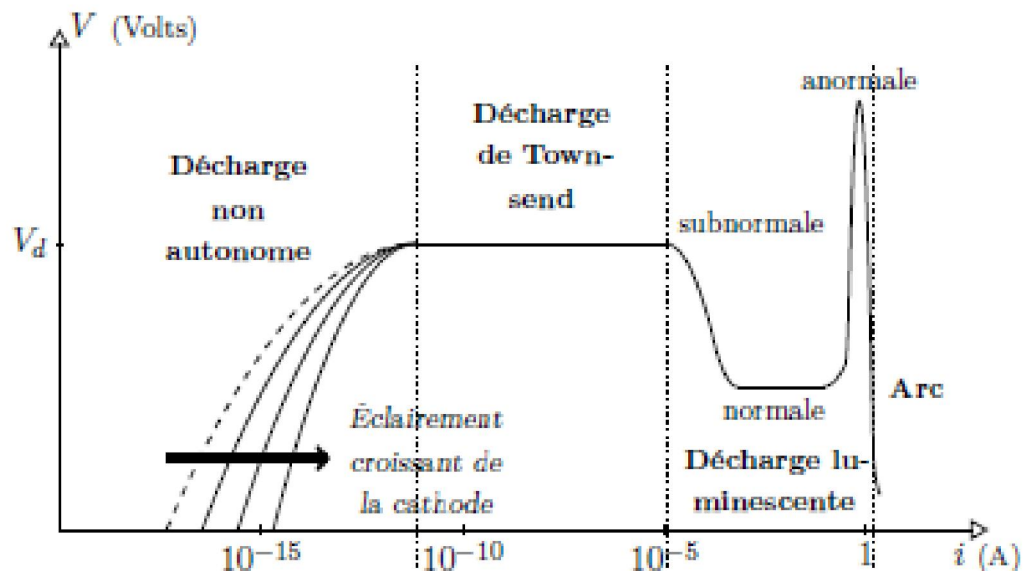


Figure (I.3): Caractéristique courant-tension des différents régimes de décharge [8].

Le premier régime: correspond à des décharges non autonomes. La tension appliquée est de quelques dizaines de volts et par conséquent le champ électrique est très faible pour provoquer une ionisation par impact électronique. Ce type de décharge n'est pas apte de s'auto-entretenir qu'en présence d'une source extérieure assurant la production d'électrons (par exemple une source radioactive ou par effet photoélectrique).

Le second régime: correspond aux décharges auto-entretenues ou autonomes appelées décharges de Townsend. Il est caractérisé par une croissance quasi-verticale du courant pour une valeur de tension appelée tension disruptive.

Le troisième régime: correspond aux décharges luminescentes. On distingue trois régions dans ce type de décharges: la région subnormale, la région normale et la région anormale.

Le quatrième régime: appelé régime d'arc, est caractérisé par une très faible tension de maintien, de fortes intensités de courant et un échauffement important de la décharge dont la température peut facilement atteindre plusieurs milliers de Kelvin.

3. 1. 2. Applications des plasmas de décharge

Depuis plusieurs dizaines d'années, la technologie des plasmas est devenue indispensable dans de nombreuses industries et la physique des plasmas constitue une branche extrêmement active et innovante de la physique appliquée. Pour avoir une idée sur la technologie des plasmas froids, nous citons quelques applications dans les activités industrielles [1], [6].

3. 2. 1. Traitement de l'information

Plus de la moitié des opérations de fabrication des composants micro-électroniques, tels que les mémoires et les microprocesseurs, sont effectuées dans des réacteurs plasma. En effet, la gravure de millions de motifs d'un microprocesseur par exemple, possédant des détails de dimensions inférieures au millième de millimètre, est impossible avec les procédés mécaniques ou chimiques usuels; mais elle devient possible avec les flux d'ions énergétiques issus de la zone périphérique des décharges électriques radiofréquence. Les réacteurs plasma radiofréquence, conçus pour maîtriser et optimiser ces flux d'ions, permettent ainsi les opérations de gravure

et de dépôt sur les substrats de silicium et sont les outils essentiels des chaînes de fabrication des industries microélectroniques [6].

3. 2. 2. Eclairage

Comme applications des gaz ionisés dans le domaine de l'éclairage, signalons, pour un fonctionnement à faible pression, les tubes fluorescents domestiques et les lampes à vapeur de sodium (lampadaires). A haute pression, nous citons les lampes à vapeur de mercure qui sont les plus anciennes.

3. 2. 3. Ecran plasma

L'une des applications des plasmas de décharge la plus célèbre est les écrans plasma. L'image est obtenue à partir de décharges électriques créées dans des cellules de quelques centaines de microns dont l'ensemble compose des panneaux de grande surface. Les cellules sont remplies d'un mélange de gaz à base de xénon, à une pression inférieure à la pression atmosphérique. Les photons émis par chaque micro-décharge excitent des luminophores (substance qui, lorsqu'elle subit une excitation, émet de la lumière) qui émettent, selon la cellule, des photons visibles dans l'une des trois couleurs fondamentales, rouge, vert et bleu. Cette technologie permet de réaliser des écrans plats de très grandes dimensions, d'une qualité d'image exceptionnelle très contrastée et extrêmement lumineuse [1].

3. 3. Formation et nature de la gaine électrostatique à l'interface plasma-surface solide

Lorsqu'une surface solide (par exemple: les parois du réacteur, les électrodes, ou toute autre surface qui renferme le plasma) est en contact avec un plasma globalement neutre, elle provoque une inhomogénéité de ce dernier qui se traduit par la formation d'une région intermédiaire non neutre et très riche en processus élémentaires, appelée gaine électrostatique. L'épaisseur de cette interface est typiquement de l'ordre de quelques longueurs de Debye.

Le mouvement des charges à l'intérieur de la gaine dépend du potentiel de la surface solide par rapport au potentiel du plasma globalement neutre ($\phi_p = 0$). Par conséquent, on peut distinguer deux types différents de la gaine électrostatique [1]:

3. 3. 1. Gaine électronique

Si le potentiel de la surface solide ϕ_0 est positif par rapport au potentiel plasma ϕ_p , la gaine électrostatique est dite électronique. Dans ce cas, les électrons sont attirés vers la surface solide, et les ions d'énergie supposée faible ($k_B T_i \sim 0$) sont totalement repoussés vers le plasma par le potentiel répulsif qui se développe à l'interface plasma-paroi. L'évolution du potentiel est représentée sur la figure (I.4).

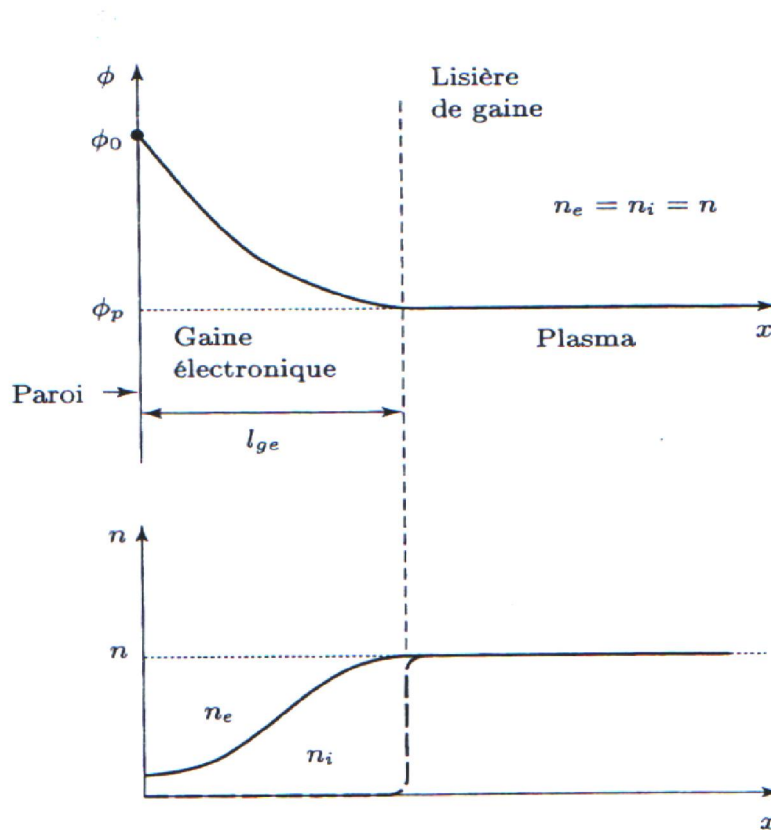


Figure (I.4): Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e dans une gaine électronique [1].

On distingue deux régions: un plasma, macroscopiquement neutre $n_e = n_i$ et une gaine purement électronique. La frontière qui sépare le plasma, globalement neutre, et la gaine électronique, totalement exempte d'ions positifs, s'appelle lisière de gaine.

3.3.2. Gaine ionique

Si le potentiel de la surface solide ϕ_0 (par exemple une électrode) est négatif par rapport au potentiel plasma ϕ_p , la gaine électrostatique est dite ionique. En raison de leur énergie très importante par rapport à celle des ions ($T_e \gg T_i$), les électrons sont partiellement repoussés vers le plasma globalement neutre et les ions sont attirés par la surface solide. Il apparaît donc clairement que dans le cas d'une gaine ionique, les électrons, en fonction de leur énergie, pénètrent plus ou moins profondément dans la gaine ionique qui se forme à l'interface plasma-paroi.

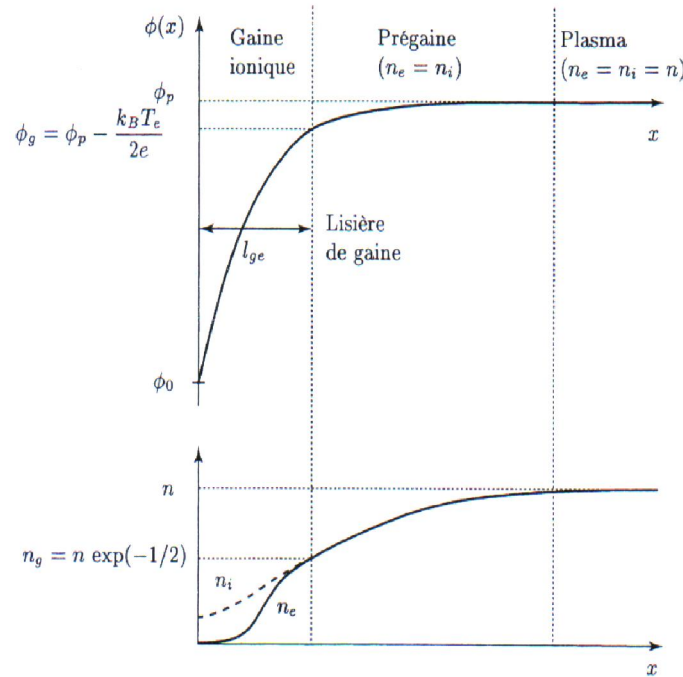


Figure (I.5): Evolution du potentiel ϕ et des densités ionique n_i et électronique n_e dans une gaine ionique [1].

Dans ce cas, la frontière où se produit la rupture de neutralité entre le plasma s'étend sur une zone relativement large, appelée pré-gaine. Le rôle de cette pré-gaine est d'assurer un transfert d'impulsion de la population électronique vers la population ionique, afin que la vitesse d'entrée des ions dans la gaine soit de l'ordre de grandeur de la vitesse acoustique ionique (accélération des ions traduite par le critère de Bohm [1]).

IV. PLASMAS POUSSIÉREUX

Les plasmas poussiéreux sont des gaz ionisés, composés d'électrons, d'ions, d'atomes ou molécules neutres et de grains de poussière de nature diélectrique ou métallique [3]. La présence de ces impuretés, dont la taille peut varier du nanomètre à quelques centaines de micromètres et de charge pouvant atteindre la valeur de $q_d = 10^4 e$ [3], au sein d'un plasma peut modifier les propriétés de ce dernier. Ces plasmas, que nous appelons aussi plasmas complexes, sont très répandus en astrophysique [3], [11] (queues de comètes, atmosphères et anneaux planétaires, etc.), dans l'industrie [12] (notamment en microélectronique et nanotechnologie) et dans les réacteurs de la fusion thermonucléaire [13].

4. 1. Poussières en astrophysique

L'existence des grains de poussière dans les plasmas astrophysiques est connue depuis longtemps. Ils sont omniprésents dans plusieurs environnements cosmiques et terrestres tels que, le milieu interstellaire, queues des comètes, les anneaux planétaires, sur la surface de la lune, dans la mésosphère et dans les milieux interplanétaires [13]-[18]. Ils sont responsables de plusieurs phénomènes astrophysiques fondamentaux tels que, la formation des systèmes solaires et des planètes et l'extinction de la lumière des étoiles éloignées.

4. 2. Poussières dans l'industrie

L'observation des poussières dans les plasmas de laboratoire remonte aux premières expériences de Langmuir au début du 20^{ème} siècle. Il observa des nuages de poussières piégés dans des décharges d'argon à haute tension et à basse pression,

formés par la condensation du tungstène s'évaporant de la cathode métallique [19]. Malgré cette observation, l'étude des poussières dans les plasmas de laboratoire ne fit l'objet d'un réel intérêt qu'à partir du début des années 1980. Dans les expériences de laboratoire, les plasmas poussiéreux sont réalisés en injectant artificiellement des poussières dans le plasma ou en les fabriquant au sein même de celui-ci. Ils peuvent être également obtenus par pulvérisation des électrodes et des parois.

4. 2. 1. Injection artificielle de la poussière directement dans le plasma

Cette méthode consiste généralement à injecter des poussières micrométriques dans le plasma avec un système d'introduction de type salée [20], par exemple. Il s'agit d'un cylindre en inox de 4cm de long et de 2cm de diamètre, perforé d'un trou de 3mm de diamètre permettant le passage des poussières et recouvert d'une grille (pas de 140 μm). Les poussières injectées peuvent être utilisées comme diagnostics dans les plasmas [21], [22]. Dans le domaine de la chimie, ces grains de poussière peuvent être également utilisés comme des catalyseurs des réactions chimiques [23]-[25].

4. 2. 2. Formation de poussières par pulvérisation d'une cible

La formation des grains de poussière au sein d'un plasma a été observée dans la micro-fabrication de semi-conducteurs et les plasmas de traitement des surfaces (plasma processing). Dans ces derniers, des réacteurs sont utilisés pour la déposition et la gravure sur des plaques de silicium appelées 'wafers'. La recherche sur le contrôle de la contamination a révélé que les particules provenaient du plasma lui-même et non de l'air externe. Des particules de la poussière de l'ordre du micron étaient produites à partir de la surface gravée et se développaient dans le plasma par aggrégation. Elles se formaient dans un nuage en lévitation électrique au dessus de la plaque. Ce fut Selwyn [12]-[26] qui découvrit des particules de poussière d'une grosseur de l'ordre du micron en suspension au dessus de la plaque dans le réacteur à plasma (Figure I.6). La lumière laser démontra le regroupement organisé de particules de poussière juste au dessus de la gaufre ou d'une électrode. C'était le plasma lui-même, et non l'air de la chambre à atmosphère contrôlée qui était la

source de cette contamination responsable de pertes importantes dans l'industrie des semi-conducteurs.

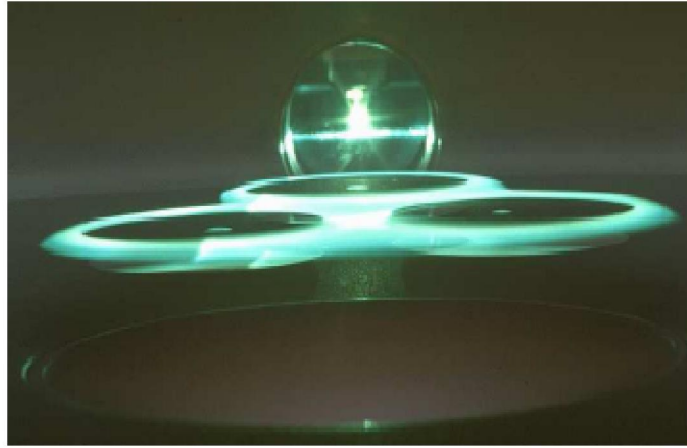


Figure (I.6): Nuages de poussières en suspension observés par diffusion laser au dessus d'un échantillon de gravure [27]

4. 2. 3. Formation des poussières par ajout d'un gaz réactif

Le mécanisme de formation d'un grain de poussière dans un plasma réactif, tels que SiH_4 [16], [18], [30], CH_4 [31], C_2H_2 [32], [28]-[29] passe par trois étapes, à savoir:

i) Nucléation

La nucléation est essentiellement une série de réactions chimiques dans la phase gazeuse dans laquelle les monomères de gaz sont transformés en macromolécules appelées amas atomiques ou moléculaires ou simplement amas (cluster). La nucléation conduit généralement à la formation de particules de $0,2 \text{ nm}$ de taille et qui n'ont qu'un petit nombre de charges élémentaires.

ii) Coagulation

Quand un nombre suffisant d'amas sont formés, le procédé d'agglomération ou de coagulation est déclenché et ces amas croissent rapidement. Ils atteignent une

taille de l'ordre de 50 nm. La coagulation est définie comme étant le processus par lequel deux particules entrent en collision pour former une particule plus grande. Comme la taille des particules augmente, ils recueillent de plus en plus des électrons ou ions pour se charger électriquement, ce qui empêche la coagulation en raison de la répulsion coulombienne mutuelle des particules.

iii) Croissance de la surface

Après la phase d'agglomération, les particules continuent à croître par le procédé de croissance de la surface. La croissance de la surface se déroule lorsque des radicaux du plasma commencent à se coller aux particules existantes. Les particules se comportent comme des petits supports sur lesquels se déposent des couches supplémentaires. Cette phase se poursuit jusqu'à ce que les particules atteignent une taille de l'ordre du micron. C'est le moment auquel la gravité provoque leur chute hors du plasma.

Une représentation schématisée du processus de croissance de particules est représentée sur la Figure (I.7).

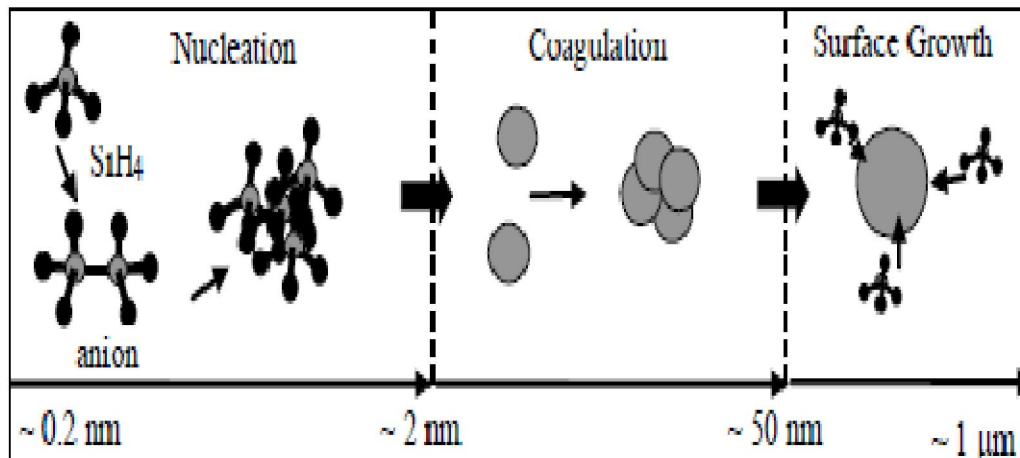


Figure (I.7): Formation de poudres dans un plasma de silane produit par une décharge RF [18], [33]

4. 3. Processus de charge des grains de poussière

Un grain de poussière dans un plasma acquiert une charge électrique qui peut valoir plusieurs milliers de fois celle de l'électron. Ce mécanisme dépend de la taille du grain et des grandeurs définissant le plasma. Cette charge des grains de poussière est le résultat d'un concours de plusieurs processus physiques tels que, l'interaction des grains de poussière avec les particules du plasma ambiant, l'émission photo-électrique, l'émission thermoélectronique, l'émission électronique secondaire, etc. [10].

4. 3. 1 Collection de particules

Si un grain de poussière est immergé dans un plasma, les particules de ce dernier (électrons et ions) sont collectées par le grain qui joue le rôle d'une sonde électrostatique. Initialement, les électrons animés de vitesses thermiques plus grandes que celles des ions, sont les premiers à être collectés par le grain de poussière. Ce dernier acquiert un potentiel négatif, qui lorsqu'il atteint sa valeur critique, les électrons sont repoussés et la collection des ions est accentuée. L'équilibre est atteint quand les courants électronique et ionique se compensent. Pour un grain de poussière de charge q_d , l'équation de charge est obtenue à partir du principe de la conservation de la charge globale par

$$\frac{dq_d}{dt} = \sum_s I_s, \quad (\text{I-11})$$

où s représente les espèces du plasma (électron, ion) et I_s est le courant associé à l'espèce ' s '. Les expressions des courants de charge électronique et ionique seront données par la suite.

4. 3. 2. Emission secondaire des électrons

Lorsqu'une particule énergétique du plasma (électron ou ion) rentre en collision avec un grain de poussière, elle produit une perte d'énergie d'une manière totale ou partielle. Cette énergie permet à certains électrons de quitter le grain de

poussière. La libération de ces électrons secondaires du grain de la poussière rend la charge de ce dernier positive. Ce processus est connu sous le nom d'émission secondaire d'électrons.

4. 3. 3 Emission photoélectrique

Quand un flux de photons d'énergie $h\nu$ atteint la surface d'un grain de poussière, cette dernière émet des électrons. Les électrons émis peuvent être capturés par un autre grain de poussière. Selon ce mécanisme, le grain acquiert une charge positive. La photoémission dépend de :

- i/ la longueur d'onde des photons incidents.
- ii/ la superficie de la surface du grain de poussière.
- iii/ de la nature du grain de poussière.

4. 4. Modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML)

Le modèle du mouvement de l'orbite limitée (Orbital Motion Limited Model, OML) est largement utilisé pour calculer la charge acquise par un grain de poussière isolé dans un plasma. Pour que ce modèle soit valable, la condition suivante doit être satisfaite

$$r_d \ll \lambda_D \ll \lambda_{in}. \quad (\text{I-12})$$

Cette condition signifie que les grains de poussière sont considérés isolés les uns des autres. Cela est vérifié si la distance inter-grains d_{d-d} est grande devant la longueur de Debye généralisée λ_D . Ainsi, les ions et les électrons sont en interaction coulombienne directe avec la poussière ($r_d \ll \lambda_D$). De plus, les ions et les électrons ne subissent pas de collisions avec les neutres durant leur interaction avec la poussière [34]. Ce qui implique que le libre parcours moyen λ_{in} des collisions ion-gaz neutre doit être grand devant la longueur de Debye généralisée $\lambda_D \ll \lambda_{in}$. Dans le cas d'un plasma froid, $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$.

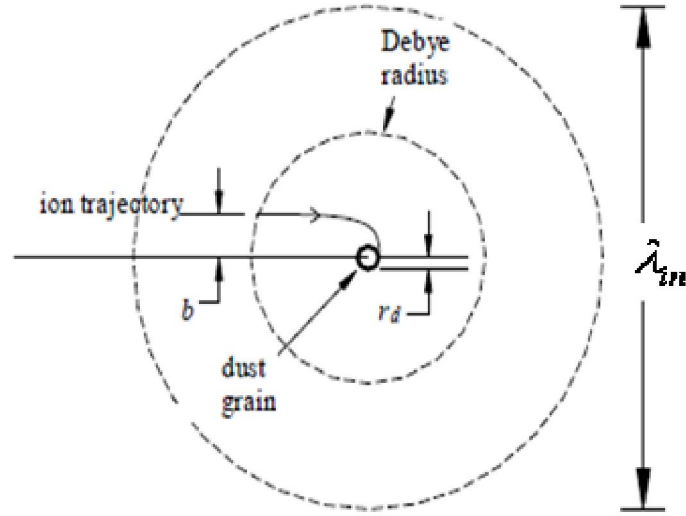


Figure (I. 8) : Schéma d'interaction d'un ion avec un grain de poussière [35]

Pour calculer les courants de charge des grains de poussière, nous avons schématisé l'interaction d'une particule de l'espace 's' de masse m_s , de charge q_s et de vitesse relative $\vec{v}_s$ avant interaction et $\vec{v}_{sg}$ après interaction (un ion dans le cas de la figure (I.8)), avec un grain de poussière de masse m_d , de charge q_d et de vitesse relative nulle, avec un paramètre d'impact b_s . La valeur maximale de ce paramètre d'impact est obtenue en supposant une trajectoire tangentielle de la particule. Ainsi, la section efficace de collection est donnée par

$$\sigma_{sd} = \pi b_s^2. \quad (\text{I-13})$$

De plus, nous supposons que les lois de conservation du moment cinétique et de l'énergie sont vérifiées,

$$m_s b_s v_s = m_s v_{sg} r_d, \quad (\text{I-14})$$

$$\frac{1}{2} m_s v_s^2 = \frac{1}{2} m_s v_{sg}^2 + q_s \phi_d, \quad (\text{I-15})$$

où ϕ_d est le potentiel à la surface du grain de poussière.

En utilisant les équations (I-14)-(I-15), l'expression de la section efficace devient

$$\sigma_{sd} = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2q_s \phi_d}{m_s v_s^2} \right). \quad (\text{I-16})$$

L'expression du courant des particules de l'espèce 's' collecté par le grain de poussière est donnée par

$$I_s = q_j \int_{v_{s \min}}^{\infty} v_s \sigma_{sd} f_s(v_s) dv_s^3, \quad (\text{I-17})$$

où $v_{s \min}$ est la vitesse minimale d'approche pour que la particule soit collectée par la poussière et $f_s(v_s)$ la fonction de distribution des vitesses pour la particule j .

Deux cas de figure sont à considérer selon le signe du produit $q_s \phi_d$:

- si $q_s \phi_d < 0$, le potentiel de la poussière est attractif pour la particule incidente. Dans ce cas, la vitesse minimale est nulle, $v_{s \min} = 0$.
- si $q_s \phi_d > 0$, le potentiel de la poussière est répulsif pour la particule incidente. Ainsi, la vitesse minimale d'approche de la particule est donc

$$\text{donnée par } \frac{1}{2} m_s v_{s \min}^2 = q_s \phi_d, \text{ il en résulte } v_{s \min} = \sqrt{\frac{2q_s \phi_d}{m_s}}.$$

Dans le cas d'une distribution de vitesse Maxwellienne,

$$f_s(v_s) = n_s \left(\frac{m_s}{2\pi k_B T_s} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_s v_s^2}{2k_B T_s} \right). \quad (\text{I-18})$$

En utilisant les équations (I-17) et (I-18), les expressions des courants de particules collectées par les grains de poussière, lorsque le potentiel ϕ_d est attractif, sont données par

$$I_s = 4\pi r_d^2 n_s q_s \left(\frac{k_B T_s}{2\pi m_s} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{q_s \phi_d}{k_B T_s} \right), \quad (\text{I-19})$$

Dans le cas où le potentiel ϕ_d est répulsif

$$I_s = 4\pi r_d^2 n_s q_s \left(\frac{k_B T_s}{2\pi m_s} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{q_s \phi_d}{k_B T_s} \right). \quad (\text{I-20})$$

V. DESCRIPTION THEORIQUE D'UN PLASMA

Un plasma, considéré comme un système dynamique, possède un très grand nombre de degrés de liberté. L'ordre de grandeur de ce nombre de degrés de liberté est donné par les nombres d'Avogadro ou de Loschmidt. Le nombre d'Avogadro N_A mesure le nombre d'atomes ou de molécules contenus dans une mole d'une espèce chimique donnée. Le nombre Loschmidt N_L mesure le nombre d'atomes ou de molécules contenus dans un volume de 1 cm^3 . Pour une description atomique idéale d'un plasma de laboratoire typique de quelques dizaines de cm^3 , il est impossible de décrire toutes les particules constituant le plasma. Généralement, il existe deux modèles de description, à savoir, le modèle cinétique et le modèle fluide.

5.1. Modèle cinétique

Cette approche offre une description détaillée et précise des gaz, basée sur une étude statistique de la distribution de particules dans l'espace des phases, mais conduit souvent à des calculs épuisants et très coûteux en temps. Sa grandeur centrale est la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ telle que $f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ exprime le nombre de particules dans le volume $d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ de l'espace des phases. La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est solution de l'équation de Boltzmann, qui s'écrit formellement comme suit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{collision}, \quad (\text{I-21})$$

où le deuxième terme de gauche $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f$ est un terme de diffusion spatiale qui représente la tendance du gaz à relaxer vers un état d'équilibre. Le troisième terme de gauche $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f$ représente la contribution des forces extérieures, $\vec{F}$ étant la résultante des forces appliquées et m la masse de l'espèce considérée. Le terme de droite de l'équation cinétique correspond à une contribution due aux collisions et prend une forme qui dépend de la nature des particules considérées.

Dans un plasma, on définit une fonction de distribution (et donc une équation cinétique) par composante (électron, ion, neutre). Les différentes équations cinétiques sont couplées. La résolution de ces équations par des méthodes analytiques ou numériques permet ensuite de calculer les grandeurs physiques macroscopiques [6].

Dans le cas particulier où les champs externes sont négligeables (y compris les collisions), la fonction de distribution Maxwellienne est une solution de l'équation de Boltzmann,

$$f_s = n_s \left(\frac{m_s}{2\pi k_B T_s} \right)^{3/2} \exp(-\varepsilon_s / k_B T_s), \quad (\text{I-22})$$

où n_s , T_s et ε_s sont la densité, la température et l'énergie cinétique de la particule de l'espèce ' s '.

5. 2. Modèle fluide

Le modèle fluide est valable généralement pour un faible déséquilibre thermodynamique du système étudié [3]. Il présente l'avantage d'une relative simplicité de calcul. Dans ce modèle, on traite le plasma comme un fluide chargé réactif à plusieurs composantes. Les propriétés du milieu (densité, vitesse, énergie, etc.) sont décrites uniquement par des grandeurs moyennes, au lieu des fonctions de distribution des vitesses des particules (modèle cinétique). Ces grandeurs physiques

macroscopiques sont directement les solutions des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui correspondent aux équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de transfert d'énergie respectivement [36],

$$\int v^n \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f \right) d^3\vec{v} = \int v^n \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{collision} d^3\vec{v}, \quad (\text{I-23})$$

où la puissance n est l'ordre du moment.

Toutes ces grandeurs physiques dépendent de la position $\vec{r}$ considérée dans le plasma, et du temps t . L'ensemble des équations fluides décrivant l'évolution d'un plasma pour l'espèce s sont données comme suit

5. 2. 1. Equation de continuité

Elle est obtenue en calculant le moment d'ordre zéro ($n = 0$). Elle représente la conservation du nombre de particules

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot n_s \vec{v}_s = S_s, \quad (\text{I-24})$$

où n_s et $\vec{v}_s$ sont la densité et la vitesse moyenne de l'espèce 's' respectivement.

Le terme $\frac{\partial n_s}{\partial t}$ représente la variation temporelle du nombre de particules en volume,

$\vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s)$ est le flux sortant par la surface qui entoure le volume, S_s représente le terme source des créations ($S_s > 0$) et des pertes ($S_s < 0$) des particules par unité de volume dus aux processus élémentaires tels que l'ionisation et la recombinaison. Dans le cas des collisions élastiques (ni création, ni perte en volume), ou dans le cas où la création en volume compense la perte en volume, on trouve $S_s = 0$.

5. 2. 2. Equation de conservation de la quantité de mouvement

Cette équation rend compte de l'ensemble des forces externes auxquelles est soumis le fluide. Elle est obtenue en calculant le moment d'ordre "1" ($n=1$). Son expression est donnée par

$$n_s \frac{d(m_s \vec{v}_i)}{dt} = \sum \vec{F}_{ext} \quad (\text{I-25})$$

où m_s est la masse de l'espèce 's'. Le terme de gauche de l'équation (I-25) correspond à la dérivée convective définie par ($\frac{d_s}{dt} \equiv \partial_t + (\vec{v}_s \vec{\nabla}_s)$). Le membre de droite de l'équation représente le bilan des forces exercées sur chaque espèce.

5. 2. 3. Equation de Poisson

En absence du champ magnétique, le potentiel électrostatique self- consistant régnant dans la gaine électrostatique satisfait l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0}, \quad (\text{I-26})$$

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

5. 3. Approximations

Pour établir notre modèle théorique, nous avons utilisé quelques approximations simplificatrices que nous citons ci-dessous.

5. 3. 1 Approximation stationnaire

Dans cette hypothèse, on suppose 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 le potentiel électrique, la densité et la vitesse des particules du plasma. Concrètement, cette approximation permet de négliger les dérivées temporelles $\left(\sim \frac{\partial}{\partial t} \right)$ dans l'équation de continuité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de la charge des grains de poussière.

5. 3. 2 Approximation unidimensionnelle

Cette approximation est souvent utilisée pour étudier les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge non magnétisé. Dans ce cas, le repère possède une direction privilégiée qui est perpendiculaire à l'électrode. A cet effet, le flux des ions positifs au milieu de la gaine est dirigé suivant l'axe Oz par exemple. Par conséquent, les grandeurs physiques telles que la densité, la vitesse et le potentiel ne dépendent que de la variable spatiale z .

5. 3. 3 Approximation de Boltzmann

Pour étudier correctement les propriétés d'un plasma, il faut décrire très précisément le comportement des ions ainsi que celui des électrons. Ce traitement, inévitable dans certaines situations, s'avère extrêmement lourd. Dans ces situations, la simplification du problème consiste à décrire la densité électronique à l'aide d'une distribution dite "de Boltzmann", dont une justification est donnée ci-dessous.

Dans le cadre du modèle fluide à une dimension et dans le cas stationnaire, l'équation de mouvement pour les électrons (I-25) se met sous la forme

$$m_e n_e v_e \frac{dv_e}{dz} = n_e \frac{d\phi}{dz} - \frac{dp}{dz}, \quad (\text{I-27})$$

où n_e et v_e sont la densité et la vitesse des électrons, $\frac{d\phi}{dz}$ est proportionnel à la force électrique et $\frac{dp}{dz}$ est la force due au gradient de pression. Pour un gaz parfait

$$P = n_e k_B T_e .$$

Pour les électrons ($m_i/m_e \geq 1836$), le terme d'inertie (terme gauche) de l'équation (I-27) est négligeable. Ainsi, l'intégration de l'équation précédente simplifiée donne l'expression dite de Boltzmann pour la densité électronique

$$n_e = n_{e0} \exp \left(\frac{e\phi}{T_e} \right) \quad (\text{I-28})$$

où ϕ est le potentiel électrostatique, T_e est la température des électrons et n_{e0} est la densité électronique à l'équilibre ($\phi(z=0)=0$), e étant la charge élémentaire.

Une telle approximation s'applique le plus souvent aux électrons et aux ions négatifs dans la modélisation d'un plasma de décharge électronégatif [29], [37].

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes définitions dont nous aurons besoin dans la suite de cette thèse. Nous avons rappelé quelques notions simples sur les plasmas de décharge, en particulier, leurs propriétés électriques et les différentes applications dans l'industrie. Pour la compréhension de l'interaction d'un plasma avec une surface solide, nous avons donné un bref aperçu sur la formation des gaines électrostatiques créées dans l'interface plasma-surface solide. Ensuite, nous avons rappelé les propriétés des plasmas poussiéreux et leurs domaines d'applications en astrophysique et en industrie. Par la suite, nous avons présenté quelques processus de charge des grains de poussière dans les plasmas. En particulier, nous avons exposé le modèle du mouvement de l'orbite limitée (Orbital Motion Limited Model (OML)). Nous avons également présenté les modèles théoriques utilisés pour décrire un plasma, à savoir, le modèle cinétique et le modèle fluide. Nous avons terminé ce chapitre par la présentation des différentes approximations utilisées dans cette thèse.

REFERENCES

- [1] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [2] A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn, R. F. Hicks, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **26**, 1685 (1998).
- [3] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [4] P. K. Shukla and A. A. Mamun. *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing,(2002).
- [5] A. M. Pointu, A. Ricard, *Réactivité Dans les Plasmas*, Ecole d'Eté, la Société Française de Physique (1984).
- [6] J. Marcel Rax, *Physique des Plasmas* Dunod, Paris, ISBN 2 10 007250 1(2005).
- [7] T. E. Sheridan and J. Goree, *Phys. Fluids B* **3**, 2796 (1991)
- [8] Pierre Seimandi, *Modélisation mathématique et numérique de décharges couronnées pour le contrôle d'écoulements*, Thèse de Doctorat, Université Toulouse III, Paul Sabatier, France (2010)
- [9] JL Raimbault, *Plasmas faiblement ionisés*, cours M2 Physique des Plasmas, (2010).
- [10] B. Chapman, *Glow Discharge Process*, John Wiley & Sons (1980).
- [11] C. K. Goertz, *Dusty Plasmas in the Solar System*, *Reviews in Geophysics*, **27**, 271 (1989).
- [12] G. S. Selwyn, J. Singh and R. S. Bennett, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A7**, 2758 (1989).
- [13] S. I. Krasheninnikov, R. D. Smirnov and D. L. Rudakov, *Dust in Magnetic Fusion Devices*, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **53**, 083001 (2011)
- [14] W. F. Huebner. *Space Sci. Rev.* **138**, 5 (2008).
- [15] Simon DAP, *Etude numérique et expérimentale de la détection et la formation de poussières carbonées dans un plasma radio fréquence en mélange Ar/C2H2*, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine, France (2012).
- [16] J. Blum, G. Wurm, S. Kempf, T. Poppe, H. Klahr, T. Kozasa, M. Rott, T. Henningand, J. Dorschner, R. Schrapler, H. U. Keller, W. J. Markiewicz, I. Mann, B. A. S. Gustafson, F. Giovane, D. Neuhaus, H. Fechtig, E. Grun, B.

- Feuerbacher, H. Kochan, L. Ratke, A. El Goresy, G. Morfill, S. J. Weidenschilling, G. Schwehm, K. Metzler, and W.-H. Ip, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2426 (2000).
- [17] J. Blum, *Dust Growth in Protoplanetary Disks a Comprehensive Experimental, Theoretical Approach*. *Res. Astron. Astrophys.* **10**, 1199 (2010).
- [18] R. L. Merlino. *Dusty Plasmas and Applications in Space and Industry*, Plasma Physics Applied, 73-110, Crockett Grabbe (2006).
- [19] B. Pascal, *L'univers des Plasmas*, Applied Mathematical Sciences, V. 131. Springer, Paris (1999).
- [20] M. Mikikian, *Piégeage de poussières dans la gaine d'un plasma de décharge continue*, Thèse de Doctorat, Université de Provence, France (1999).
- [21] H. Kersten, U. H. Deutsch, M. Otte, G. H. P. M. Swinkels, and G.M.W. Kroesen. *Thin Solid Films.* **377**, 530 (2000).
- [22] G. H. P. M. Swinkels, H. Kersten, H. Deutsch, and G. M. W. Kroesen. **88**, 1747 (2000).
- [23] Whitehead J C, *Pure Appl. Chem.* **82**, 1329 (2010).
- [24] Plasmas Froids, *Cinétiques, Transports et Transferts*, Publications de l'Université de Saint-Etienne (2005).
- [25] S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, A. A. Samarian, *Physics and Applications of Complex Plasmas*, Imperial College Press, London (2005).
- [26] Selwyn G S, Heidenreich J E et Haller. K. L, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1876 (1990).
- [27] Selwyn, G. S., Heidenreich, J. E., et Haller, K. L, *J. Vac. Sci. Technol. A* **9**, 2817 (1991).
- [28] Roca i Cabarroccas P, *J. Non-Cryst. Solids*, **266–269** 31–7 (2000).
- [29] Bouchoule A, *Dusty Plasmas Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, New York, Wiley (1999).
- [30] K. D. Bleeker and A. Bogaerts, *Phys. Rev. E* **71**, 066405-1 (2005).
- [31] Ch. Deschenaux, A. Affolter, D. Magni, Ch. Hollenstein, and P. Fayet. *J. Phys, D: Appl. Phys.* **32**, 1876 (1999).
- [32] S. Hong, J. Berndt, and J. Winter. *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** (2003).
- [33] De Bleeker, K., Ph. D. Thesis, University of Antwerp, (2006).
- [34] J. Goree. *Sci. Technol*, **3**, 400 (1994).

- [35] Paul M. Bellan, *Fundamentals of plasma Physics, Pasadena, California* (2004).
- [36] A. Bogaerts, R. Gijbels, Science Direct, **69** (2003).
- [37] R N Franklin and J Snell, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2190 (1999).

CHAPITRE II

MODELISATION D'UNE GAINÉ ELECTROSTATIQUE COLLISIONNELLE D'UN PLASMA DE DECHARGE POUSSIÉREUX

I. INTRODUCTION

L'étude de la gainé électrostatique est l'un des sujets fondamentaux de la physique des plasmas, où de nombreuses études expérimentales et théoriques sont encore à mener et sont actuellement en cours. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la modélisation d'une gainé électrostatique collisionnelle d'un plasma de décharge poussiéreux. Cette étude sera basée sur deux contributions. La première consiste à prendre en considération les mécanismes de création et de perte des particules chargées, en tenant compte de quelques processus élémentaires à savoir l'ionisation et la recombinaison. La deuxième contribution tient compte de l'effet de la présence des grains de poussière massifs et hautement chargés. Leur présence modifie énormément la structure de la gainé électrostatique. Nous supposons que les grains de poussière sont isolés où l'interaction entre eux est négligeable. Cette approximation est valable lorsque la distance entre les grains de poussière est très grande devant la longueur de Debye électronique ($d_{d-d} \ll \lambda_{De}$) [1].

Ce chapitre sera organisé comme suit: dans le premier paragraphe nous allons exposer les différents processus élémentaires mis en jeu dans un plasma froid. Ensuite, nous allons présenter les équations fluides décrivant les différentes espèces de particules constituant la gainé électrostatique. Nous aborderons ensuite une méthode numérique permettant de prédire le profil du potentiel électrostatique, des densités ionique, électronique et celle des grains de poussière pour différents paramètres du plasma. Les résultats obtenus seront discutés et interprétés. Cette étude nous permettra de retrouver un certain nombre de résultats cités dans la littérature [2]-[3].

II. COLLISIONS DANS UN PLASMA

Un plasma est un milieu très complexe contenant un grand nombre d'espèces à savoir, des électrons, des ions et des neutres (atomes ou molécules), et éventuellement des grains de poussière. En raison de l'agitation thermique de chacun de ses constituants et les interactions coulombiennes entre eux, de multiples collisions se produisent au sein du plasma, permettant des transferts de quantité de

mouvement et des échanges d'énergie entre ces particules. Le phénomène de collision peut être classé en deux catégories à savoir, les collisions élastiques et les collisions inélastiques [4]-[8].

2. 1. Collision élastique

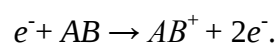
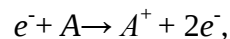
Lors d'une collision élastique, il y'a simplement une déviation de la trajectoire des particules, avec une redistribution des énergies de translation entre elles. On peut la représenter par la diffusion de deux sphères dures, avec conservation de l'énergie cinétique totale. C'est le cas notamment des collisions électron-atomes ou molécule du gaz neutre, à faible énergie (quelques eV). A forte énergie, l'électron s'approche trop près de l'atome et le champ électrique engendré par l'électron incident agit sur les électrons liés de l'atome. C'est aussi le cas des collisions électron-électron, électron-ion et ion-ion lorsque les énergies mises en jeu sont trop faibles pour donner lieu à l'émission ou à l'absorption du rayonnement électromagnétique.

2.2. Collision inélastique

Les collisions inélastiques sont telles qu'il n'y a pas conservation de l'énergie cinétique totale. Il y'a modification de l'énergie interne d'au moins une des particules avec éventuellement création ou perte de particules. Parmi ces collisions, nous citons par exemple les processus suivants:

2.2.1 Ionisation par impact électronique

L'ionisation par impact électronique de la particule cible (atome ou molécule neutre) donne naissance à un électron et un ion positif:



Les électrons éjectés et diffusés sont ensuite accélérés par le champ électrique. Lorsque l'ionisation est produite à la suite d'une seule collision électronique sur l'atome dans son état fondamental (ionisation directe), le taux d'ionisation correspondant k_{ion} s'écrit [8]

$$k_{ion} = \langle v_e \sigma_{ion} \rangle, \quad (II-1)$$

où v_e et σ_{ion} sont la vitesse des électrons et la section efficace de la réaction respectivement. L'expression la plus générale de la section efficace est déterminée selon le modèle Thomson par [8]

$$\sigma_{ion} = \frac{\pi e^2}{J^2} f\left(\frac{\varepsilon}{J}\right), \quad (II-2)$$

où $f(\varepsilon/J) = J/\varepsilon - (J/\varepsilon)^2$, J est le potentiel d'ionisation, ε est l'énergie de l'électron incident et e est la charge élémentaire de l'électron. Les crochets dans l'équation (II-1) signifient la moyenne sur la fonction de distribution de Maxwell des électrons. Dans le cadre de ce modèle, l'ionisation se produit si l'échange d'énergie transférée à l'électron $\Delta\varepsilon$ est supérieur au potentiel d'ionisation J de l'atome $\varepsilon > \Delta\varepsilon > J$. L'équation (II-1) devient

$$k_{ion} = k_0 \frac{\sqrt{\tilde{z}}}{1 + \tilde{z}} \exp(-\tilde{z}), \quad (II-3)$$

où $\tilde{z} = \frac{J}{T_e}$, $k_0 = \frac{\pi e^2}{J^2} \sqrt{\frac{2J}{m_e}}$, et m_e et T_e sont la masse et la température électronique respectivement.

Pour des électrons à basse température ($T_e \ll J$), l'expression du taux d'ionisation (II-3) devient [8]

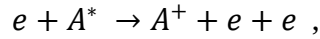
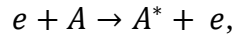
$$k_{ion} = \frac{\pi e^2}{m_e} \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{J}{T_e}\right). \quad (\text{II-4})$$

Dans le cas d'un plasma d'argon, le taux d'ionisation par impact électronique est donné par [9]

$$k_{ion} = 5 \times 10^{-8} \exp\left(-\frac{15.5}{T_e}\right) . \quad (\text{II-5})$$

L'ionisation par impact électronique de la particule cible est un processus majeur pour le maintien de la décharge électrique.

Lorsque la densité électronique est suffisamment élevée, l'ionisation directe n'est plus la seule voie d'ionisation possible. L'ionisation peut alors avoir lieu par étapes, en utilisant comme relais des états excités de l'atome.

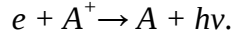


où A^* est un état métastable de la particule A (état peu susceptible de se désexciter radiativement entre deux collisions). Ce processus est possible avec des électrons de moindre énergie que l'ionisation directe.

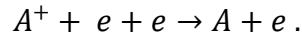
2. 2. 2. Recombinaison en volume

Quand un électron d'énergie relativement faible, rencontre un ion dans le plasma, il y'a une probabilité que l'électron soit capturé par l'ion, produisant une particule neutre. Il existe différents types de réactions qui peuvent donner lieu à cette "disparition de charges", et celle qui domine dépend de la température électronique et de la densité électronique.

Pour une recombinaison radiative, c'est une réaction à deux corps, où un électron et un ion positif peuvent se neutraliser en émettant un photon d'énergie $h\nu$,



Ce type de réaction est souvent négligeable. A haute densité, la recombinaison à trois corps peut avoir lieu. Ce processus est nécessite la présence d'une troisième particule, en l'occurrence un électron, pour assurer la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement au moment de l'interaction. Cette réaction s'écrit,

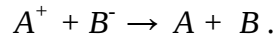


L'énergie libérée dans le processus de recombinaison est portée par l'électron. Le taux de recombinaison correspondant à cette réaction est donné par [8], [10]

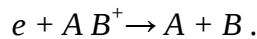
$$k_{rec} = \frac{\alpha_r}{N_e} = C_r \frac{e^{10}}{m_e^{1/2} T_e^{9/2}}, \quad \text{pour } T_e \ll J, \quad (\text{II-6})$$

où α_r est le coefficient de recombinaison et la constante C_r est donnée numériquement par: $C_r = 1.5 \times 10^{\pm 0.2}$ [8].

Dans les plasmas riches en ions négatifs, il y' a une très forte probabilité que l'ion négatif cède un électron à l'ion positif (neutralisation mutuelle). Ainsi, des ions positifs ou négatifs préalablement accélérés dans un champ électrique intense, pourront être convertis en neutres de forte énergie,

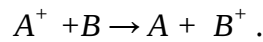


Ce processus joue un rôle important pour la diminution de la densité des ions négatifs dans les décharges à basse pression [8]. Dans le cas d'un gaz moléculaire, la recombinaison est dissociative



2. 2. 3. Transfert de charges

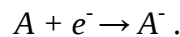
Ce processus se produit entre un ion et un neutre du gaz (un atome ou une molécule) en lui transférant un électron. Le nouvel ion ainsi formé se retrouve à l'énergie du gaz, alors que l'ion incident neutralisé, continue son mouvement sans perte d'énergie. Si l'énergie de l'ion incident est plus grande que l'énergie du gaz, il se forme alors un neutre rapide,



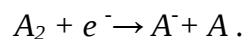
Ce type de réaction joue un rôle majeur pour la mobilité des particules chargées dans les gaines électrostatique, notamment pour la détermination des énergies des ions bombardant la cathode lors des processus de pulvérisation. Si le processus a lieu dans un gaz parent (par exemple l'ion AB^+ dans un gaz AB), le transfert de charge est dit résonant ou symétrique. Par contre, le transfert de charge est dit non résonant ou asymétrique lorsque l'ion se déplace dans un gaz non parent (par exemple l'ion A^+ dans le gaz AB). Au cours d'un transfert de charge résonant, l'ion énergétique A^+ devient un neutre rapide et le neutre B devient un ion qui commence sa vie par l'énergie thermique du gaz [11].

2. 2. 4. Attachement électronique

Dans les gaz électronégatifs (O_2 , Cl , F , etc.), les atomes ou les molécules en raison de leur affinité électronique, peuvent se transformer en ions négatifs lors d'un impact électronique. Ce processus est important parce qu'il modifie le transport de charge dans le plasma (les porteurs de charge négatifs sont désormais plus lourds). Le schéma simplifié du processus d'attachement est donné comme suit,

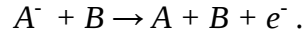


Dans le cas d'une molécule cible, l'attachement peut être dissociatif lorsqu'il produit un ion négatif et une particule neutre,

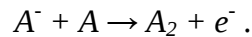


2. 2. 5. Détachement électronique

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



Le détachement est dit associatif, lorsqu'un atome entre en collision avec un ion négatif en s'associant à lui pour former une molécule neutre et libérer un électron,



2. 2. 6. Processus de surface

En plus des processus recensés en volume (dans le plasma), les processus d'interaction plasma-surface peuvent aussi jouer un rôle essentiel dans la formation et le développement de la décharge. Les ions positifs incidents sur les parois peuvent être électriquement neutralisés et perdent ainsi la plus grande partie de leur énergie.

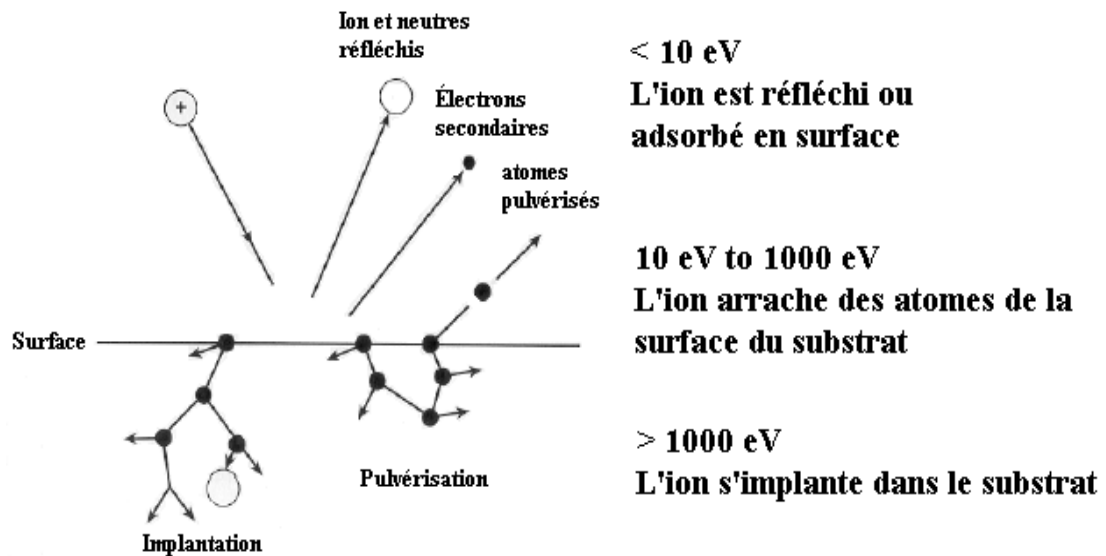


Figure (I.1): Schéma des interactions ions positifs-surface solide [10]

Si les ions positifs sont suffisamment énergétiques, ils pourront alors être implantés dans la cible. Dans ce cas, des réarrangements structuraux peuvent intervenir au niveau de la cible. Des électrons secondaires peuvent être émis de la cible par l'impact du faisceau incident (cas d'une cible métallique). En plus des électrons, des particules de la surface peuvent être arrachées par les particules incidentes si elles sont suffisamment énergétiques (phénomène de pulvérisation). L'impact des ions négatifs et des électrons est souvent négligé dans l'étude des traitements de surface par plasma, comme le potentiel de la décharge est souvent plus positif que le potentiel des surfaces en contact avec la décharge. A cause des forces électrostatiques, les ions négatifs et les électrons présents dans le plasma ne sont pas capables d'atteindre la surface traitée. Dans les plasmas utilisés pour le traitement des surfaces, ces processus sont utilisés pour produire les effets visés. Dans le cas des Tokamaks par contre, il faut minimiser les effets largement indésirables des interactions plasma-surface. Nous résumons quelques processus principaux sur la figure (I-1)

Dans cette thèse nous ne pouvons pas décrire en détail tous les mécanismes de réaction dans le plasma. Chaque plasma étant un cas particulier. Ainsi, ce paragraphe a pour but de présenter brièvement les principaux processus responsables de la formation des espèces dans les plasmas.

III. MODELE THEORIQUE

Nous considérons un plasma de décharge électropositif stationnaire et non magnétisé, confiné entre deux électrodes planes d'un réacteur plasma, dans une géométrie unidimensionnelle illustrée sur la figure (II.2). La gaine électrostatique est située entre la position $z = 0$ et l'électrode. Elle contient des électrons (e), des ions positifs (i), des neutres (n) et des grains de poussière (d). Les électrons qui gagnent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation peuvent ioniser les neutres et ainsi créer de nouvelles paires électron-ion. Ce processus se compense par la recombinaison électron-ion. Cette dernière est souvent négligeable en raison de la faible densité du plasma. Les collisions élastiques ion-neutre sont très efficaces car leurs masses sont comparables, tandis que les collisions élastiques électron-neutre sont inefficaces ($m_n/m_e > 1836$).

Pour notre étude nous utilisons le modèle fluide et les approximations associées à ce modèle citées dans le chapitre précédent. Grâce à leur faible inertie, les électrons sont considérés en équilibre thermodynamique. Par conséquent, leur densité obéît à la distribution de Boltzmann,

$$n_e = n_{e0} \exp \left(\frac{e\phi}{T_e} \right), \quad (\text{II-7})$$

où n_{e0} est la densité électronique à l'équilibre.

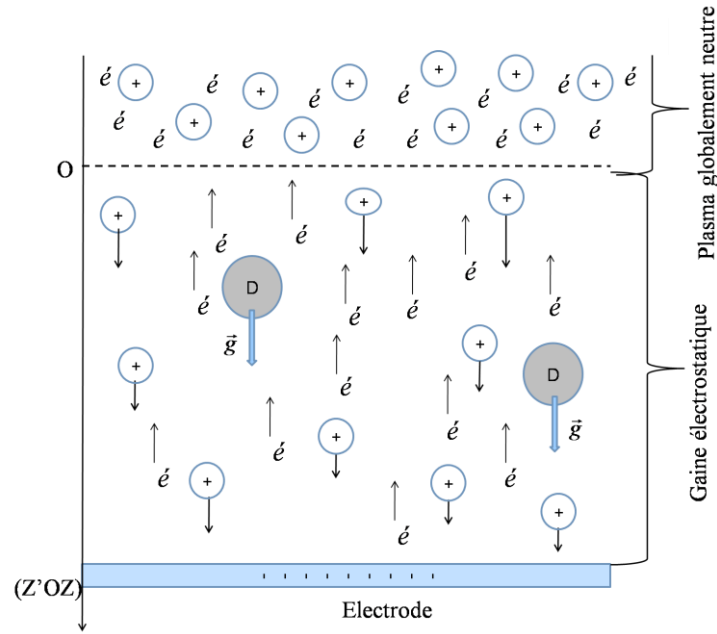


Figure (II. 2): Géométrie du modèle.

Les ions positifs, de masse m_i et de vitesse $\vec{v}_i$, sont accélérés par le champ électrique $\vec{E}$. Ils sont créés par impact électronique sur les neutres, dissipant leur énergie par collisions avec ces derniers, et perdus par la recombinaison avec les électrons. Ainsi, les équations fluides pour les ions positifs s'écrivent

$$\frac{d(n_i v_i)}{dz} = k_i n_n n_e - k_r n_i n_e, \quad (\text{II-8})$$

$$v_i \frac{dv_i}{dz} = - \frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{dp_i}{dz} - \frac{F_{in}}{m_i} + \frac{v_i}{n_i} (k_i n_n n_e - k_r n_i n_e), \quad (\text{II-9})$$

où k_i et k_r sont les taux d'ionisation et de recombinaison respectivement. Le terme de droite de l'équation (II-8) comptabilise le nombre de particules créées par ionisation et le nombre de particules perdues par recombinaison par unité de volume et par seconde. Les pertes par diffusion étant prises en compte dans le terme de gauche de cette équation.

Dans le membre de droite de l'équation du mouvement (II-9), le premier terme décrit la force électrique, le deuxième décrit les effets thermiques (la force de pression), le troisième terme représente la force de frottement qui exprime la perte d'impulsion des ions lors de leur collision avec le gaz neutre et le quatrième terme représente le gain et la perte d'impulsion dû au gain et à la perte des ions. Dans un plasma faiblement ionisé, les collisions entre particules chargées sont peu fréquentes et les contributions dominantes sont généralement les collisions ions-atomes ou ions-molécules neutres. Ce sont les principales réactions dans les gaines électrostatiques, et par conséquent la section efficace de collision des ions est pratiquement constante dans la gamme d'énergie [1eV-100eV] [12]. Ainsi, l'expression de F_{in} est donnée par

$$F_{in} = m_i n_n \sigma_{in} v_i^2, \quad (\text{II-10})$$

σ_{in} étant la section efficace de la collision ion-neutre et n_n est la densité du gaz neutre supposée constante et donnée par la relation $n_n = \frac{p_n}{T_n}$.

Les grains de poussière sont supposés être de forme sphérique et de même taille. Les équations fluides correspondantes s'écrivent

$$\frac{d(n_d v_d)}{dz} = 0, \quad (\text{II-11})$$

$$m_d v_d \frac{dv_d}{dz} = -q_d \frac{d\phi}{dz} + m_d g, \quad (\text{II-12})$$

où n_d , q_d , m_d et v_d sont la densité, la charge, la masse et la vitesse du grain de poussière respectivement; g étant l'accélération de la gravité.

Dans l'équation (II-11), le terme droite est nul, ce qui signifie que nous avons supposé que nous n'avons ni création, ni perte des grains de poussière dans la gaine électrostatique.

Dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge à basse pression ($P \approx 20 \text{ mtorr}$), les forces exercées sur un grain de poussière se réduisent, à la force électrostatique et à la force de pesanteur (nous avons négligé la force de la résistance ionique et les effets de pression).

Les grains de poussière acquièrent exclusivement leur charge par l'attachement des électrons et des ions. L'équation d'évolution de la charge d'un grain de poussière immergé dans un plasma est donnée par (chap. I, § (4. 3. 1))

$$v_d \frac{\partial q_d}{\partial z} = I_e + I_i, \quad (\text{II-13})$$

où q_d est la charge du grain de poussière, I_e et I_i sont les courants électronique et ionique collectés par la surface du grain de poussière respectivement.

Pour calculer les courants de charge d'un grain de poussière de rayon r_d , le modèle du mouvement de l'orbite limitée (Orbital Motion Limited model (OML)), basé sur la théorie de la sonde de Langmuir est utilisé[13]. Dans ce modèle, le grain de poussière est considéré comme étant une sphère solide de potentiel électrique ϕ_d et de rayon r_d .

Les courants électronique et ionique sont donnés par les expressions suivantes [14]-[17]

$$I_e = \begin{cases} -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left(\frac{eq_d}{r_d T_e} \right) & \text{pour } q_d \leq 0 \\ -\pi r_d^2 e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e} \right) & \text{pour } q_d > 0 \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

$$I_i = \begin{cases} \pi r_d^2 e n_i v_i \left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2} \right) & \text{pour } q_d \leq 0 \\ \pi r_d^2 e n_i v_i \exp\left(\frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2} \right) & \text{pour } q_d > 0 \end{cases} \quad (\text{II-15})$$

Les équations de notre modèle théorique sont complétées par l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} (n_i e - n_e e + q_d n_d). \quad (\text{II-16})$$

Pour fermer le système d'équations de ce modèle, nous utilisons l'équation d'état adiabatique pour les ions

$$p_i n_i^{-\gamma} = C, \quad (\text{II-17})$$

où $\gamma = 3, 2, 5/3$ pour les problèmes à 1 dimension, 2 dimensions et 3 dimensions respectivement [18].

En effet, la stabilité d'une gaine électrostatique plane impose l'utilisation de l'approximation adiabatique [19]-[20].

Une transformation adiabatique se produit sans échange de chaleur avec l'extérieur, soit parce que:

- i) les parois délimitant le système thermodynamique sont adiabatiques
- ii) la transformation est plus rapide que l'échange de chaleur

La constante C est calculée en considérant l'équation d'état pour un plasma non perturbé.

Pour la simulation numérique, nous avons utilisé les grandeurs physiques adimensionnelles suivantes [21]:

$$\xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}, \alpha_{ci} = \lambda_{Di} \sigma_{in} n_n, \quad \Phi = -\frac{e\phi}{T_e}, \quad N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}, \quad u_i = \frac{v_i}{c_{is}}, \quad \Phi_d = \frac{e\phi_d}{T_e}, \quad q_d = \frac{\phi_d}{r_d},$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, \quad u_d = \frac{v_d}{c_{ds}}, \quad \gamma_i = \frac{T_e}{T_i}, \quad \delta_l = \frac{n_{l0}}{n_{i0}} \quad (l = e, d), \quad \lambda_{Di} = \left(\frac{T_i}{4\pi n_{i0} e^2} \right)^{1/2},$$

où $c_{is} = \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2}$ est la vitesse ionique acoustique, $c_{ds} = \left(\frac{z_c T_e}{m_d} \right)^{1/2}$ est la vitesse poussiéreuse acoustique et $z_c = \frac{r_d T_e}{e^2}$.

En utilisant les expressions (II-5), (II-7), (II-10), (II-14)- (II-15), (II-17) et les grandeurs physiques adimensionnelles citées ci-dessus, les équations (II-8)-(II-9), (II-11)-(II-13) et (II-16) se réduisent à

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \left\{ \alpha_{ci} N_i + \frac{\delta_e \lambda_{Di}}{u_i C_{is}} N_e [n_n k_i - n_{i0} N_i k_r] - \frac{N_i}{u_i^2} \frac{d\Phi}{d\xi} \right\} \left/ \left(1 - \frac{3N_i^2}{\gamma_i u_i^2} \right) \right., \quad (\text{II-18})$$

$$\frac{du_i}{d\xi} = \left\{ -\alpha_{ci} u_i - \frac{\delta_e \lambda_{Di}}{C_{is}} \frac{N_i N_e}{u_i^2} [n_n k_i - n_{i0} N_i k_r] + \frac{1}{u_i} \frac{d\Phi}{d\xi} \right\} \left/ \left(1 - \frac{3N_i^2}{\gamma_i u_i^2} \right) \right., \quad (\text{II-19})$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left\{ N_i - \delta_e N_e + \delta_d z_c \Phi_d \left(1 + \frac{2g \lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{-1/2} \right\}, \quad (\text{II-20})$$

pour $q_d \leq 0$,

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_d^2}{z_c u_{d0} c_{ds}} \left(1 + \frac{2g \lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{-1/2} \\ \times \left\{ \left(\pi / 8 \right)^{1/2} c_{is} u_i N_i \left(1 - 2\Phi_d / u_i^2 \right) - \delta_e v_{te} \exp(-\Phi + \Phi_d) \right\}, \quad (\text{II-21})$$

pour $q_d > 0$,

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_d^2}{z_c u_{d0} c_{ds}} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \right)^{-1/2} \times \left\{ (\pi/8)^{1/2} c_{is} u_i N_i \exp(2\Phi_d / u_i^2) - \delta_e v_{te} \exp(-\Phi)(1 + \Phi_d) \right\}, \quad (\text{II-22})$$

$$\frac{d\Psi(\Phi)}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (\text{II-23})$$

où $\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi \Phi_d d\Phi$ est l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de

poussière, $v_{te} = \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons, $\delta_e = \frac{n_{e0}}{n_{i0}}$ est la

fraction des électrons à l'équilibre. Cette dernière est calculée à partir de l'équation de Poisson à l'équilibre. Ainsi, nous obtenons

$$\delta_e = 1 + \delta_d z_c \Phi_{d0} \quad (\text{II-24})$$

Les équations (II-18)-(II-23) forment un système complet d'équations différentielles couplées non linéaires qui décrit la formation des gaines électrostatiques collisionnel d'un plasma stationnaire unidimensionnelle et non magnétisé en présence des grains de poussière. Il est clair que la résolution analytique de ce système d'équations différentielles est impossible, d'où la nécessité d'une résolution numérique.

IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

4. 1 Méthode numérique

Le système d'équations différentielles obtenu est fortement non-linéaire. Il contient deux échelles de temps, à savoir, une échelle très rapide relative à la charge des grains de poussière qui est quasi-instantanée, et une échelle relativement lente

liée aux autres effets tels que le mouvement des grains de poussière. Pour remédier à cette situation, nous avons choisi pour la résolution de ce système, la méthode de Runge-Kutta-Fehlberg. Cette méthode s'applique à des problèmes à conditions initiales à pas variable. La procédure pour déterminer le pas approprié consiste à calculer à chaque étape deux approximations différentes de la solution. Si les deux solutions sont en très bon accord, l'approximation est acceptée. Par contre si les deux réponses sont en désaccord, pour une précision donnée, le pas est réduit.

Conditions initiales

Pour intégrer notre système d'équations différentielles, nous avons utilisé les conditions initiales suivantes:

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

$$u_i(\xi=0)=1 \text{ pour } \delta_d=0, u_i(\xi=0)=1.5 \text{ pour } \delta_d \neq 0 \text{ [22]},$$

$$N_i(\xi=0)=1, \Psi(\xi=0)=0,$$

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

où Φ_{d0} est le potentiel de la surface du grain de poussière à l'équilibre ($\Phi=0$). Pour calculer sa valeur, nous résolvons numériquement l'équation de conservation de la charge à l'équilibre:

$$I_e + I_i = 0. \tag{II-25}$$

La valeur initiale du champ électrique normalisé est calculée en résolvant l'équation de mouvement des ions à l'équilibre. Il résulte

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi=0) = \alpha_{ci} u_{i0}^2 + \frac{\lambda_{Di}}{c_{is}} \frac{\delta_e u_{i0}}{\gamma_i} \left(1 + \frac{3}{\gamma_i} \frac{1}{u_{i0}^2} \right) [k_i n_n - k_r n_{i0}]. \tag{II-26}$$

Paramètres du plasma

Nous considérons un plasma de décharge électrique d'argon (Ar). Il s'agit d'un gaz monoatomique, isolant thermique et non réactif. Il fait partie des gaz rares, avec l'hélium, le néon, le krypton et le xénon. C'est un gaz inerte chimiquement, c'est-à-dire qu'il ne réagit avec aucun autre corps. Pour cette raison, il est utilisé comme atmosphère protectrice pour de nombreux procédés industriels (fabrication de l'acier et soudage électronique). Les paramètres physiques utilisés sont les suivants:

$$P_n = 1 \text{ mTorr},$$

$$n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3},$$

$$\gamma_i = 100,$$

$$T_i = T_n,$$

$$\sigma_{in} = 5.10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ [9]},$$

$$k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ [9]},$$

$$k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ [9]}.$$

Concernant les grains de poussière, nous avons utilisé les paramètres physiques suivants: $r_d = 1 \mu\text{m}$, $\delta_d = 2.10^{-4}$, $u_{d0} = 2,5$, $\rho_d = 2 \text{ g/cm}^3$, où ρ_d est la masse volumique des grains de poussière.

Avant la présentation des résultats numériques, nous allons vérifier la validité du modèle (OML), qui nécessite que la condition $r_d \ll \lambda_{Di} \ll \lambda_{in}$ soit satisfaite, où λ_{Di} est la longueur de Debye ionique et λ_{in} est le libre parcours moyen des collisions entre les ions et le gaz neutre. Pour les paramètres cités ci-dessus, nous avons $\lambda_{Di} \approx 0.05 \text{ cm}$ et $\lambda_{in} \approx 20 \text{ cm}$. Ainsi, pour des grains de poussière sphériques de rayon $r_d \approx 1 \mu\text{m}$, l'approximation du modèle (OML) est largement vérifiée.

4. 2. Résultats numériques et discussion

Dans le but d'examiner les effets de l'ionisation sur les gaines électrostatiques d'un plasma ordinaire (en absence des grains de poussière), nous avons représenté

sur les figures (II.3)-(II.5) le potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$, la densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$, la densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$, la vitesse ionique normalisée $u_i = v_i/c_{is}$ en fonction de la variable spatiale normalisée $\xi = z/\lambda_{Di}$ pour différentes valeurs du taux d'ionisation k_i . Notons que l'épaisseur de la gainé électrostatique est déterminée par le fait que l'électrode est située dans la position où la densité électronique est nulle.

En augmentant le taux d'ionisation par impact électronique, nous observons que l'épaisseur de la gainé électrostatique. Pour $k_i = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ et une électrode de potentiel normalisé $\Phi_0 = -e\phi_0/T_e = 6$, l'épaisseur de la gainé électrostatique est de l'ordre de $\xi \approx 101$. Cette valeur est réduite de 53% pour $k_i = 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$. En effet, l'augmentation du taux d'ionisation par impact électronique implique une augmentation de l'énergie des électrons (Eq. II-4). Ainsi, la répulsion des électrons vers le plasma globalement neutre par l'électrode devient moins importante (la séparation de charge diminue). Par conséquent, l'épaisseur de la gainé électrostatique est réduite.

De plus, nous observons que pour $k_i < 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$, le processus d'ionisation n'a aucun effet sur la structure de la gainé électrostatique.

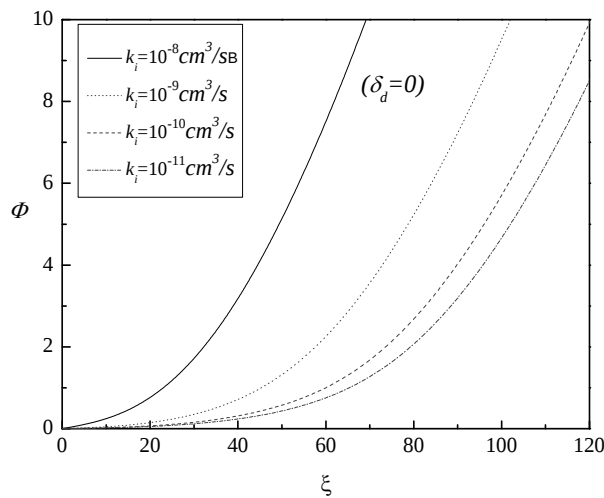


Figure (II.3): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$.

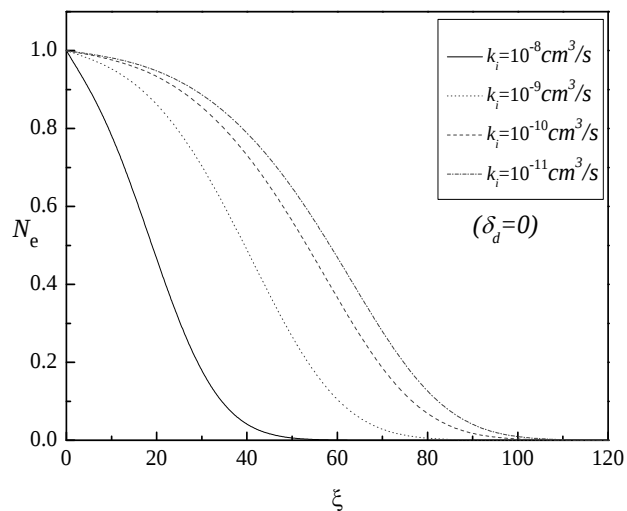


Figure (II.4): Densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$.

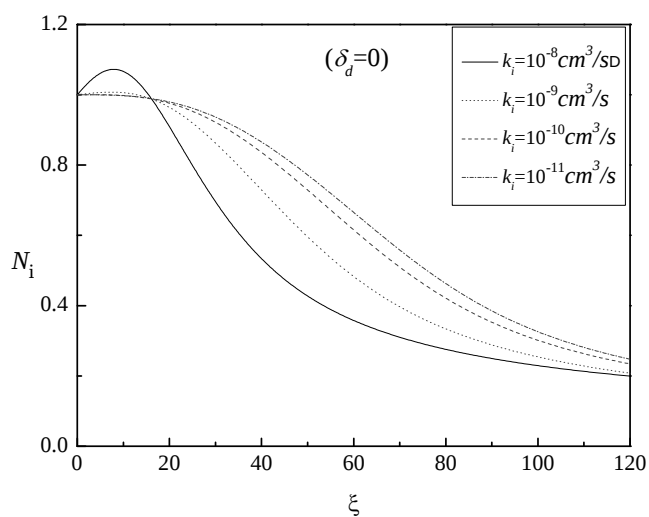


Figure (II.5): Densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$.

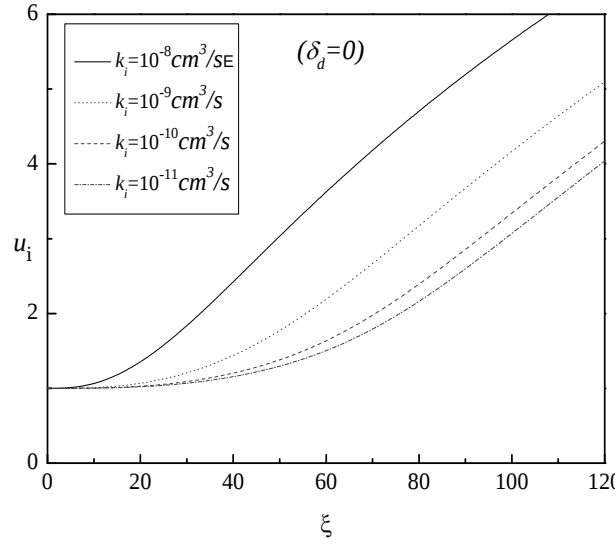


Figure (II.6): Vitesse ionique normalisée $u_i = v_i/c_{is}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$. Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_i = 100$, $\sigma_{in} = 5.10^{-15} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1.5$, $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Dans cette partie, nous allons étudier l'effet des processus d'ionisation et de recombinaison sur la structure de la gaine électrostatique d'un plasma en présence des grains de poussière. A cet effet, nous représentons sur les figures (II.7)-(II.10) les profils spatiaux de la densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$, de la densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$, du potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ et du potentiel de la surface des grains de poussière normalisé Φ_d , pour les mêmes valeurs du taux d'ionisation par impact électronique k_i utilisées ci-dessus.

En comparant les figures (II.4), (II.5) et (II.7), (II.8), nous remarquons qu'en présence des grains de poussière, le profil de la densité électronique et ionique devient plus raide. Ce résultat est dû à la collection des électrons et des ions par les surfaces des grains de poussière. D'autre part, la figure (II.10) montre que les grains de poussière sont chargés négativement. Nous pouvons expliquer cette observation par le fait que les électrons sont effectivement les plus recueillis par les grains de poussière, car ils

sont animés d'une vitesse thermique plus grande que celle des ions. Nous remarquons aussi que l'augmentation du taux d'ionisation induit une diminution de la valeur absolue de la charge des grains de poussière.

Nous observons aussi que l'effet de l'ionisation devient négligeable pour $k_i < 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$.

D'après la figure (II.11), nous constatons que le processus de la recombinaison ion-électron est négligeable devant l'ionisation par impact électronique, soit en absence ou en présence des grains de poussière.

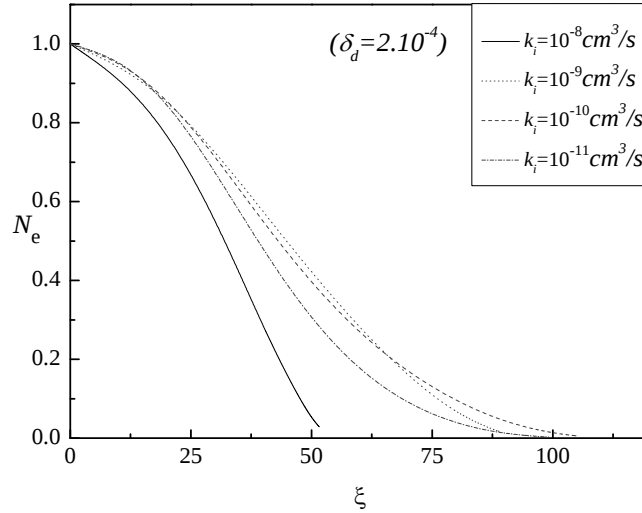


Figure (II.7): Densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du taux d'ionisation k_i .

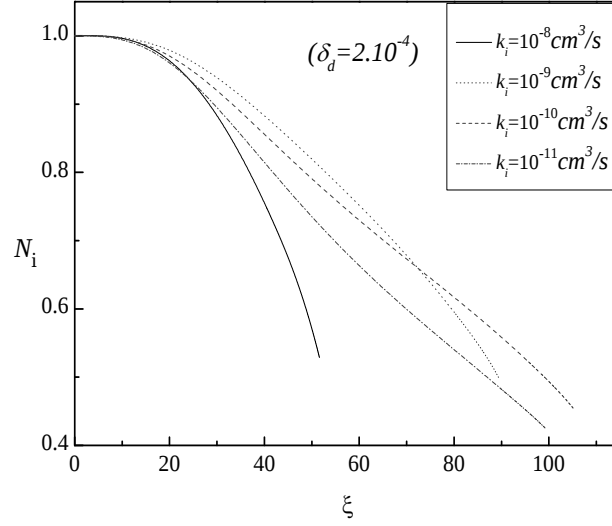


Figure (II.8): Densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du taux d'ionisation k_i .

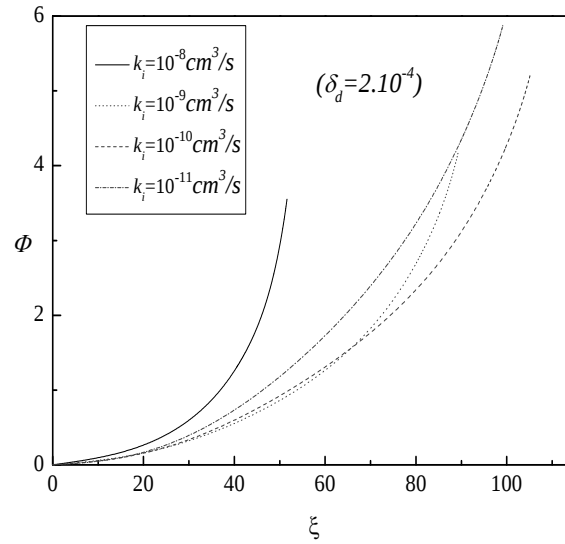


Figure (II.9): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du taux d'ionisation k_i .

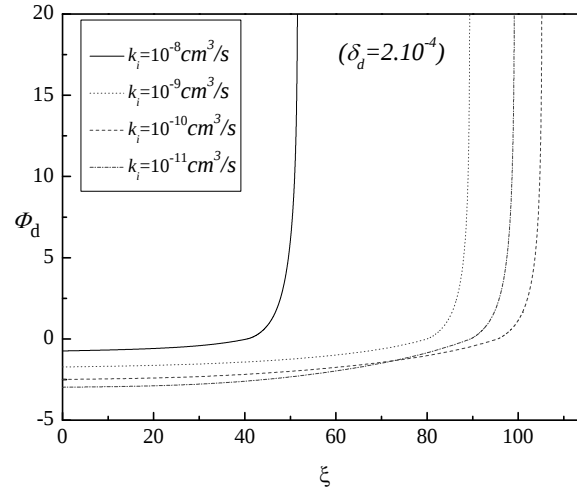


Figure (II.10): Potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du taux d'ionisation k_i . Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_i = 100$, $\sigma_{in} = 5.10^{-15} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1$, $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$, $r_d = 1\mu\text{m}$, $\delta_d = 2.10^{-4}$, $u_{d0} = 2,5$, $\rho_d = 2 \text{ g/cm}^3$.

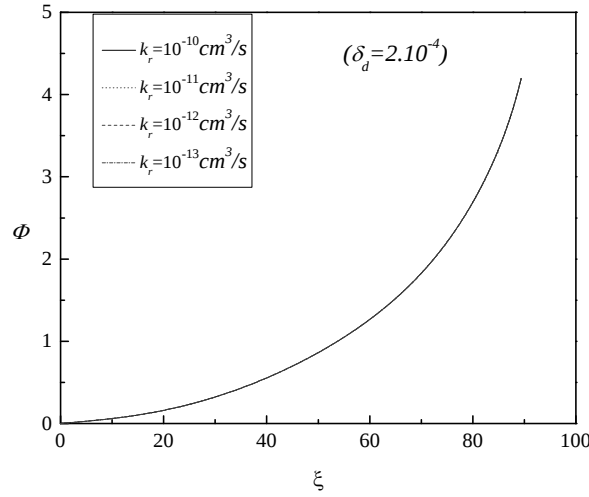


Figure (II.11): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du taux de recombinaison k_r . Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_i = 100$, $\sigma_{in} = 5.10^{-15} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1$, $k_i = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$, $r_d = 1\mu\text{m}$, $\delta_d = 2.10^{-4}$, $u_{d0} = 2,5$, $\rho_d = 2 \text{ g/cm}^3$.

Dans le but d'étudier l'effet des collisions ion-gaz neutre, nous avons représenté sur les figures (II.12)-(II.15) les profils spatiaux des paramètres de la gaine électrostatique pour trois valeurs du paramètre de collision α_{ci} . Nous avons remarqué que les collisions ion-gaz neutre réduisent la vitesse des ions se déplaçant vers l'électrode, et par conséquent augmentent la densité d'ions dans la gaine électrostatique (voir figures (II.12) et (II.13)). Selon l'équation de Poisson (II.16) cette augmentation de la distribution de densité d'ions induit l'augmentation du gradient du champ électrique ainsi que la force électrostatique. Par conséquent, les électrons sont accélérés et leur densité diminue rapidement, ce qui induit la diminution de l'épaisseur de la gaine électrostatique.

La figure (II-15) montre que la distribution spatiale de la densité des grains de poussière augmente avec l'augmentation du paramètre de collision α_{ci} . Ce résultat est en bon accord avec ceux de la littérature [23], [24].

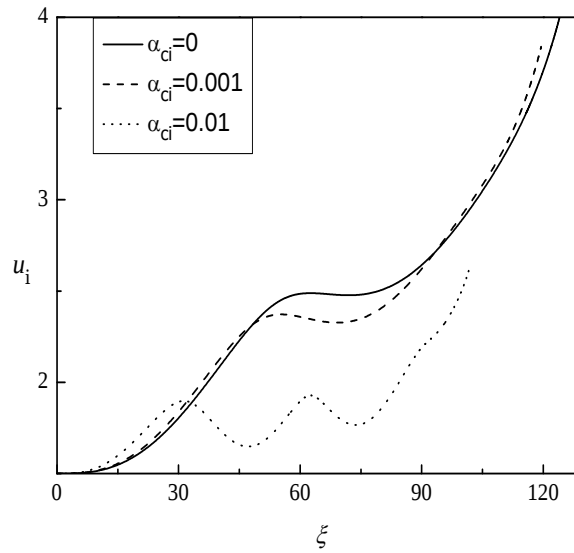


Figure (II.12): Vitesse ionique normalisée $u_i = v_i/c_{is}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$ pour différentes valeurs du paramètre de collision α_{ci} ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

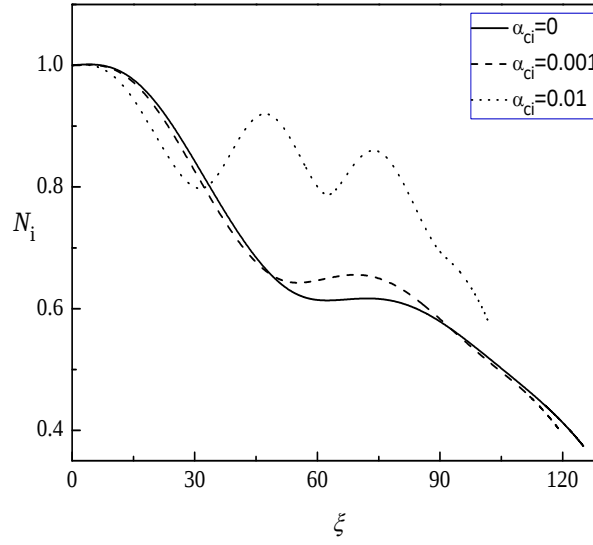


Figure (II.13): Densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du paramètre de collision α_{ci} ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

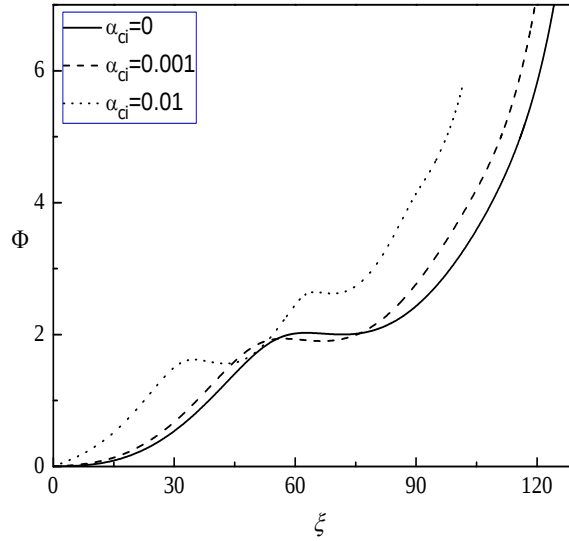


Figure (II.14): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du paramètre de collision α_{ci} ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

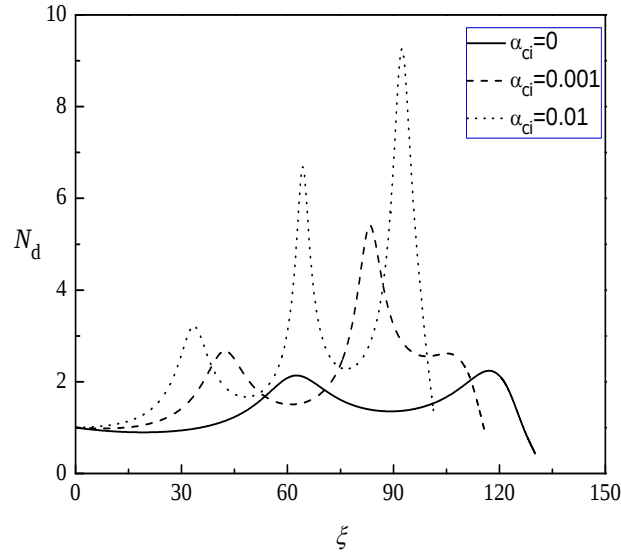


Figure (II.15): Densité des grains de poussière normalisée $N_d = n_d/n_{d0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$ pour différentes valeurs du paramètre de collision α_{ci} ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

Pour terminer ce chapitre, nous avons examiné l'effet de la taille des grains de poussière sur la structure de la gaine électrostatique. La taille de la poussière est un paramètre clé dans le transport et le dépôt de nanoparticules sur un substrat. Ce paramètre peut être utilisé pour gérer le flux et l'énergie cinétique des grains incidents. Les figures (II.16)-(II.20) représentent les profils spatiaux du potentiel électrostatique de la gaine Φ , du potentiel de la surface des grains de poussière Φ_d , de la densité ionique N_i , de la densité électronique N_e , et de la densité des grains de poussière N_d pour quatre valeurs du rayon des grains de poussière r_d . Nous remarquons que l'épaisseur de la gaine et les densités électronique et ionique diminuent de façon monotone avec l'augmentation du rayon de la poussière. Cette diminution peut être expliquée comme suit: d'après les équations. (II-15) et (II-16), les courants électronique et ionique qui s'attachent sur les grains de poussière sont proportionnels au carré du rayon de la poussière. Par conséquent, le nombre des électrons et des ions qui sont collectés sur les grains de poussière augmente avec

l'augmentation du rayon r_d , ainsi les densités de particules de plasma correspondantes diminuent. En conséquence, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite.

En outre, nous observons sur la figure (II.20) que les grains de poussière de faible taille s'accumulent dans des régions localisées au dessus de l'électrode (courbe en trait plein). Cette concentration de particules de poussière est une préoccupation sérieuse pour le traitement des surfaces sensibles à la poussière, car ces particules peuvent atteindre la surface traitée lorsque le plasma est éteint. Tandis que pour les grains de poussière de taille considérable, la force de la gravité devient importante par rapport à la force électrique. Par conséquent, nous avons une accumulation des grains de poussière sur l'électrode.

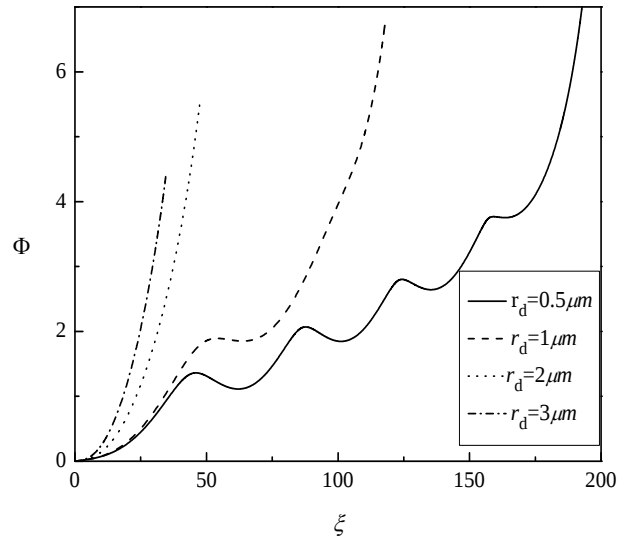


Figure (II.16): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du rayon du grain de poussière r_d ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

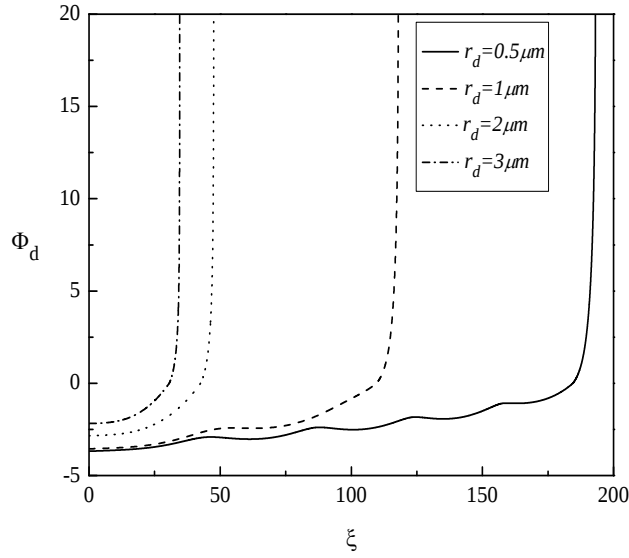


Figure (II.17): Potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du rayon du grain de poussière r_d ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

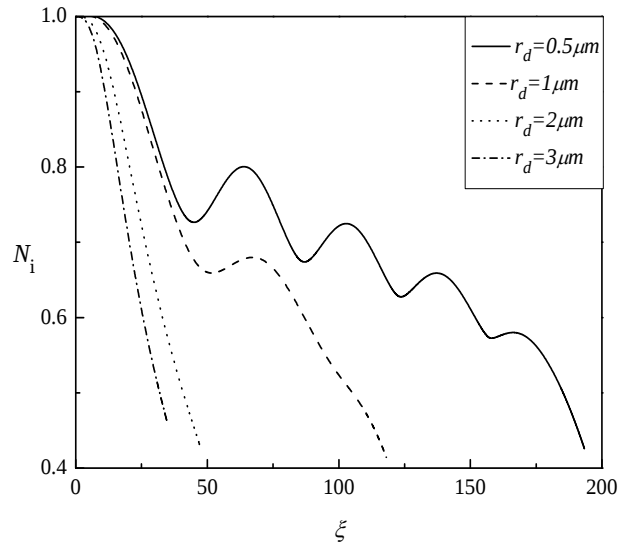


Figure (II.18): Densité ionique normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du rayon du grain de poussière r_d ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

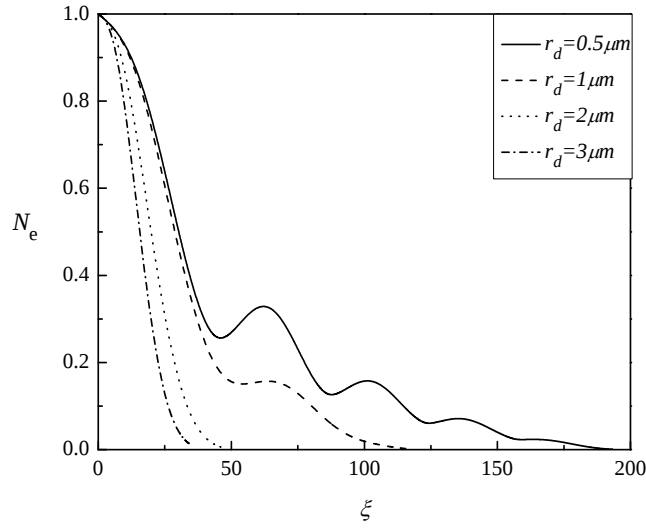


Figure (II.19): Densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du rayon du grain de poussière r_d ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

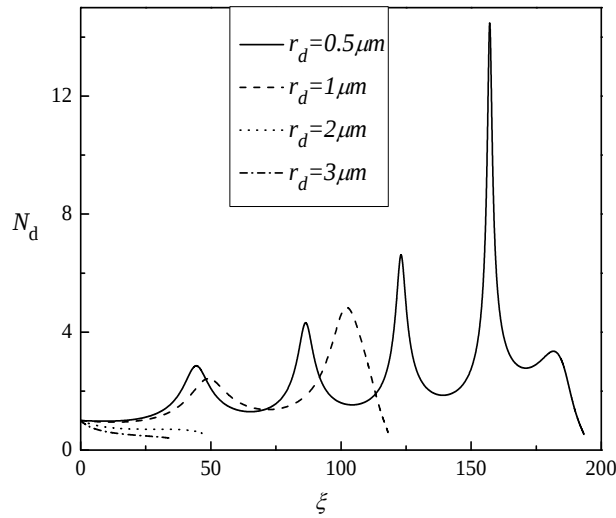


Figure (II.20): Densité des grains de poussière normalisée $N_d = n_d/n_{d0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du rayon du grain de poussière r_d ($k_{ion} = 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $k_{rec} = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$).

V. CONCLUSION

Ce chapitre, à été consacré à l'étude théorique des gaines électrostatiques collisionnelles d'un plasma de décharge électropositif en présence des grains de poussière. Pour cela, nous avons développé un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé. Les électrons sont régis par la distribution statistique de Boltzmann. Les ions positifs et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Les collisions élastiques considérées sont celles des ions positifs avec le gaz neutre. Leur contribution a été prise en compte uniquement dans l'équation d'impulsion des ions. Nous avons aussi considéré deux mécanismes de création et de perte des ions, à savoir, les processus d'ionisation et de recombinaison. Leurs contributions ont été prises en compte dans l'équation de continuité et l'équation d'impulsion des ions. Les résultats numériques montrent que l'effet du processus de recombinaison sur la structure de la gaine électrostatique est négligeable. Tandis que, l'effet du processus d'ionisation par impact électronique est moins important dans le cas d'un plasma poussiéreux. Ce mécanisme devient négligeable pour un taux d'ionisation $k_i < 10^{-9} \text{ cm}^3 / \text{s}$. Nous avons constaté aussi que la prise en compte des collisions ion- gaz neutre réduit considérablement l'épaisseur de la gaine électrostatique. D'autre part, nous avons examiné l'effet de la taille des grains de poussière. Nous avons montré que l'augmentation de la taille des grains de poussière réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique et que les grains de poussière de faible taille s'accumulent dans des régions localisées au dessus de l'électrode.

REFERENCES

- [1] D. P. Resendes and G. Sorasio, *Phys. Plasmas* **9**, 2988 (2002).
- [2] G. Foroutan, H. Mehdipour, and H. Zahed, *Phys. Plasmas* **16**, 103703 (2009).
- [3] H. B. Valentini and D. Kaiser, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 015004 (2014).
- [4] M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [5] A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn, R. F. Hicks, *IEEE Trans. Plasma Sci* **26**, 1685 (1998).
- [6] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des Plasmas*, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [7] A. M. Pointu, A. Ricard, *Réactivité Dans les Plasmas*, Ecole d'Eté, la Société Française de Physique (1984).
- [8] B. M. Smirnov, *Physics of Ionized Gases*, Russian Academy of Sciences (2001).
- [9] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley, New York (1994).
- [10] B. M. Smirnov, *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes*, Springer Series (2008).
- [11] D. Benyousef, *Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques*, Thèse de Doctorat, Université de Toulouse III (2011).
- [12] X. P. Chen, *Phys. Plasmas* **5**, 804 (1997).
- [13] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [14] J. E. Allen, *Physica Scr.* **45**, 497 (1992).
- [15] G. Sorasio, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, *JETP Lett.* **74**, 77 (2001).
- [16] D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **9**, 2988 (2002).
- [17] A. Tahraoui and R. Annou, *Phys. Plasmas* **19**, 014503 (2012).
- [18] W. Baumjohann and R. A. Treumann, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, (1997).
- [19] K. U. Riemann, *J. Phys. D* **24**, 493 (1991).
- [20] J. I. Fernandez Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernandez, and R. Morales Crespo, *J. Appl. Phys.* **95**, 4585 (2004).

- [21] D. Benlemdjaldi, A. Tahraoui, R. Hugon, and J. Bougdira, Phys. Plasmas **20**, 043508 (2013).
- [22] S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, Phys. Plasmas **19**, 053502 (2012).
- [23] K. Yasserian, M. Aslaninejad, M. Ghoranneviss and F. M. Aghamir, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 105215 (2008).
- [24] T. H. Chung, Phys. Plasmas **21**, 013701 (2014).

CHAPITRE III

EFFET DE LA DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POUSSIÈRE SUR LES GAINES ELECTROSTATIQUES D'UN PLASMA POUSSIÈREUX NON MAGNETISE

I. INTRODUCTION

Au cours de ces trois dernières décennies, de nombreux travaux ont introduit les effets de la présence des grains de poussière sur les plasmas, en particulier sur les gaines électrostatiques. Pour des raisons de simplicité, ces impuretés ont été considérées en premier temps de forme sphérique et de même taille comme nous l'avons déjà établi dans le chapitre précédent. Cette hypothèse de grains de poussière mono-taille en réalité, n'est pas toujours vraie, et en général une distribution de taille des grains de poussière doit être prévue dans l'étude des plasmas naturels et artificiels contaminés par des impuretés [1]-[4]. Toutes les observations récentes ont révélé que la taille des grains de poussière varie du nanomètre au millimètre [5]-[6]. Les sondes Véga et Giotto ont montré qu'un nombre considérable de petits grains de poussière de taille variable existent dans l'environnement des comètes [6]. D'autre part, plusieurs travaux expérimentaux ont prouvé la présence des grains de poussière de différentes tailles dans les réacteurs plasma, où le rayon r_d varie dans la gamme $[r_{d\min}, r_{d\max}]$, $r_{d\min}$ et $r_{d\max}$ étant la limite inférieure et supérieure du rayon des grains de poussière respectivement [5], [7]-[8]. Il est alors indispensable d'introduire dans les études théoriques, une fonction de distribution pour décrire correctement la taille des grains de poussière. Les fonctions de distribution les plus utilisées sont la distribution en loi de puissance, la distribution Log-Normale et la distribution Gaussienne [6], [9]-[11]. A cet effet, plusieurs chercheurs ont étudié l'influence d'une distribution de taille des grains de poussière sur les principales caractéristiques du milieu plasma. Cependant, la plupart de ces travaux théoriques ont été consacrées à l'étude des ondes dans les plasmas [12]-[20].

Dans ce chapitre, nous allons présenter un modèle théorique pour étudier les effets d'une distribution de taille des grains de poussière sur les propriétés d'une gaine électrostatique dans un plasma de décharge électronégatif [21].

Par soucis de clarté, nous commençons ce chapitre par présenter la définition et la formulation des fonctions de distribution de taille les plus utilisées dans la physique des plasmas poussiéreux.

II. DISTRIBUTION DE TAILLE DES GRAINS DE POUSSIÈRE

Pour décrire la variation de taille des grains de poussière dans les plasmas astrophysiques et les plasmas du laboratoire, plusieurs fonctions de distribution ont été établies à savoir, la distribution en loi de puissance, la distribution Log-Normale et la distribution Gaussienne. Nous présentons brièvement, ces fonctions de distribution.

2.1. Distribution en loi de puissance

Ce type de distribution est plus prépondérant pour décrire la taille des grains de poussière dans les anneaux planétaires, les queues des comètes et les environnements cosmiques [6], [12], [14]. la fonction de distribution est donnée pour des grains de poussière de rayon r_d compris dans l'intervalle $[r_{d\min}, r_{d\max}]$, par la relation suivante

$$f(r_d) = c_p r_d^{-p}, \quad (\text{III-1})$$

où p est un paramètre variant entre les valeurs 0,9 et 7 selon l'espace et l'environnement astrophysique étudié. Il varie entre 4 et 5, et 6 et 7 respectivement dans les anneaux F et G de saturne, alors que dans les queues de comètes et plasma de météore, il varie entre 3 et 4 [22], [23], c_p est une constante de normalisation. Elle est obtenue en considérant que le nombre total des grains de poussière n_{d0} correspond à l'intégration de la fonction de distribution entre les limites inférieure et supérieure du rayon des grains de poussière,

$$c_p = \begin{cases} \frac{p-1}{1 - (r_{d\max}/r_{d\min})^{1-p}} & (p \neq 1) \\ [\ln(r_{d\max}/r_{d\min})]^{-1} & (p = 1) \end{cases}. \quad (\text{III-2})$$

Historiquement cette distribution a été nommée MRN relativement aux chercheurs (Mathis, J. S., Rumpl, W et Nordsieck, K. H. 1977). Elle a été définie pour interpréter l'extinction visuelle dans le milieu diffus, qui est caractérisée par une forte abondance en grains de poussière de faible taille [24]. La simplicité de son expression en loi de puissance la rend très commode pour être utilisée dans les modèles et explique en partie son succès auprès des modélisateurs.

2. 2. Distribution Log-Normale

Par définition, la loi Log-Normale est définie par une variable positive dont le logarithme népérien suit une loi normale. Sa fonction de distribution s'écrit

$$f(r_d) = C_{LN} \exp\left(-(\ln r_d)^2 / 2\xi^2\right), \quad (\text{III-3})$$

où C_{LN} est une constante de normalisation et $\xi = \sqrt{\ln 2}/2$.

La distribution Log-Normale a un profil log-gaussien qui se caractérise par une faible densité des grains de poussière de faible taille et ceux de taille importante [1], [23], [25].

2. 3. Distribution Normale (Gaussienne)

La loi normale encore appelée Gaussienne est une loi continue, bien connue et largement utilisée en statistique pour décrire beaucoup de phénomènes aléatoires. Dans la physique des plasmas de laboratoire, la distribution Gaussienne est la plus appropriée pour décrire les agrégats de particules (colloïdes) au cours de leur formation. Elle est tronquée pour tenir compte des limites inférieure et supérieure de la taille des grains de poussière [25]. Sa fonction de distribution est donnée, pour des grains de poussière de rayon r_d compris dans l'intervalle $[r_{d\min}, r_{d\max}]$, par la relation suivante

$$f(r_d) = D_g \exp\left(-\mu(r_d - r_{dm})^2\right), \quad (\text{III-4})$$

où r_{dm} est le rayon moyen des grains de poussière, déterminé par l'expression suivante

$$r_{dm} = \int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} r_d f(r_d) dr_d, \quad (\text{III-5})$$

D_g Est une constante de normalisation, elle est obtenue à partir de l'intégrale exprimant le nombre total de grains présents dans le plasma, à savoir

$$\int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} f(r_d) dr_d = n_{d0}, \quad (\text{III-6})$$

où μ est une constante qui requiert la condition aux limites suivante

$$f(r_{d \min}) = f(r_{d \max}) = \varepsilon' f(r_{dm}), \quad (\text{III-7})$$

ε' est généralement pris égal à 0,01 [5].

III. MODELE THEORIQUE

Pour étudier les effets d'une distribution de taille des grains de poussière sur la structure d'une gaine électrostatique, nous allons considérer un modèle théorique, unidimensionnel et stationnaire, pour un plasma de décharge électronégatif, non magnétisé, confiné entre deux électrodes d'un réacteur plasma. Ce plasma est constitué par des électrons (e), des ions négatifs (j), des ions positifs (i) et des grains de poussière de forme sphérique et de tailles différentes (d). Pour décrire le système de coordonnées dans lequel nous résolvons notre problème, nous conservons le système d'axes mis en place dans le chapitre II. La figure (III.1) représente la géométrie de notre modèle où la gaine électrostatique est située entre $z=0$ et l'électrode (la pré-gaine est négligée). Pour $z < 0$, se trouve le plasma globalement

neutre. Le potentiel de l'électrode est supposé négatif par rapport au potentiel du plasma.

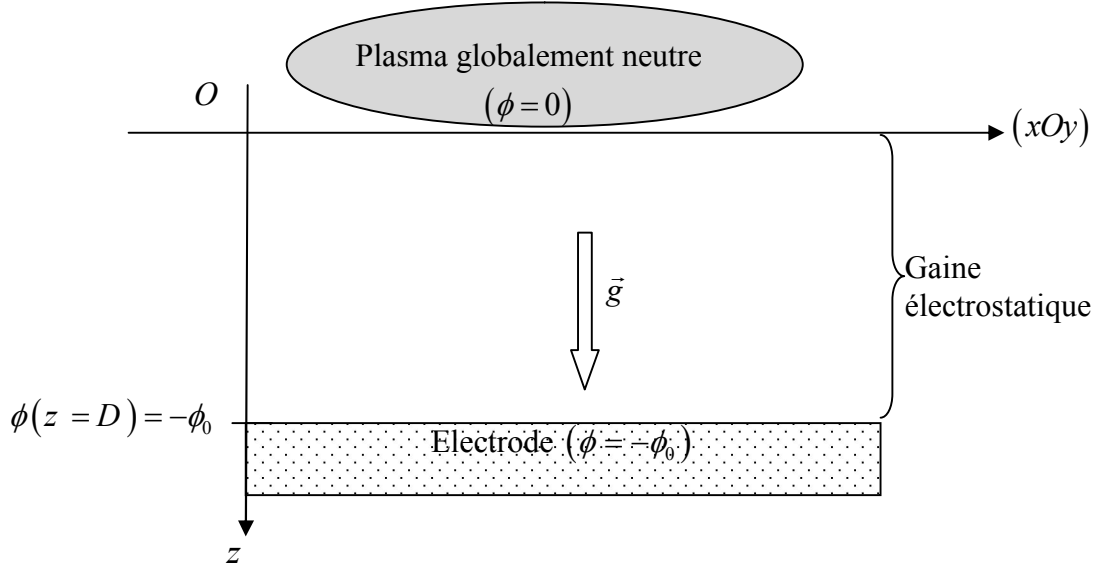


Figure (III.1): Géométrie du modèle.

Les électrons (e) et les ions négatifs (j) sont considérés en équilibre thermodynamique. Ainsi, leurs densités obéissent à la statistique de Boltzmann

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (\text{III-8})$$

$$n_j = n_{j_0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (\text{III-9})$$

où n_{e_0} , n_{j_0} , T_e et T_j sont les densités à l'équilibre et les températures des électrons et des ions négatifs respectivement. L'indice "0" indique la valeur de la grandeur physique à l'entrée de la gaine électrostatique, c'est-à-dire pour $z=0$.

Les ions positifs (i) sont modélisés par les équations fluides suivantes

$$\frac{d(n_i v_i)}{dz} = 0, \quad (\text{III-10})$$

$$m_i v_i \frac{dv_i}{dz} = -e \frac{d\phi}{dz} - \frac{1}{n_i} \frac{dP_i}{dz} - F_{in}, \quad (\text{III-11})$$

où n_i , v_i et P_i sont la densité, la vitesse et la pression des ions positifs respectivement et F_{in} est la force moyenne due aux collisions du flux des ions positifs avec les atomes ou molécules du gaz neutre. Elle représente la perte d'impulsion des ions lors de leur collision avec le gaz neutre. Elle est donnée par

$$F_{in} = m_i n_n \sigma_{in} v_i^2, \quad (\text{III-12})$$

où σ_{in} est la section efficace de la collision ion-gaz neutre et n_n est la densité du gaz neutre.

L'approximation fluide pour une gaine électrostatique plane est valable si le flux ionique est supposé adiabatique [28], [29]. Ainsi, la pression P_i est donnée par la relation suivante

$$P_i = C n_i^\gamma, \quad (\text{III-13})$$

où $\gamma = 3, 2, 5/3$ correspond aux problèmes à 1 dimension, 2 dimensions et 3 dimensions respectivement. La constante C est calculée en supposant l'équation d'état pour un plasma non perturbé. Il s'en suit

$$P_i = \frac{T_i}{n_{i0}^2} n_i^3, \quad (\text{III-14})$$

En utilisant l'équation de continuité (III-10), les expressions (III-12) et (III-14), l'équation de mouvement (III-11) se réduit à

$$\frac{dn_i}{dz} = \frac{\gamma_i n_{i0}^2}{3\lambda_{Di} n_i} \left(\frac{e\lambda_{Di}}{T_e} \frac{d\phi}{dz} + \alpha_{ci} \frac{v_{i0}^2 n_{i0}^2}{c_{is}^2 n_i^2} \right) / \left(\frac{\gamma_i}{3} \frac{v_{i0}^2 n_{i0}^4}{c_{is}^2 n_i^4} - 1 \right), \quad (\text{III-15})$$

où $\gamma_i = \frac{T_e}{T_i}$, $\alpha_{ci} = \lambda_{Di} \sigma_{in} n_n$ est le paramètre de collision qui exprime le nombre de

collisions des ions –gaz neutre sur une longueur de Debye λ_{Di} .

Les grains de poussière sont considérés de forme sphérique et de différentes tailles dont la distribution est bien définie. Ils sont également décrits par Les équations fluides. L'équation de continuité et l'équation de mouvement pour un grain de poussière de rayon r_{dk} sont données par

$$\frac{d(n_{dk} v_{dk})}{dz} = 0, \quad (\text{III-16})$$

$$v_{dk} \frac{dv_{dk}}{dz} = -\frac{q_{dk}}{m_{dk}} \frac{d\phi}{dz} + g, \quad (\text{III-17})$$

où n_{dk} , q_{dk} , m_{dk} et v_{dk} sont la densité, la charge, la masse et la vitesse du grain de poussière de rayon r_{dk} respectivement.

Dans l'équation (III-16) le terme de droite est nul, ce qui signifie que nous n'avons considéré ni création, ni perte des grains de poussière. De plus, dans l'équation de mouvement (III-17), nous avons considéré que la force électrique et la force de pesanteur.

La résolution des équations (III-16)-(III-17), donne

$$n_{dk} = n_{dk0} \left(1 + \frac{2g}{v_{dk0}^2} z + \frac{2r_{dk} T_e^2 \Psi(\phi)}{v_{dk0}^2 m_{dk} e^2} \right)^{-1/2}, \quad (\text{III-18})$$

$$v_{dk} = v_{dk0} \left(1 + \frac{2g}{v_{dk0}^2} z + \frac{2r_{dk} T_e^2 \Psi(\phi)}{v_{dk0}^2 m_{dk} e^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{III-19})$$

où

$$\Psi(\phi) = -\frac{e^2}{T_e^2} \int_0^\phi \phi_a d\phi, \quad (\text{III-20})$$

est l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de poussière à charge variable.

Les équations de notre modèle sont fermées par l'équation de Poisson,

$$\frac{d^2\phi}{dz} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(n_i e - n_e e + n_j e + \sum_k q_{dk} n_{dk} \right), \quad (\text{III-21})$$

La charge du grain de poussière est principalement due à l'attachement des électrons et des ions par ces derniers. Cette équation de charge est donnée par

$$v_{dk} \frac{dq_{dk}}{dz} = I_{ek} + I_{jk} + I_{ik}, \quad (\text{III-22})$$

où I_{ek} , I_{ik} et I_{jk} sont les courants des électrons, des ions positifs et des ions négatifs collectés par le grain de poussière de rayon r_{dk} respectivement. Dans le cadre du modèle OML, les courants de charge d'un grain de poussière de rayon r_{dk} sont donnés par les expressions suivantes [30], [33]

$$I_{ek,jk} = \begin{cases} -\pi r_{dk}^2 e \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} n_{e,j} \exp\left(\frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_{e,j}} \right) & \text{si } q_{dk} \leq 0 \\ -\pi r_{dk}^2 e \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} n_{e,j} \left(1 + \frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_{e,j}} \right) & \text{si } q_{dk} > 0 \end{cases}, \quad (\text{III-23})$$

$$I_{ik} = \begin{cases} \pi r_{dk}^2 e n_i v_i \left(1 - \frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2} \right) & \text{si } q_{dk} \leq 0 \\ \pi r_{dk}^2 e n_i v_i \exp\left(\frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2} \right) & \text{si } q_{dk} > 0 \end{cases} \quad (\text{III-24})$$

Dans la plupart des situations, nous avons $v_{thi} \ll v_i$ et $v_{dk} \ll v_i$; par conséquent la vitesse totale des ions dans l'expression (III-24) $v_{itot} = \left(v_{thi}^2 + (v_i - v_{dk})^2 \right)^{1/2}$ à été assimilée à la vitesse fluide des ions v_i [34]. De plus, nous avons supposé que les grains de poussière satisfont la condition $r_{dk} \ll \lambda_{De} \ll \lambda_{in}$, où λ_{in} est le libre parcours moyen des collisions entre les ions et le gaz neutre, λ_{De} est la longueur de Debye électronique et $v_{thi} = \sqrt{T_e/m_i}$ est la vitesse thermique des ions.

Si nous considérons que les grains de poussière dans la gaine électrostatique suivent une distribution de taille continue, la sommation discrète dans l'équation (II-21) peut être remplacée par une intégration comme suit

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(n_i e - n_e e - n_j e + \int_{r_{d\min}}^{r_{d\max}} q_d dn_d(r_d) \right), \quad (\text{III-25})$$

où dn_d représente le nombre des grains de poussière par unité de volume, dont les rayons sont compris entre r_d et $r_d + dr_d$. Par conséquent, $dn_d(r_d)$ peut s'écrire sous la forme

$$dn_d = n_{d0} \left(1 + \frac{2g}{v_{d0}^2} z + \frac{2r_d T_e^2 \Psi(\phi)}{v_{d0}^2 m_d e^2} \right)^{-1/2} f(r_d) dr_d, \quad (\text{III-26})$$

où $f(r_d)$ est la fonction de distribution de taille des grains de poussière définie dans l'intervalle $r_{d\min} \leq r_d \leq r_{d\max}$, et $r_{d\min}$, $r_{d\max}$ représentent la limite inférieure et la limite supérieure de r_d respectivement. En dehors de cet intervalle, le nombre des grains de poussière est pratiquement négligeable et la fonction de distribution est nulle.

Parmi les distributions de taille que nous avons déjà citées au début de ce chapitre, nous rappelons que la distribution Gaussienne est la plus appropriée pour décrire la distribution de taille des grains de poussière dans les plasmas de laboratoire. Son expression est donnée par la relation (III-4).

En utilisant une fonction de distribution Gaussienne et le théorème de la valeur moyenne généralisé,

$$\int_a^b g(x)h(x)dx = g(\beta) \int_a^b h(x)dx, \quad (\text{III-27})$$

les expressions (III-25)-(III-26) deviennent

$$n_d = n_{d0} \left(1 + \frac{2g}{v_{d0}^2} z + \frac{2c_{dsm}^2 \Psi(\phi)}{v_{d0}^2} \right)^{-1/2}, \quad (\text{III-28})$$

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(n_i e - n_e e - n_j e + n_{d0} r_{dm} \phi_d \left(1 + \frac{2g}{v_{d0}^2} z + \frac{2c_{dsm}^2 \Psi(\phi)}{v_{d0}^2} \frac{r_{dm}^2}{(r_d^2)_m} \right)^{-1/2} \right), \quad (\text{III-29})$$

où $a \leq \beta \leq b$, $g(x)$ et $h(x)$ sont des fonctions continues dans l'intervalle $[a, b]$,

$$\left(r_d^2\right)_m = \int_{r_{d\min}}^{r_{d\max}} r_d^2 f(r_d) dr_d, \quad c_{dsm} = \left(\frac{z_{cm} T_e}{m_{dm}}\right)^{1/2} \text{ est la vitesse poussiéreuse acoustique}$$

moyenne, $m_{dm} = \rho_d \frac{4}{3} \pi r_{dm}^3$ est la masse moyenne des grains de poussière et

$$z_{cm} = \frac{r_{dm} T_e}{e^2}.$$

Dans les équations (II-28)-(II-29), nous avons supposé que tous les grains de poussière ont le même potentiel de surface $\phi_d = \frac{q_{dk}}{r_{dk}}$ [13], [25].

En utilisant les grandeurs physiques adimensionnelles suivantes :

$$\xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}, \quad \Phi = -\frac{e\phi}{T_e}, \quad N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}, \quad u_i = \frac{v_i}{c_{is}}, \quad \Phi_d = \frac{e\phi_d}{T_e}, \quad N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, \quad u_d = \frac{v_d}{c_{dsm}}, \quad \gamma_j = \frac{T_e}{T_j},$$

$$\text{et } \delta_l = \frac{n_{l0}}{n_{i0}} \quad (l = j, d).$$

Les équations (II-15), (II-22) et (II-29) se réduisent à

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left(N_i - \delta_{em} \exp(-\Phi) - \delta_j \exp(-\gamma_j \Phi) + \delta_d z_{cm} \Phi_d \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \frac{r_{dm}^2}{\left(r_d^2\right)_m} \right)^{-1/2} \right), \quad (\text{III-30})$$

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \frac{\gamma_i}{3N_i} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha_c \frac{u_{i0}^2}{N_i^2} \right) / \left(1 - \frac{\gamma_i}{3} \frac{u_{i0}^2}{N_i^4} \right), \quad (\text{III-31})$$

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (\text{III-32})$$

pour $q_d \leq 0$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_d}{d\xi} = & \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_{dm}^2}{z_{cm} u_{d0} c_{dsm}} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \frac{r_{dm}^2}{(r_d^2)_m} \right)^{-1/2} \times \\ & \left\{ (\pi/8)^{1/2} c_{is} u_{i0} \left(1 - 2\Phi_d N_i^2 / u_{i0}^2 \right) - \right. \\ & \left. \delta_j v_{tj} \exp(\gamma_j (-\Phi + \Phi_d)) - \delta_{em} v_{te} \exp(-\Phi + \Phi_d) \right\} \end{aligned} \quad (III-33)$$

pour $q_d > 0$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_d}{d\xi} = & \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_{dm}^2}{z_{cm} u_{d0} c_{dsm}} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} \frac{r_{dm}^2}{(r_d^2)_m} \right)^{-1/2} \times \\ & \left\{ (\pi/8)^{1/2} c_{is} u_{i0} \exp(2\Phi_d N_i^2 / u_{i0}^2) - \right. \\ & \left. \delta_j v_{tj} \exp(-\gamma_j \Phi) (1 + \gamma_j \Phi_d) - \delta_{em} v_{te} \exp(-\Phi) (1 + \Phi_d) \right\} \end{aligned} \quad (III-34)$$

$\delta_{em} = \frac{n_{e0}}{n_{i0}}$ est la densité électronique normalisée à l'équilibre. Elle est obtenue à

partir de l'équation de Poisson à l'équilibre ($\Phi(\xi=0)=0$). Ainsi, nous obtenons

$$\delta_{em} = 1 - \delta_j + \delta_d \Phi_{d0} z_{cm}, \quad (III-35)$$

Φ_{d0} étant le potentiel de la surface du grain de poussière à l'équilibre ($\Phi=0$). Il est calculé également à partir de l'équation de charge des grains de poussière à l'équilibre ($I_e(\Phi=0) + I_i(\Phi=0) + I_j(\Phi=0) = 0$). Ainsi, nous obtenons

$$\left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} c_{is} u_{i0} \left(1 - \frac{2\Phi_{d0}}{u_{i0}^2} \right) - v_{tj} \delta_j \exp(\gamma_j \Phi_{d0}) - v_{te} \delta_{em} \exp(\Phi_{d0}) = 0. \quad (III-36)$$

Les équations différentielles (III-30)-(III-34) couplées aux équations (III-35)-(III-36) forment un système complet non linéaire qui décrit la création des gaines électrostatiques d'un plasma de décharge unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé en présence des grains de poussière multi-tailles. Il est évident que la résolution analytique de ce système d'équations est impossible. A cet effet, la résolution numérique est nécessaire.

IV. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

Pour résoudre le système d'équations différentielles obtenu, nous avons opté pour la méthode de Runge-Kutta-Fehlberg (Chap. II, § (4.1)) en utilisant les conditions initiales suivantes :

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

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \alpha_{ci} u_{i0}^2,$$

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

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

$$\Phi_d(\xi = 0) = \Phi_{d0}.$$

Nous notons que la deuxième condition initiale $\left(\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi = 0) = \alpha_{ci} u_{i0}^2 \right)$ a été obtenue en utilisant les équations (III-10) et (III-31) et en considérant que les ions positifs rentrent dans la gaine électrostatique avec une accélération nulle $\frac{du_i}{d\xi}(\xi = 0) = 0$.

Pour notre simulation numérique, nous considérons un plasma de décharge radiofréquence électronégatif d'oxygène où les ions positifs et les ions négatifs sont O_2^+ et O_2^- respectivement. Les paramètres physiques utilisés sont:

$$P_n = 1 \text{ mTorr}, \quad T_e = 2 \text{ eV}, \quad T_i = T_j = T_n = 0.05 \text{ eV}, \quad n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}, \quad \sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2, \\ u_{i0} = 1.3 \text{ [35]}, \quad \delta_d = 10^{-4}, \quad \rho_d = 3 \text{ g.cm}^{-3}, \quad u_{d0} = 1.5.$$

Afin d'étudier les effets de la distribution de taille des grains de poussière sur les propriétés de la gaine électrostatique, nous avons considéré que les grains de poussière sont de forme sphérique et de rayon allant de $r_{d\min} = 0.1 \mu m$ à $r_{d\max} = 3 \mu m$. Il est primordial de vérifier la validité de la théorie du mouvement de l'orbite limitée (OML) pour les paramètres physiques utilisés, avant de présenter nos résultats numériques. Nous avons trouvé $\lambda_{Di} \approx 0.05 cm$ et le libre parcours moyen des collisions entre les ions et le gaz neutre $\lambda_{in} = \frac{1}{n_n \sigma_{in}} \approx 6.00 cm$. Par conséquent, la condition de validité de la théorie du mouvement de l'orbite limitée, $r_{dk} \ll \lambda_{Di} \ll \lambda_{in}$ est largement vérifiée.

Nous rappelons aussi que l'épaisseur de la gaine est déterminée par le fait que la paroi est située dans la position où la densité électronique est nulle. Ainsi, le potentiel de la paroi n'est pas constant et peut prendre différentes valeurs selon la dynamique de la gaine électrostatique [36].

Nous commençons notre discussion en analysant les effets de l'électronégativité du plasma sur le comportement de la gaine électrostatique. En effet, la présence des ions négatifs modifie fortement l'équilibre et la dynamique du plasma et des gaines électrostatiques, car la charge négative n'est plus uniquement portée par les électrons, mais aussi par les ions négatifs. Ainsi, le découpage habituel entre charge négative à mobilité infinie et charge positive à mobilité très faible n'est plus valable. Mathématiquement, la prise en compte de la dynamique des ions négatifs modifie la densité de charge dans l'équation de Poisson, l'équation de charge du grain de poussière, ainsi que le critère de Bohm. A cet effet, nous avons représenté sur les figures (III.2a)-(III.2d), le potentiel électrostatique normalisé Φ , la densité électronique normalisée N_e , la densité des ions négatifs normalisée N_j , la densité des ions positifs normalisée N_i et le potentiel de la surface du grain de poussière normalisé Φ_{d0} en fonction de la variable spatiale normalisée $\xi = z / \lambda_{Di}$, pour un plasma poussiéreux électropositif ($\delta_j = 0$), un plasma poussiéreux de faible électronégativité ($\delta_j = 0.05$) et un plasma poussiéreux d'électronégativité modérée

($\delta_j = 0.2$). Nous avons constaté qu'en présence des ions négatifs le profil du potentiel électrostatique, de la densité électronique et ionique devient oscillatoire.

L'augmentation de la fraction des ions négatifs δ_j augmente l'amplitude des oscillations et l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite. D'autre part, la figure (III.2b) montre que le profil de la densité des ions négatifs est plus raide que celui de la densité électronique. Nous pouvons expliquer ceci par le fait que les ions négatifs, moins énergétiques que les électrons, sont facilement repoussés vers le plasma. Par conséquent, leur contribution à la charge des grains de poussière est négligeable (voir figure (III.2d)).

Dans le but d'examiner les effets de la distribution de taille des grains de poussière, nous avons comparé les résultats des figures (III.2a)-(III.2d) à ceux des figures (III.3a)-(III.3d), obtenus à partir du modèle des grains de poussière mono-taille, de rayon $r_{dm} = (r_{d\max} + r_{d\min})/2$.

Nous avons constaté que la prise en compte de la distribution de taille des grains de poussière réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique. Nous pouvons justifier ce résultat comme suit: en absence des grains de poussière (plasma ordinaire), les électrons énergétiques par rapport aux ions sont partiellement repoussés par le champ électrique ambipolaire vers le plasma globalement neutre. Cependant, en présence des grains de poussière, l'attachement des électrons par ces derniers augmente la séparation de charges, ce qui produit un élargissement de l'épaisseur de la gaine électrostatique. Ainsi, l'attachement des électrons et des ions par les grains de poussière mono-taille de rayon r_{dm} est plus important que dans le cas d'une distribution Gaussienne qui favorise seulement une petite fraction des grains de poussière qui ont des rayons de valeur autour de r_{dm} , étant donné que le nombre total des grains de poussière est constant.

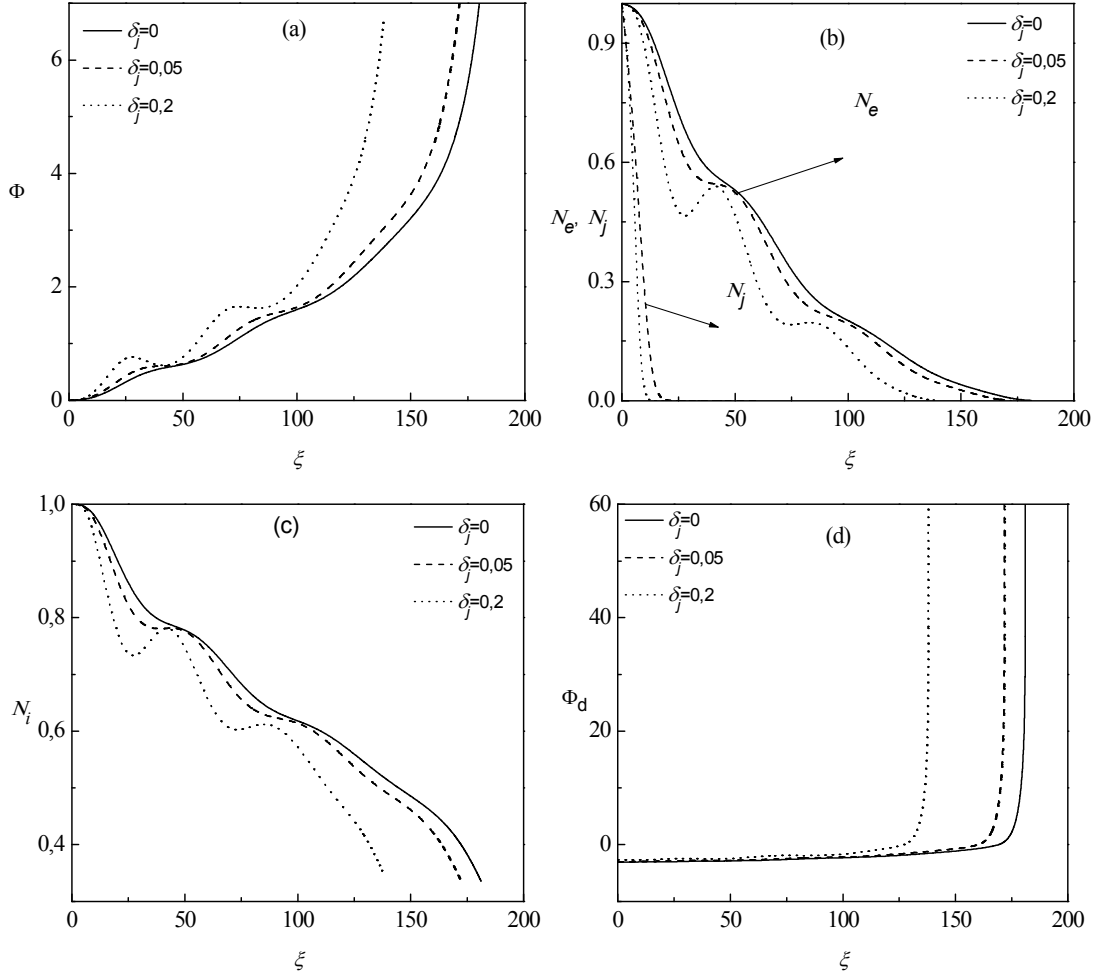


Figure (III.2): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a), densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ et densité des ions négatifs normalisée $N_j = n_j/n_{j0}$ (b), densité des ions positifs normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ (c), et potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ (d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs de la fraction des ions négatifs δ_j (cas d'une distribution Gaussienne)

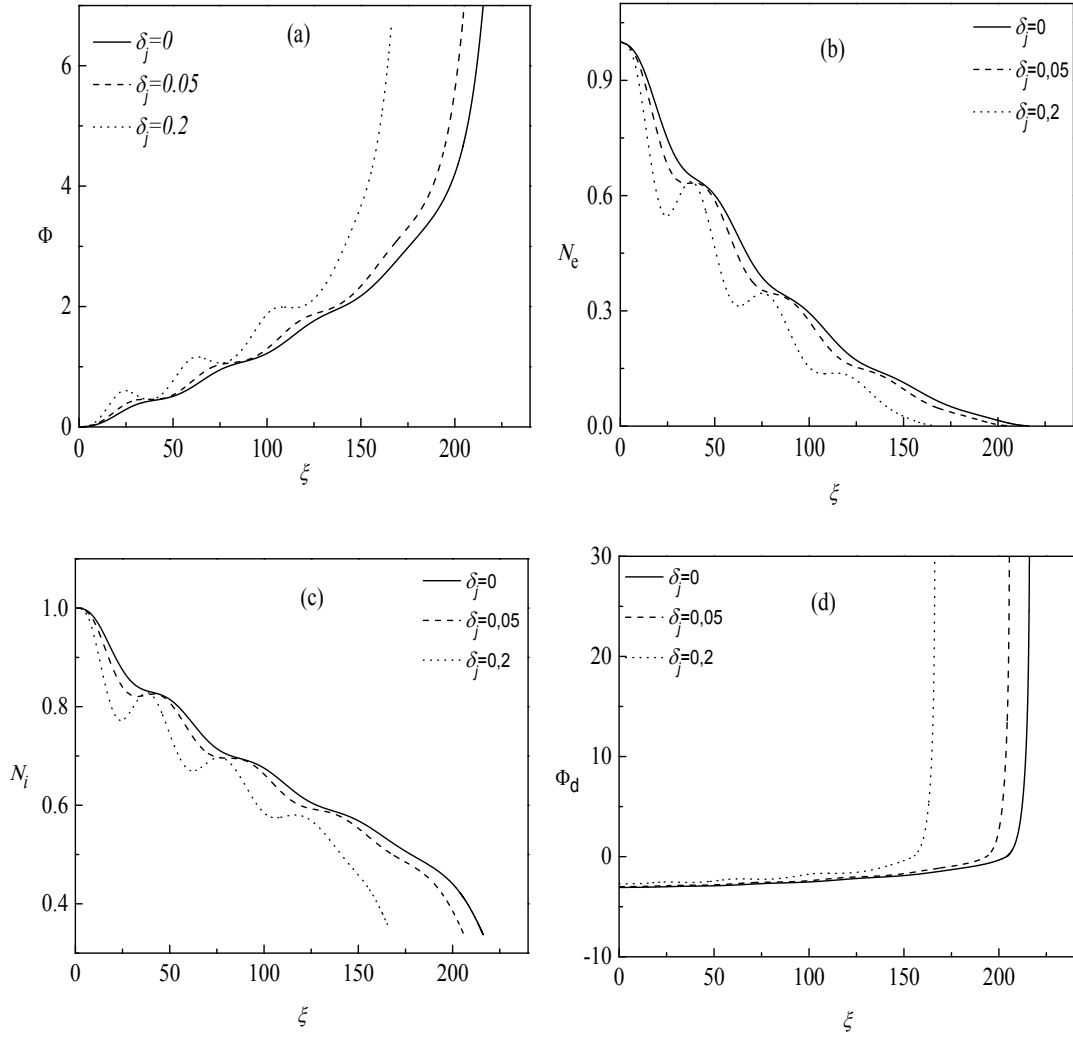


Figure (III.3): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a), densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ (b), densité des ions positifs normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ (c) et potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ (d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs de la fraction des ions négatifs δ_j (cas des grains de poussière mono-taille de rayon r_{dm})

Dans les figures (III.4a)-(III.4d), nous avons examiné les effets du nombre de Mach sur la gaine électrostatique pour trois valeurs typiques de ce dernier, à savoir, $u_{d0} = 1.5$, $u_{d0} = 2.5$ et $u_{d0} = 3.5$. Nous constatons clairement que l'augmentation du nombre de Mach des grains de poussière réduit considérablement l'épaisseur de la gaine. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'augmentation du nombre de Mach des grains de poussière réduit l'attachement des particules par les grains de poussière, conduisant à la disparition de la structure oscillante dans les densités électronique et ionique. Par conséquent, la séparation de charges est réduite, ainsi que l'épaisseur de la gaine électrostatique. Pour illustrer l'effet de la distribution de taille des grains de poussière, nous comparons ces résultats avec ceux du modèle mono-taille (figures (III.5a)–(III.5c)). Nous constatons que la structure oscillante dans les profils du potentiel, de la densité électronique et ionique (figures (III.4.a)–(III.4c)) est moins importante que dans le cas de la distribution de taille, pour les raisons que nous avons déjà mentionnées plus haut.

Nous étudions à présent les effets de la distribution de taille des grains de poussière sur les paramètres physiques de la gaine électrostatique, pour trois valeurs de la masse volumique des grains de poussière ρ_d , à savoir : Des grains de poussière légers $\rho_d = 3g/cm^3$, des grains de poussière lourds comme l'argent $\rho_d = 10.50g/cm^3$ et des grains de poussière d'or de masse volumique $\rho_d = 19.32g/cm^3$. Les figures (III.6a)-(III.6d), montrent que la distribution de taille des grains de poussière réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique. En outre, la présence des grains de poussière lourds réduit aussi considérablement l'épaisseur de la gaine par rapport à ceux qui sont légers. En effet, l'augmentation de la masse volumique ρ_d induit une augmentation de l'impulsion des grains de poussière à travers la force de la gravité qui est proportionnelle à ρ_d . Par conséquent, l'attachement des particules par les grains de poussière ainsi que l'épaisseur de la gaine électrostatique sont réduits.

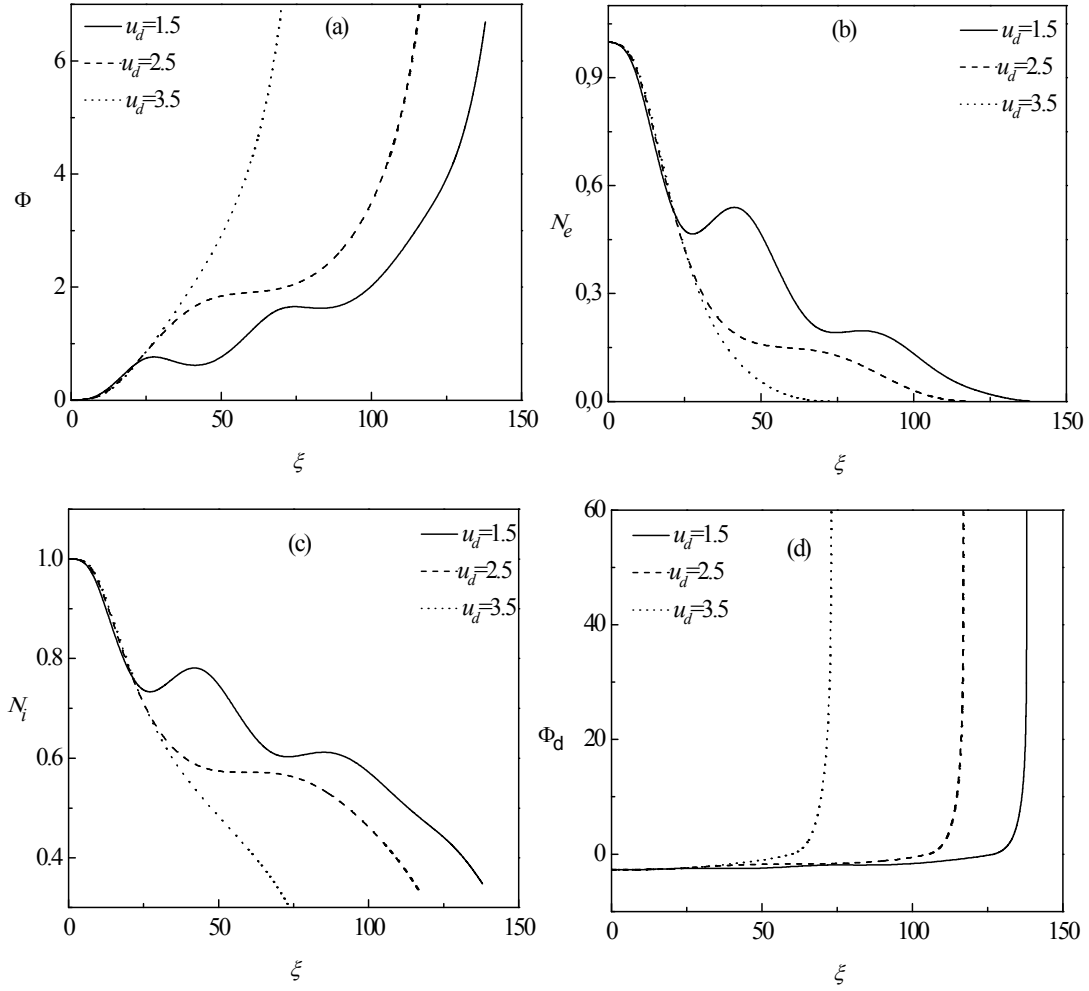


Figure (III.4): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a), densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ (b), densité des ions positifs normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ (c) et potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ (d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs du nombre de Mach u_d (cas d'une distribution Gaussienne). Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_j = T_n = 0.05 \text{ eV}$, $\sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1.3$, $\delta_d = 10^{-4}$, $\rho_d = 3 \text{ g.cm}^{-3}$, $\delta_j = 0.2$.

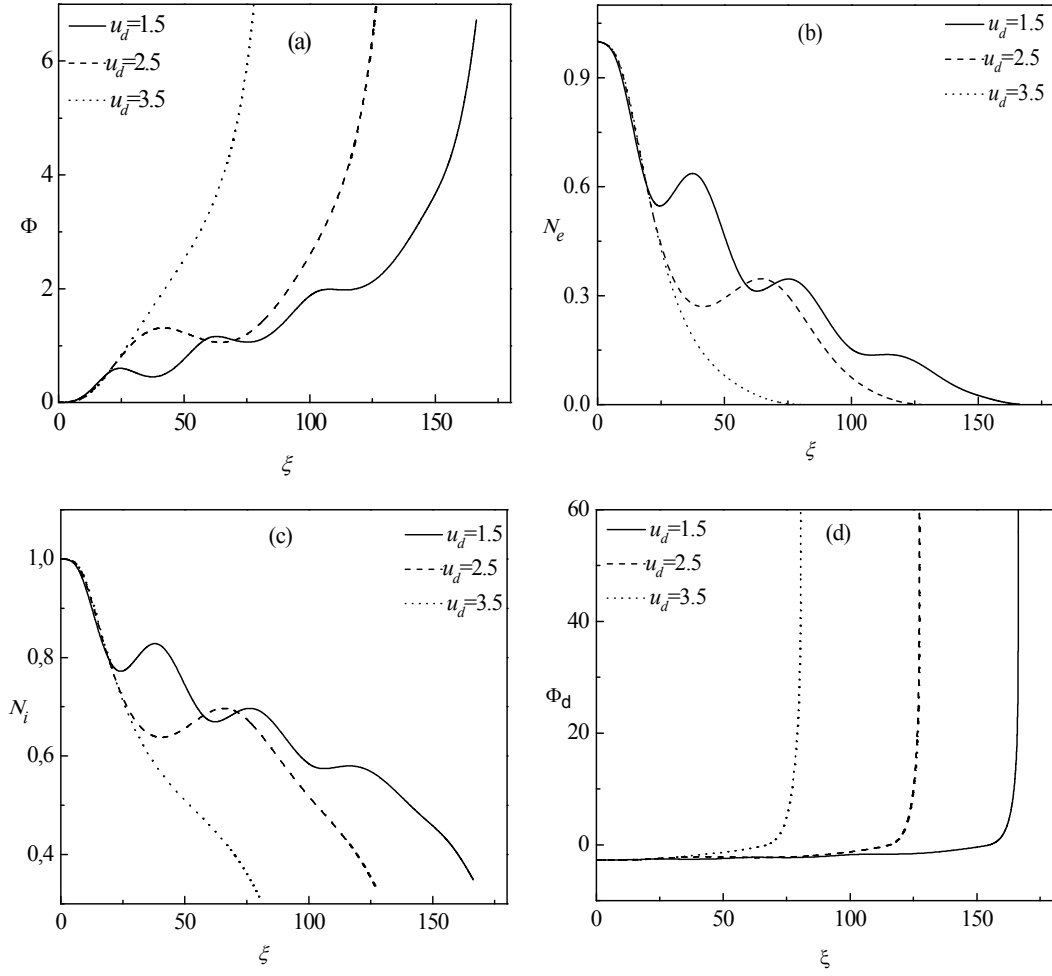


Figure (III.5): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a), densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ (b), densité des ions positifs normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ (c) et potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ (d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$ pour différentes valeurs du nombre de Mach u_{d0} (cas des grains de poussière mono-taille de rayon r_{dm}). Les paramètres physiques sont les mêmes que dans la figure (III.4).

Nous notons que la charge de la poussière reste négative à une distance très proche de la paroi, puis change de signe brusquement juste avant d'atteindre cette dernière, aussi bien dans le cas de la distribution en taille que dans le cas des grains de poussière mono-taille. Ceci est dû au fait que la densité des électrons diminue plus rapidement que celle des ions au voisinage de la surface solide, et s'annule lorsqu'ils l'atteignent. Par conséquent, la charge des grains est due uniquement au flux d'ions. En outre, nous constatons que l'effet de la distribution de taille des grains de poussière sur la charge de ces derniers, n'est pas observé.

La densité des grains de poussière normalisée dans le cas du modèle de la distribution de taille Gaussienne (courbe en trait plein) et le modèle des particules mono-taille (courbe en pointillés) sont indiquées sur les figures (III.7a) et (III.7b) respectivement. La caractéristique la plus marquante, c'est l'apparition des pics de densité dans la distribution spatiale des grains de poussière dans la gaine électrostatique. Cette localisation des particules de poussière (Fig. (III.7a)) est due à la compensation entre la force électrostatique et celle de gravitation.

Si nous augmentons le nombre de Mach des grains de poussière (Fig. (III.7b)), le nombre des pics diminue. Ceci peut être expliqué par le fait que l'augmentation du nombre de Mach des grains de poussière induit la diminution du nombre de charges sur les grains de poussière comme nous l'avons déjà vu dans les figures (III.4d) et (III.5d), ainsi que la force électrostatique. Par conséquent, les grains de poussière s'accumulent sur l'électrode. En tenant compte de la distribution de taille de la poussière, la structure en couches augmente, et les pics de densité deviennent plus aigus. C'est un résultat attendu parce que la présence des grains de poussière avec différentes tailles augmente leur probabilité de piégeage.

Nous observons aussi des régions dépourvues de grains de poussière situées entre deux pics de densité. Ces régions sont appelées dans la littérature "voids". Ce phénomène de formation de "voids", devient négligeable si nous augmentons le nombre de Mach des grains de poussière.

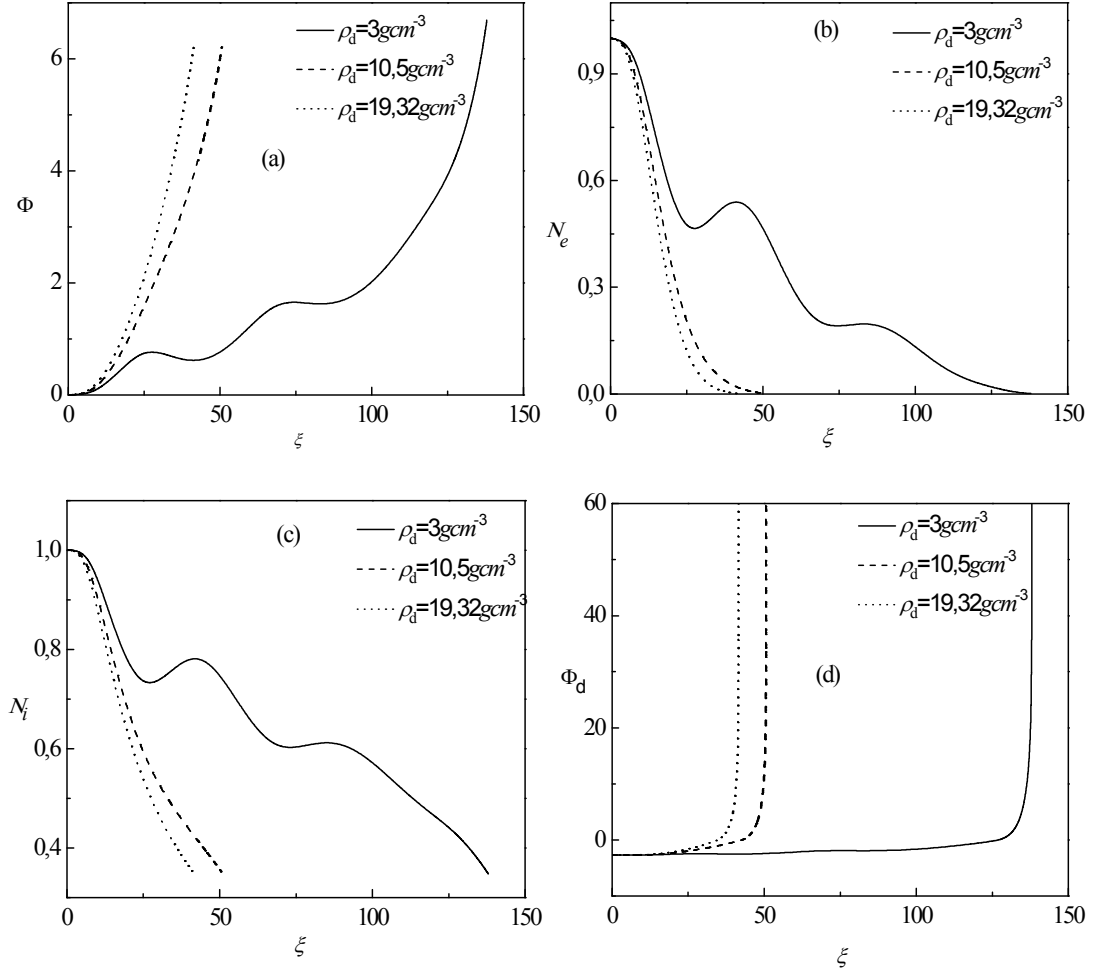


Figure (III.6): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a), densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ (b), densité des ions positifs normalisée $N_i = n_i/n_{i0}$ (c) et potentiel de la surface du grain de poussière normalisé $\Phi_d = e\phi_d/T_e$ (d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{D_i}$ pour différentes valeurs de la masse volumique des grains de poussière ρ_d (cas d'une distribution Gaussienne). Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_j = T_n = 0.05 \text{ eV}$, $\sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1.3$, $\delta_d = 10^{-4}$, $u_{d0} = 1.5$, $\delta_j = 0.2$.

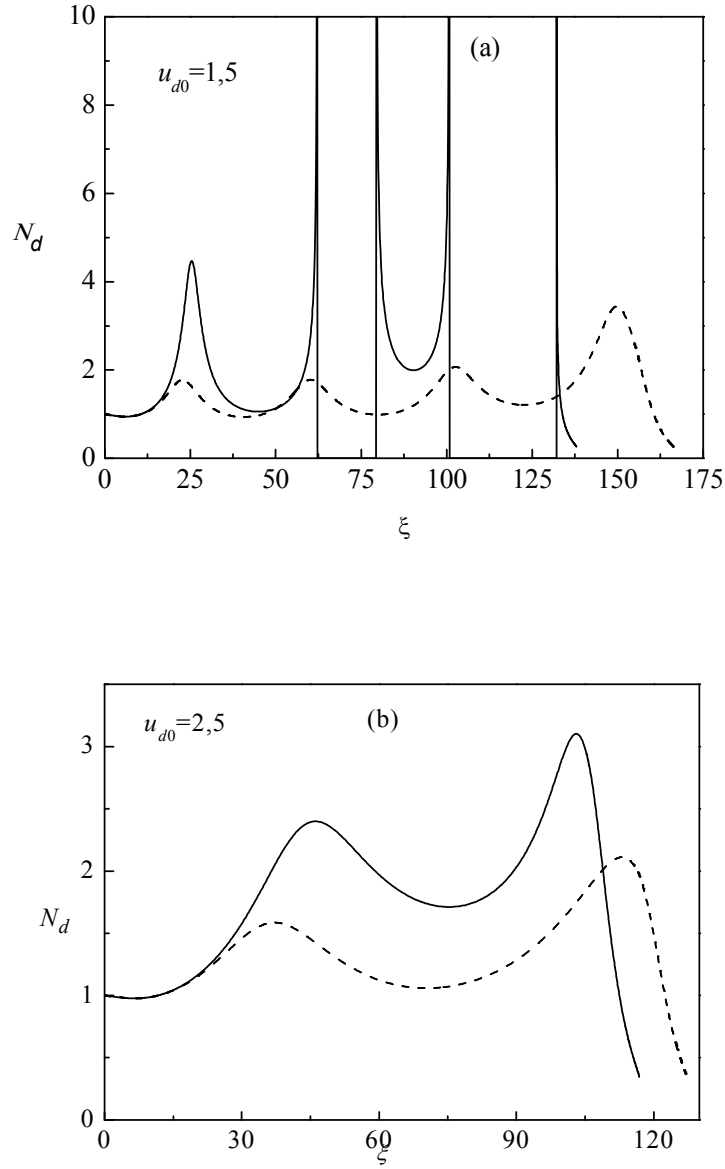


Figure (III.7): Densité des grains de poussière normalisée $N_d = n_d / n_{d0}$ en fonction de la variable spatiale $\xi = z / \lambda_{D_i}$, dans le cas du modèle de la distribution de taille Gaussienne (courbe en trait plein) et le modèle des particules mono-taille (courbe en pointillés), pour $u_{d0} = 1.5$ (a) et $u_{d0} = 2.5$ (b). Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_j = T_n = 0.05 \text{ eV}$, $\sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1.3$, $\delta_d = 10^{-4}$, $\rho_d = 3 \text{ g.cm}^{-3}$, $\delta_j = 0.2$.

Dans les figures (III.8a)-(III.8d), nous avons examiné les effets de la limite inférieure et la limite supérieure du rayon des grains la poussière sur la structure de la gaine électrostatique [21]. Les figures montrent que l'augmentation de la limite inférieure ou la limite supérieure du rayon des grains de poussière induit la diminution de l'épaisseur de la gaine et de la structure oscillatoire du potentiel électrostatique. Pour expliquer cet effet, nous constatons que l'augmentation du rayon de la poussière provoque l'augmentation de la force de gravité et la force de collision ion-neutre en faveur de la force électrique. Ce qui est traduit par l'accumulation des grains de poussière sur l'électrode, et par conséquent le nombre des grains de poussière diminue ainsi que l'attachement des particules par ces derniers. De même, la séparation de charges dans la gaine électrostatique diminue, en conduisant à une gaine de plasma de faible épaisseur.

Pour les paramètres physiques utilisés ci-dessus, nous constatons que pour $r_{d\min} \leq 10nm$, la structure de la gaine électrostatique semble immuable. De plus, nous notons que pour $r_{d\max} > 7\mu m$, nous sommes dans les limites de validité de la théorie du mouvement de l'orbite limitée (OML).

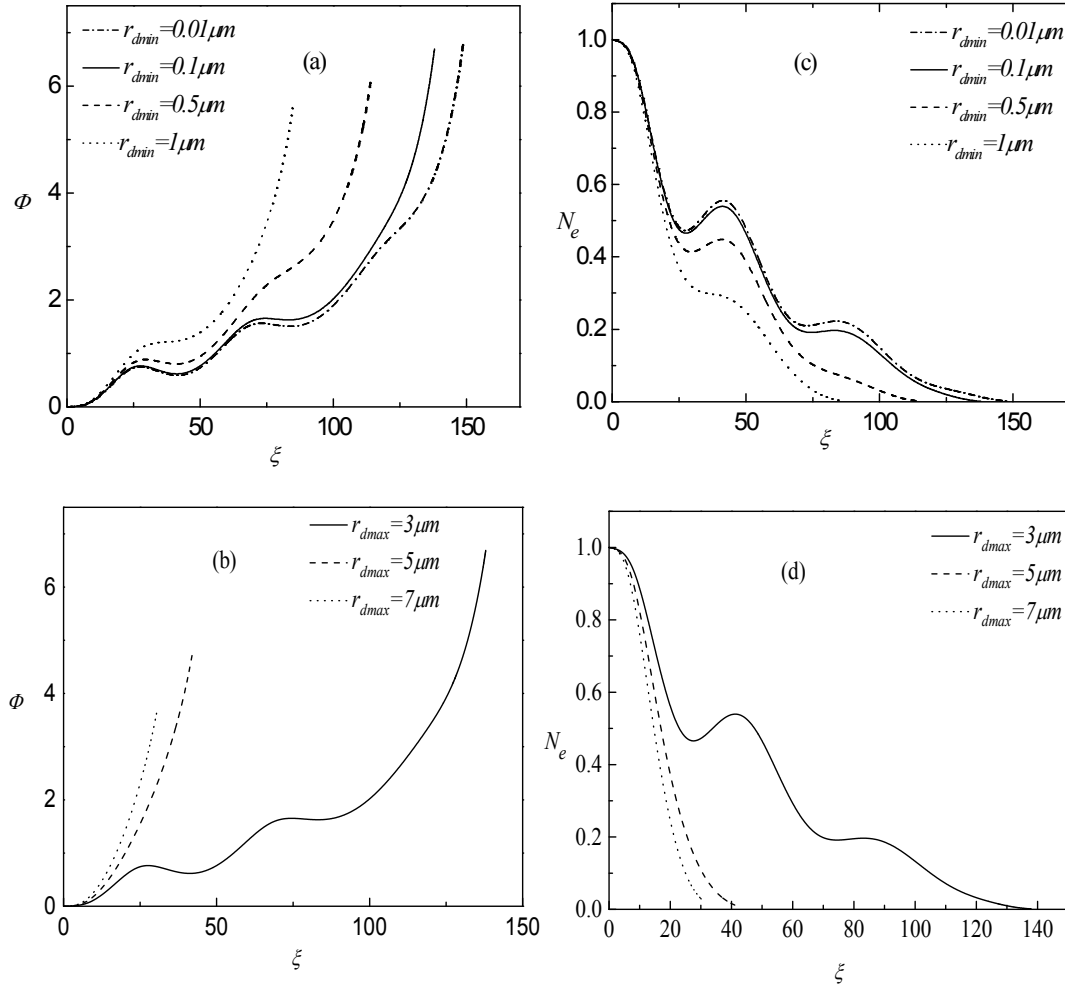


Figure (III.8): Potentiel électrostatique normalisé $\Phi = -e\phi/T_e$ (a-b) et Densité électronique normalisée $N_e = n_e/n_{e0}$ (c-d), en fonction de la variable spatiale $\xi = z/\lambda_{Di}$ pour différentes valeurs de la limite inférieure r_{dmin} et de la limite supérieure r_{dmax} du rayon des grains la poussière (cas d'une distribution Gaussienne). Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_j = T_n = 0.05 \text{ eV}$, $\sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2$, $u_{i0} = 1.3$, $u_{d0} = 1.5$, $\delta_d = 10^{-4}$, $\rho_d = 3 \text{ g.cm}^{-3}$, $\delta_j = 0.2$.

V. CONCLUSION

En conclusion, nous avons établi dans ce chapitre un modèle théorique unidimensionnel et stationnaire qui décrit la formation des gaines électrostatiques collisionnelles d'un plasma de décharge électronégatif, et non magnétisé en présence des grains de poussière. Pour une description réelle, nous avons supposé que ces derniers sont de forme sphérique et de différentes tailles. Pour cela, nous avons supposé que la distribution de taille des grains de poussière est décrite par une distribution Gaussienne. Pour décrire l'évolution de la charge des grains de poussière, nous avons adopté le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML).

Nous constatons que l'épaisseur de la gaine électrostatique pour une distribution gaussienne est réduite considérablement comparée à celle du modèle mono-taille où le rayon des grains de poussière est supposé être égal au rayon moyen.

En outre, nous avons examiné l'effet de quelques paramètres physiques du plasma sur la gaine électrostatique. Nous avons constaté que la présence des ions négatifs réduit l'épaisseur de la gaine et le profil du potentiel de la gaine devient plus oscillatoire. Nous avons aussi montré que l'augmentation du nombre de Mach des grains de poussière réduit considérablement le nombre de particules collectées par les grains de poussière, ainsi que la séparation de charges, conduisant à la disparition de la structure oscillatoire des profils des densités électronique et ionique, et la diminution de l'épaisseur de la gaine. Nous avons également montré que les grains de poussière des matériaux légers induisent un élargissement très important de la gaine électrostatique.

Enfin, nous avons montré que la prise en compte de la distribution de taille des grains influe sur leur distribution spatiale dans la gaine électrostatique. En particulier, nous avons montré l'existence des régions à haute concentration et des régions dépourvues des grains de poussière appelées "voids".

REFERENCES

- [1] T. K. Aslaksen and O. Havnes, J. Geophys. Res. **97**, 19175 (1992).
- [2] J. H. Oort and H. C. van de Hulst, Bull. Astron. Inst. Neth. **10**, 187 (1946).
- [3] S. H. Kim, P. G. Martin, and P. D. Hendry, Astrophys. J. **442**, 164 (1994).
- [4] K. Wood, M. J. Wolff, J. E. Bjorkman, and B. Whitney, Astrophys. J. **564**, 887 (2002).
- [5] S. Dap, D. Lacroix, R. Hugon, L. de Poucques, J. L. Briancon, and J. Bougdira, Phys. Rev.Lett. **109**, 245002 (2012).
- [6] P. K. Shukla and A. A. Mamoun, *Introduction to dusty plasma physics*. Institute of Physics Publishing (2002).
- [7] O. Ishihara, J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, R121 (2007).
- [8] S. DAP, *Etude numérique et expérimentale de la détection et la formation de poussières carbonées dans un plasma radio fréquence en mélange Ar/C2H2*, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine, France (2012).
- [9] A. Brattll, Q. Havens, and F. Melandso, J. Plasma Phys. **58**, 691 (1997).
- [10] V. W. Chow, D. A. Mendis, and M. J. Rosenberg, J. Geophys. Res. **98**, 19056 (1993).
- [11] W. S. Duan, Phys. Plasmas **8**, 3583 (2001).
- [12] M. Ishak-Boushaki, S. Bahamida, and R. Annou, Phys. Plasmas **10**, 3419 (2003).
- [13] K. D. Tripathi, and S. K. Sharama, Phys. Plasmas **3**, 4380 (1996).
- [14] R. Annou and K. D. Tripathi, Phys. Lett. A **234**, 131 (1996).
- [15] M. Ishak-Boushaki, R. Annou, and B. Ferhat, Phys. Plasmas **8**, 5040 (2001).
- [16] M. A. Raadu, and M. Shafiq, Phys. Plasmas **14**, 012105 (2007).
- [17] W. S. Duan, H. J. Yang. Y. R. Shi, and K. P. Lv, Phys. Lett. A **361**, 368 (2007).
- [18] G. X. Wan, W. S. Duan, Q. H. Chen, and X. Y. Wan, Phys. Plasmas **13**, 082107 (2006).
- [19] F. Verheest, M. A. Hellberg, and V. V. Yaroshenko, Phys. Rev. E **67**, 016406 (2003).
- [20] S. K. El-Labany, N. M. El-Siragy, W. F. El-Taibany, E. F. El-Shamy, and E. E. Behery, Phys. Plasmas **17**, 053705 (2010).

- [21] D. Benlemdjaldi, A. Tahraoui, R. Hugon, and J. Bougdira, Phys. Plasmas **20**, 043508 (2013).
- [22] P. Meuris, Planet. Space Sci., **45**, 1171 (1997).
- [23] M. Ishak-Boushaki, *Effet de la distribution en taille des grains de poussière sur les propriétés des plasmas poussiéreux*, Thèse Doctorat, USTHB, Algérie (2012).
- [24] V. Guillet, *Evolution des poussières dans les chocs*, Thèse Doctorat, Université de Paris-Sud (XI), p121 (2008).
- [25] O. Havnes, T. K. Aanesen, and F. Melandso, J. Geophys. Res. **95**, 6581 (1990).
- [26] G. Sorasio, R. A. Fonseca, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, *Dust Plasma Interactions in Space*, Nova, New York (2002).
- [27] M. Davoudabadi and F. Mashayek, Phys. Plasmas **12**, 073505 (2005).
- [28] K. U. Riemann, J. Phys. D **24**, 493 (1991).
- [29] J. I. Fernandez Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernandez, and R. Morales Crespo, J. Appl.Phys. **95**, 4585 (2004).
- [30] J. E. Allen, Physica Scr. **45**, 497 (1992).
- [31] G. Sorasio, D. P. Resendes, and P. K. Shukla, JETP Lett. **74**, 77 (2001).
- [32] D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **9**, 2988 (2002).
- [33] A. Tahraoui and R. Annou, Phys. Plasmas **19**, 014503 (2012).
- [34] A. Barkan, R. L. Merlino, N. D'Angelo, Phys. Plasmas **2**, 3563 (1995).
- [35] S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, Phys. Plasmas **19**, 053502 (2012).
- [36] G. Foroutan, H. Mehdipour, and H. Zahed, Phys. Plasmas **16**, 103703 (2009).

CHAPITRE IV
DYNAMIQUE DES GRAINS DE
POUSSIÈRE DANS LES GAINES
ELECTROSTATIQUES

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques non magnétisées. Pour ce faire, nous allons exposer, dans la première partie de ce chapitre, les différentes forces agissant sur un grain 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 thermophorétique.

Dans le but d'étudier les conditions de piégeage des grains de poussière, nous allons calculer la force totale agissant sur un grain de poussière de rayon donné, soumis à l'interaction de toutes les espèces contenues dans la gaine électrostatique. L'énergie potentielle correspondante sera également calculée.

II. FORCES AGISSANT SUR UN GRAIN DE POUSSIÈRE

Un grain de poussière chargé placé dans un plasma de laboratoire est soumis à différentes forces. Les principales forces sont la force de gravité, la force électrostatique, les forces de friction dues aux ions et au gaz neutre et la force thermophorétique.

2. 1 Force de gravité

Sous l'effet de la pesanteur, un grain de poussière est soumis à la force de gravité. Son expression, pour un grain de forme sphérique, de rayon r_d et de masse volumique ρ_d , est donnée par

$$\vec{f}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \vec{g}, \quad (\text{IV-1})$$

où m_d est la masse du grain et $\vec{g}$ est l'accélération de la pesanteur. La dépendance en r_d^3 de cette force la rend importante pour un grain de poussière de taille micrométrique [1].

2. 2 Force électrostatique

En présence d'un champ électrique $\vec{E}$ à l'intérieur d'une gaine électrostatique, un grain de poussière de charge q_d , est soumis à une force électrostatique donnée par l'expression suivante:

$$\vec{f}_e = q_d \vec{E}, \quad (\text{IV-2})$$

où $\vec{E} = -\nabla \phi$, ϕ étant le potentiel électrostatique.

2. 3 Force de résistance ionique

Cette force décrit le transfert de quantité de mouvement des ions aux grains de poussière lors de l'interaction entre eux. Elle contient deux termes; le premier est dû à la collection des ions et le deuxième à la diffusion des ions par les grains de poussière. Son expression est donnée par [5]-[6]

$$\vec{f}_i = \vec{f}_i^{coll} + \vec{f}_i^d, \quad (\text{IV-3})$$

où $\vec{f}_i^{coll}$ et $\vec{f}_i^d$ sont la force de résistance ionique de collection (ions collectés par le grain de poussière) et la force de résistance ionique de diffusion coulombienne (ions diffusés par le grain de poussière) respectivement.

Dans le cas où la charge du grain de poussière est négative, les ions, dont le paramètre d'impact b est inférieur au paramètre d'impact de collection b_c , sont collectés par ce dernier. Cependant, pour $b > b_c$, les ions sont diffusés (voir Figure (IV.1)). Les expressions de ces deux composantes de la force de résistance ionique sont données par [6]

$$\vec{f}_i^{coll} = n_i m_i v_{it} \pi b_c^2 \vec{v}_i, \quad (\text{IV-4})$$

$$\vec{f}_i^d = n_i m_i v_{it} 4\pi b_{\pi/2}^2 \Gamma \vec{v}_i, \quad (\text{IV-5})$$

où,

$$v_{it} = \left(v_i^2 + \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2}, \quad (\text{IV-6})$$

est la vitesse des ions totale,

$$b_c = r_d \left(1 - \frac{2eq_d}{m_i v_{it}^2 r_d} \right)^{1/2}, \quad (\text{IV-7})$$

est le paramètre d'impact de collection,

$$b_{\pi/2} = \frac{eq_d}{m_i v_{it}^2}, \quad (\text{IV-8})$$

est le paramètre d'impact pour une diffusion coulombienne de $\pi/2$,

$\Gamma = \ln \left(\frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2} \right)^{1/2}$ est le logarithme de Coulomb et λ_D est la longueur de Debye généralisée (Chap. I, §(2.4)).

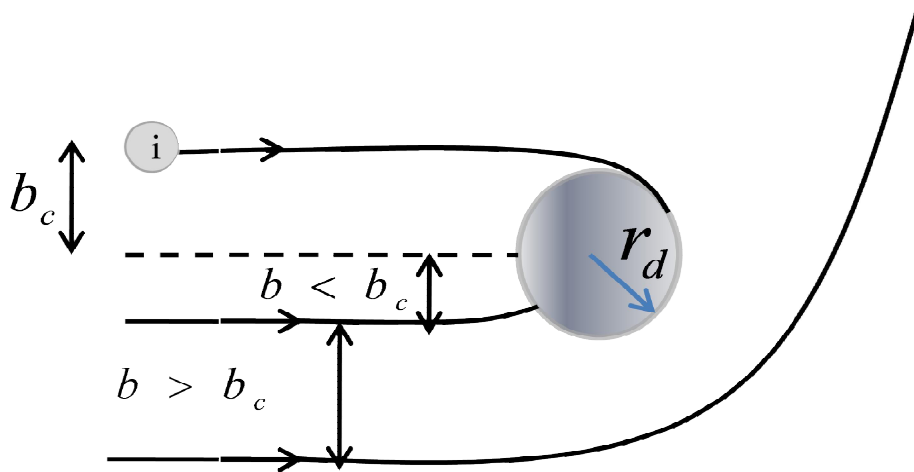


Figure (IV.1): Interaction d'un ion avec un grain de poussière.

2. 4 Force de résistance du gaz neutre

Elle traduit la friction due à la collision d'un grain de poussière avec les atomes ou molécules du gaz neutre. Elle est donnée par l'expression d'Epstein [7],

$$\vec{f}_n = -\frac{8}{3}(2\pi)^{1/2} \frac{r_d^2 n_n T_n}{v_{tn}} (\vec{v}_d - \vec{v}_n), \quad (\text{IV-9})$$

où $v_{tn} = \left(\frac{T_n}{m_n} \right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des atomes neutres, $\vec{v}_n$, T_n et m_n sont la vitesse, la température et la masse des atomes ou molécules du gaz neutre respectivement, et n_n est la densité des atomes ou molécules du gaz neutre. Cette dernière est supposée être constante étant donné que la fraction d'atomes ou molécules ionisés α est très faible ($\alpha = n_i / n_n \approx 10^{-4}$).

2. 5 Force thermophorétique

En présence d'un gradient de température dans le plasma ou dans la gaine électrostatique en particulier, les particules qui sont dans les régions chaudes ont des vitesses relativement importantes par rapport à celles qui se trouvent dans les régions froides. Ainsi le transfert de la quantité de mouvement de ces particules, aux grains de poussière dans les régions chaudes, est plus important que dans les régions froides. Par conséquent, il résulte une force, due au gradient de température, qui tend à déplacer les grains de poussière des régions chaudes vers les régions froides. Cette force est appelée force thermophorétique dont l'expression est donnée par [2]

$$\vec{f}_T = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_{tn}} \left(1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \Lambda) \right) \kappa_T \vec{\nabla} T_n, \quad (\text{IV-10})$$

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

Cette force est proportionnelle à r_d^2 , et est dirigée dans la direction opposée au gradient de température. Elle peut être produite de façon artificielle dans les plasmas en chauffant ou en refroidissant l'une des deux électrodes [3].

En pratique, la force thermophorétique est utilisée pour limiter la pollution des parois du réacteur par les poussières produites, en les confinant dans des zones particulières [4].

2. 6 Ordre de grandeur des différentes forces

Nous présentons dans le tableau (IV.1) un récapitulatif englobant l'ordre de grandeur et l'orientation des différentes forces agissant sur un grain de poussière, pour un plasma de décharge radiofréquence d'argon.

Force	Ordre de grandeur	Orientation
Force de gravité $\vec{f}_g$	$7 \cdot 10^{-12} \text{ N}$	Même sens que $\vec{g}$
Force électrique $\vec{f}_e$	$9 \cdot 10^{-12} \text{ N}$	$q_d > 0$, même sens que $\vec{E}$. $q_d < 0$, sens opposé de $\vec{E}$
Force de résistance ionique $\vec{f}_i$	$2 \cdot 10^{-12} \text{ N}$	Même sens que $\vec{v}_i$
Force de résistance du gaz neutre $\vec{f}_n$	$2 \cdot 10^{-13} \text{ N}$	Sens opposé de $(\vec{v}_d - \vec{v}_n)$
Force thermophorétique $\vec{f}_T$	$5 \cdot 10^{-13} \text{ N}$	sens opposé de $\vec{\nabla} T_n$

Tableau (IV.1): Ordre de grandeur des différentes forces agissant sur un grain de poussière dans un plasma d'argon [8].

Les paramètres physiques utilisés sont: $n_{e0} = n_{i0} = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $n_n = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $T_i \approx T_n = 0.03 \text{ eV}$, $P_n = 150 \text{ mTorr}$, $v_n = 16 \text{ mm/s}$, $v_i = (T_e / m_i)^{1/2}$, $\nabla T_n = 2 \text{ K/cm}$, $r_d = 4.9 \mu\text{m}$ et $\rho_d = 1.514 \text{ g/cm}^3$ [8].

III. MODELE THEORIQUE

Nous supposons un plasma de décharge électrique, non magnétisé, unidimensionnel et stationnaire, confiné entre deux électrodes planes. Ce plasma est constitué des électrons (e), des ions négatifs (j), des ions positifs (i) et des grains de poussière de forme sphérique et de différentes tailles (d). La taille des grains de poussière est régie par une loi Gaussienne (Chap.III, § (2.3)). La figure (IV.2) représente la géométrie de notre modèle où la gaine électrostatique est située entre $z = 0$ et l'électrode (la pré-gaine est négligée). Pour $z < 0$, le plasma est globalement neutre. Le potentiel de l'électrode est supposé être négatif par rapport au potentiel du plasma.

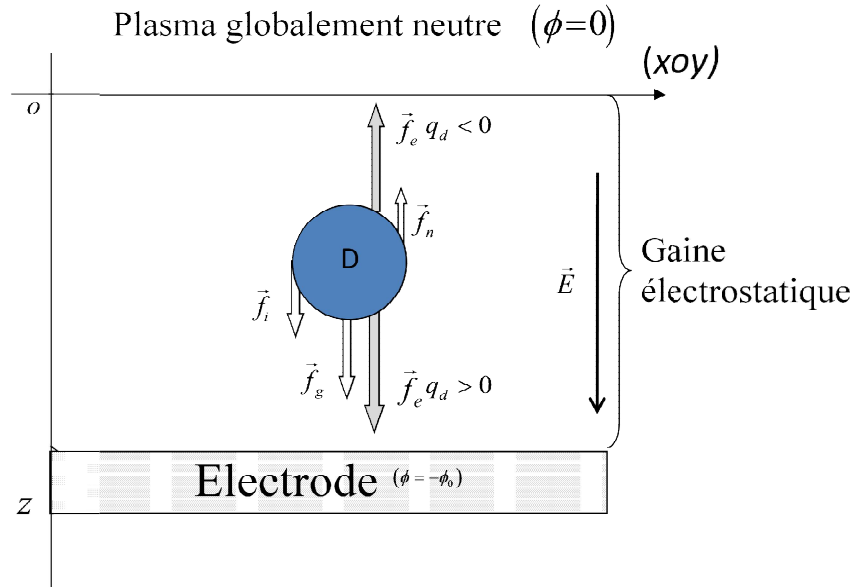


Figure (IV.2): Forces agissant sur un grain de poussière.

Les électrons et les ions négatifs sont considérés à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, les expressions de leurs densités sont données par

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (\text{III-11})$$

$$n_j = n_{j0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_j}\right), \quad (\text{III-12})$$

où n_{e0} , n_{j0} , T_e et T_j sont les densités à l'équilibre et les températures des électrons et des ions négatifs respectivement.

Les ions positifs sont décrits par les équations fluides,

$$\frac{d(n_i v_i)}{dz} = k_i n_e n_n, \quad (\text{IV-13})$$

$$v_i \frac{dv_i}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{dp_i}{dz} - \frac{F_{in}}{m_i}, \quad (\text{IV-14})$$

où k_i est le taux d'ionisation par impact électronique. Pour un gaz d'oxygène, son expression est donnée par [9]

$$k_i = 2.34 \cdot 10^{-9} T_e^{1.03} \exp\left(-\frac{12.29}{T_e}\right), \quad (\text{IV-15})$$

F_{in} est la force moyenne due aux collisions élastiques des ions avec les atomes ou molécules du gaz neutre. Elle est donnée par l'expression suivante

$$F_{in} = m_i n_n \sigma_{in} v_i^2, \quad (\text{IV-16})$$

L'approximation fluide pour une gaine plane est valable si le flux des ions positifs est considéré adiabatique [11]. Ainsi, la pression et la densité des ions sont liées par l'expression (Eq. (III-14))

$$P_i = \frac{T_i}{n_{i0}^2} n_i^3, \quad (\text{III-17})$$

Les grains de poussière sont considérés multi-tailles. Les équations de continuité et de mouvement pour un grain de poussière de forme sphérique et de rayon r_{dk} , sont données par les expressions suivantes :

$$\frac{d(n_{dk} v_{dk})}{dz} = 0, \quad (\text{IV-18})$$

$$m_{dk} v_{dk} \frac{dv_{dk}}{dz} = f_{ek} + f_{gk} + f_{idk} + f_{ndk}, \quad (\text{IV-19})$$

où n_{dk} , m_{dk} et v_{dk} sont la densité, la masse et la vitesse fluide d'un grain de poussière de rayon r_{dk} respectivement. Le terme droite de l'équation (IV-19) représente le bilan des forces agissant sur un grain de poussière. Leurs expressions sont données par les équations (IV-1)-(IV-9). La force thermophorétique donnée par l'expression (IV-10) a été négligée, en raison des faibles gradients de température (Tableau (IV.1)).

La charge des grains de poussière est due principalement à l'attachement des électrons et des ions par ces derniers. L'équation de la charge est donnée par

$$v_{dk} \frac{dq_{dk}}{dz} = I_{ek} + I_{jk} + I_{ik}, \quad (\text{IV-20})$$

où I_{lk} ($l=e, j, i$) sont les courants électronique, des ions négatifs et des ions positifs, donnés par les expressions suivantes [12]

$$I_{ek,jk,ik} = n_{ek,jk,ik} e a_{ek,jk,ik} , \quad (\text{IV-21})$$

où les taux d'attachement des particules par les grains de poussière sont données par

$$a_{ek,jk} = \begin{cases} -\pi r_{dk}^2 \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_{e,j}} \right) & \text{si } q_{dk} \leq 0 \\ -\pi r_{dk}^2 \left(\frac{8T_{e,j}}{\pi m_{e,j}} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{eq_{dk}}{r_{dk} T_{e,j}} \right) & \text{si } q_{dk} > 0 \end{cases} , \quad (\text{IV-22})$$

$$a_{ik} = \begin{cases} \pi r_{dk}^2 v_i \left(1 - \frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2} \right) & \text{si } q_{dk} \leq 0 \\ \pi r_{dk}^2 v_i \exp\left(\frac{2eq_{dk}}{r_{dk} m_i v_i^2} \right) & \text{si } q_{dk} > 0 \end{cases} . \quad (\text{IV-23})$$

Pour tenir compte de la distribution de taille des grains de poussière, nous les considérons comme étant des sphères de rayon r_d , où ce dernier est compris entre une valeur inférieure $r_{d\min}$ et une valeur supérieure $r_{d\max}$ ($r_{d\min} \leq r_d \leq r_{d\max}$). Ainsi, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left(en_i - en_e - en_j + \int_{r_{d\min}}^{r_{d\max}} dn_d q_d \right) . \quad (\text{IV-24})$$

En utilisant les expressions (IV-1)-(IV-9) et les grandeurs adimensionnelles

$$\begin{aligned} \text{suivantes : } \xi &= \frac{z}{\lambda_{Di}}, \quad \Phi = -\frac{e\phi}{T_e}, \quad N_e = \frac{n_e}{n_{e0}}, \quad N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}, \quad u_i = \frac{v_i}{c_{is}}, \quad \Phi_d = \frac{eq_d}{r_d T_e}, \quad N_d = \frac{n_d}{n_{d0}} \\ , \quad u_{d0} &= \frac{v_{d0}}{c_{dsm}}, \quad \gamma_i = \frac{T_e}{T_i}, \quad \gamma_j = \frac{T_j}{T_i}, \quad \delta_{em} = \frac{n_{e0}}{n_{i0}}, \quad \delta_d = \frac{n_{d0}}{n_{i0}} . \end{aligned}$$

L'intégration des équations (IV-18)-(IV-19) donne,

$$N_{dk} = \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{dk0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{dk0}^2 (r_{dk}/r_{dm})^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_{dk})}{u_{dk0}^2 (r_{dk}/r_{dm})^3} \right)^{-1/2}, \quad (\text{IV-25})$$

$$u_{dk} = u_{dk0} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{dk0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{dk0}^2 (r_{dk}/r_{dm})^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_{dk})}{u_{dk0}^2 (r_{dk}/r_{dm})^3} \right)^{1/2}, \quad (\text{IV-26})$$

où les forces $F_{lk} = \frac{f_{lk}}{f_0}$ sont normalisées par $f_0 = \frac{z_{cm} T_e}{\lambda_{Di}}$ ($l = e, g, id, nd$).

$$\Psi(\Phi) = \int_0^\Phi \Phi_d d\Phi, \quad (\text{IV-27})$$

$$\Omega(\xi, r_{dk}) = \int_0^\xi (F_{idk} + F_{ndk}) d\xi, \quad (\text{IV-28})$$

$c_{dsm} = \left(\frac{z_{cm} T_e}{m_{dm}} \right)^{1/2}$ est la vitesse moyenne acoustique poussiéreuse, $m_{dm} = \rho_d \frac{4}{3} \pi r_{dm}^3$ est

la masse moyenne des grains de poussière et $z_{cm} = \frac{r_{dm} T_e}{e^2}$.

Nous notons que nous avons supposé que tous les grains de poussière ont le même potentiel de la surface [13]-[14]. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les grains de poussière sont de même matière.

Pour décrire la distribution de taille des grains de poussière, nous avons supposé que cette dernière obéit à une loi Gaussienne [15],

$$f(r_d) = D_g \exp\left(-\mu(r_d - r_{dm})^2\right), \quad (\text{IV-29})$$

où $r_{dm} = \int_{r_{d \min}}^{r_{d \max}} r_d f(r_d) dr_d$ est le rayon moyen des grains de poussière, D_g est une constante de normalisation, μ est une constante qui vérifie la condition aux limites $f(r_{d \min}) = f(r_{d \max}) = \varepsilon' f(r_{dm})$, ε' est généralement pris égal à 0,01 [15].

En utilisant les grandeurs adimensionnelles citées ci-dessus et les expressions (IV-11)-(IV-12), (IV-16)-(IV-17), (IV-21)-(IV-23), (IV-25)-(IV-26) et (IV-29), l'intégration des équations (IV-13)-(IV-14), (IV-20) et (IV-24) donne

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} \left(N_i - \delta_{em} N_e - \delta_j N_j + \delta_d z_{cm} \Phi_d \frac{\alpha_2}{r_{dm}} \times \left(\left(1 + \frac{G\xi}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)} \right) \frac{\alpha_2}{r_{dm}} + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)} + \frac{2\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)(\alpha_2 / r_{dm})} \right)^{-1/2} \right), \quad (IV-30)$$

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \left(-N_i \frac{d\Phi}{d\xi} + \alpha_c N_i u_i^2 + \frac{k_i n_n \lambda_{Di} \delta_{em}}{c_{is}} N_e N_i \right) / \left(u_i^2 - \frac{3}{\gamma_i} N_i^2 \right), \quad (IV-31)$$

$$\frac{du_i}{d\xi} = \left(u_i \frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha_c u_i^3 - \frac{3k_i n_n \lambda_{Di} \delta_{em}}{\gamma_i c_{is}} N_e N_i \right) / \left(u_i^2 - \frac{3}{\gamma_i} N_i^2 \right), \quad (IV-32)$$

$$\frac{d\Psi(\Phi)}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (IV-33)$$

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_{dm} \alpha_2}{z_{cm} c_{dsm} u_{d0}(r_d = \alpha_2)} \left(\left(1 + \frac{G\xi}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)} \right) \frac{\alpha_2}{r_{dm}} + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)} + \frac{2\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{u_{d0}^2(r_d = \alpha_2)(\alpha_2 / r_{dm})} \right)^{-1/2} \times \left(\left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} c_{is} N_i u_i K_i(\Phi_d) - \delta_{em} v_{te} N_e K_e(\Phi_d) - \delta_j v_{tj} N_j K_j(\Phi_d) \right), \quad (IV-34)$$

$$\frac{d\Omega(\xi, r_d = \alpha_1)}{d\xi} = F_{id}(\xi, r_d = \alpha_1) + F_{nd}(\xi, r_d = \alpha_1), \quad (IV-35)$$

$$\frac{d\Omega(\xi, r_d = \alpha_2)}{d\xi} = F_{id}(\xi, r_d = \alpha_2) + F_{nd}(\xi, r_d = \alpha_2), \quad (\text{IV-36})$$

$$\text{où } G = \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{dsm}^2 u_{d0}^2}, \quad \alpha_1 = r_{dm}, \quad \alpha_2 = \int_{r_{d\min}}^{r_{d\max}} r_d^2 f(r_d) dr_d / r_{dm}, \quad \alpha_c = \lambda_{Di} n_n \sigma_{in},$$

$$K_e(\Phi_d) = \begin{cases} \exp(\Phi_d) & \text{si } \Phi_d \leq 0 \\ 1 + \Phi_d & \text{si } \Phi_d > 0 \end{cases}, \quad (\text{IV-37})$$

$$K_j(\Phi_d) = \begin{cases} \exp(\gamma_j \Phi_d) & \text{si } \Phi_d \leq 0 \\ 1 + \gamma_j \Phi_d & \text{si } \Phi_d > 0 \end{cases}, \quad (\text{IV-38})$$

et

$$K_i(\Phi_d) = \begin{cases} 1 - \frac{2\Phi_d}{u_i^2} & \text{si } \Phi_d \leq 0 \\ \exp\left(\frac{2\Phi_d}{u_i^2}\right) & \text{si } \Phi_d > 0 \end{cases} \quad (\text{IV-39})$$

Nous notons que l'intégrale dans l'équation (IV-24) a été calculée en utilisant le théorème de la valeur moyenne généralisée,

$$\int_a^b g(x)h(x)dx = g(\beta) \int_a^b h(x)dx, \quad (\text{IV-40})$$

où β est une constante comprise entre a et b ($a < \beta < b$).

De plus, l'équation (IV-34) a été obtenue en multipliant l'équation (IV-20) par la fonction de distribution $f(r_d)$, et en l'intégrant par rapport à r_d , tel que

$$r_{d\min} \leq r_d \leq r_{d\max}.$$

IV. RESULTATS NUMÉRIQUES ET DISCUSSION

Les équations (IV-30)-(IV-36) forment un système d'équations différentielles complet qui n'admet pas des solutions analytiques. Par conséquent, nous avons opté pour résoudre ce système d'équations numériquement en utilisant la méthode de Runge-Kutta-Feldberg (Chap. II, §4.1). Les conditions initiales utilisées sont:

$$\Phi(\xi=0)=0, \quad (\text{IV-41})$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi}(\xi=0)=\alpha_{ci} u_{i0}^2 + \frac{3k_i n_n \lambda_{Di} \delta_e}{\gamma_i c_{is} u_{i0}}, \quad (\text{IV-42})$$

$$N_i(\xi=0)=1, \quad (\text{IV-43})$$

$$u_i(\xi=0)=u_{i0}=1.5 \text{ [13]}, \quad (\text{IV-44})$$

$$\Psi(\xi=0)=0, \quad (\text{IV-45})$$

$$\Phi_d(\xi=0)=\Phi_{d0}, \quad (\text{IV-46})$$

$$\Omega(\xi=0, r_d=\alpha_1)=0, \quad (\text{IV-47})$$

$$\Omega(\xi=0, r_d=\alpha_2)=0. \quad (\text{IV-48})$$

La condition initiale sur le champ électrique normalisé (Eq. (IV-42)) est obtenue à partir de l'équation de mouvement des ions (IV-32) en supposant que les ions rentrent dans la gaine électrostatique 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'équilibre Φ_{d0} est obtenue en résolvant l'équation de la charge des grains de poussière à l'équilibre,

$$\delta_{em} v_{te} \exp(\Phi_{d0}) - \delta_j v_{tj} \exp(\gamma_j \Phi_{d0}) - \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} c_{is} u_{i0} \left(1 - \frac{2\Phi_{d0}}{u_{i0}^2}\right) = 0. \quad (\text{IV-49})$$

où la densité électronique normalisée à l'équilibre δ_{em} est obtenue à partir de l'équation de Poisson à l'équilibre (équation de quasi-neutralité),

$$\delta_{em} = 1 - \delta_j + \delta_d \Phi_{d0} z_{cm}. \quad (\text{IV-50})$$

Pour notre simulation numérique, nous avons considéré un plasma électronégatif, poussiéreux d'oxygène. Les ions positifs et négatifs sont O_2^+ et O_2^- respectivement. Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 2 \text{ eV}$, $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = T_n = T_j = 0.05 \text{ eV}$, $P_n = 1 \text{ mTorr}$, $\delta_j = 0.1$, $\sigma_{in} = 10^{-14} \text{ cm}^2$, $\rho_d = 2 \text{ g/cm}^3$, $r_{d\min} = 0.01 \mu\text{m}$, $r_{d\max} = 4.5 \mu\text{m}$ et $\delta_d = 10^{-4}$. De plus, nous avons négligé la vitesse fluide du gaz neutre ($v_n = 0$).

Pour ces paramètres, nous avons $\alpha_1 = 2.26 \mu\text{m}$ et $\alpha_2 = 2.49 \mu\text{m}$. Ainsi l'approximation $u_{d0}(r_d = \alpha_1) \approx u_{d0}(r_d = \alpha_2) \approx u_{d0} = 2.5$ est toujours valable.

Pour étudier la dynamique des grains de poussière et en particulier leurs conditions de piégeage dans les gaines électrostatiques, nous avons calculé la force totale agissant sur un grain de poussière et l'énergie potentielle correspondante donnée par l'expression

$$e_p(z) = - \int_0^z f_{net}(z') dz', \quad (\text{IV-51})$$

où

$$f_{net} = f_g + f_e + f_{id} + f_{nd}. \quad (\text{IV-52})$$

Les conditions de piégeage des grains de poussière sont $f_{net} = 0$ et $df_{net}/dz < 0$ qui correspondent à une énergie potentielle minimum.

Afin d'avoir l'ordre de grandeur des forces agissant sur un grain de poussière, nous avons représenté dans les figures (IV.3)-(IV.6) la force de gravité normalisée F_g , la force électrostatique normalisée F_e , la force de résistance du gaz neutre normalisée F_n et la force de résistance ionique normalisée F_i respectivement, en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

En premier, nous observons que la contribution de la force de résistance du gaz neutre F_n à la force totale F_{tot} agissant sur un grain de poussière est négligeable. En outre, la contribution de la force de gravité F_g est également négligeable pour les grains de poussière de taille nanométrique. Cependant, cette dernière devient comparable à la force électrostatique F_e et à la force de résistance ionique F_i pour les grains de taille micrométrique.

La force de gravité F_g ainsi que la force de résistance ionique F_i agissent dans le sens positif comme prévu, tandis que la force électrostatique F_e agit dans le sens positif uniquement au voisinage de l'électrode où la charge des grains de poussière est positive (Chap. III, Figs.(III.2d)-(III.6d)). Par conséquent, le piégeage des grains de poussière est possible uniquement lorsque le potentiel de la surface Φ_d de ces derniers est négatif.

Dans le but d'étudier le piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques, nous avons représenté dans les figures (IV.7) et (IV.8), la force totale normalisée agissant sur un grain de poussière $F_{tot} = f_{tot}/f_0$ et son énergie potentielle normalisée correspondante $E_p = e_p/\lambda_{Di}f_0$. Nous observons que le piégeage se fait seulement pour des grains de poussière de taille micrométrique, sur un intervalle relativement petit autour de la valeur moyenne du rayon des grains de poussière.

Dans la figure (IV.9), nous avons représenté la position du piégeage des grains de poussière ξ_p en fonction de la taille de ces derniers r_d . Nous observons que la position de piégeage stable s'éloigne de l'interface plasma-gaine

électrostatique lorsque la taille des grains de poussière augmente. Ce résultat est incontestable du fait que l'augmentation de la taille induit une augmentation directe de la force de gravité qui agit dans le sens positif (Fig. (V.2)).

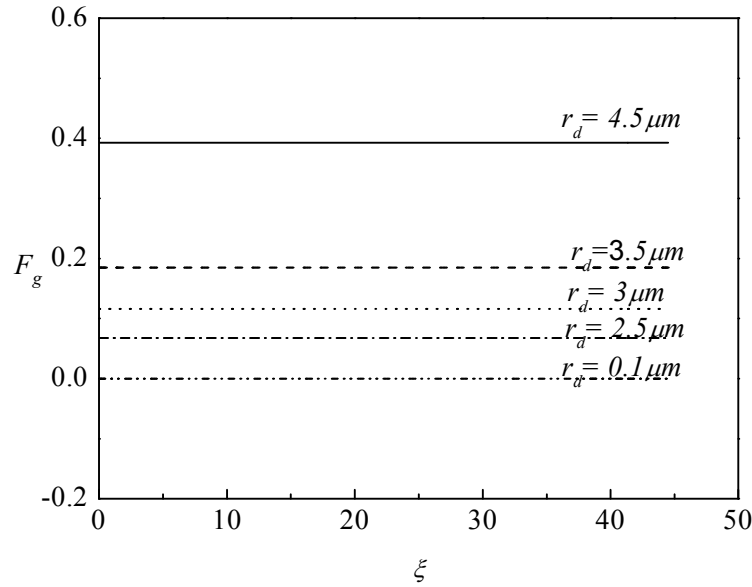


Figure (IV.3): Force de gravité normalisée F_g en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

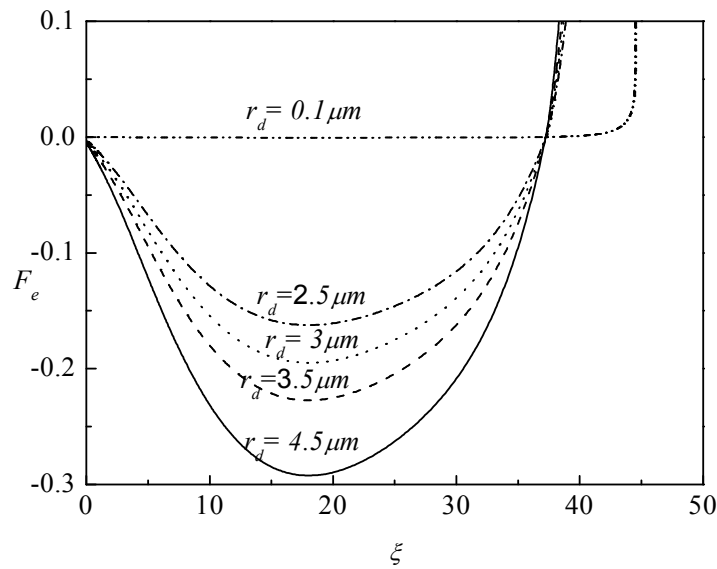


Figure (IV.4): Force électrostatique normalisée F_e en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

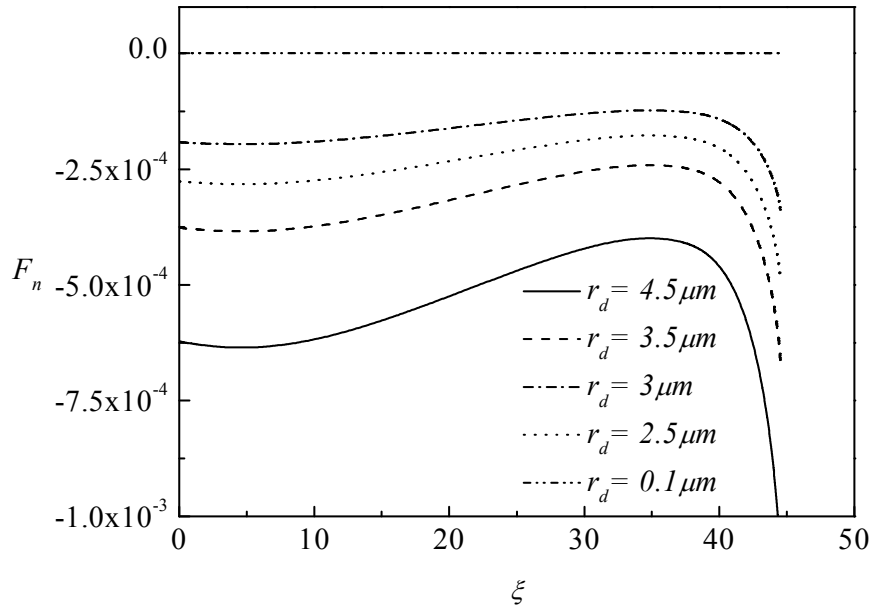


Figure (IV.5): Force de résistance des neutres normalisée F_n en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

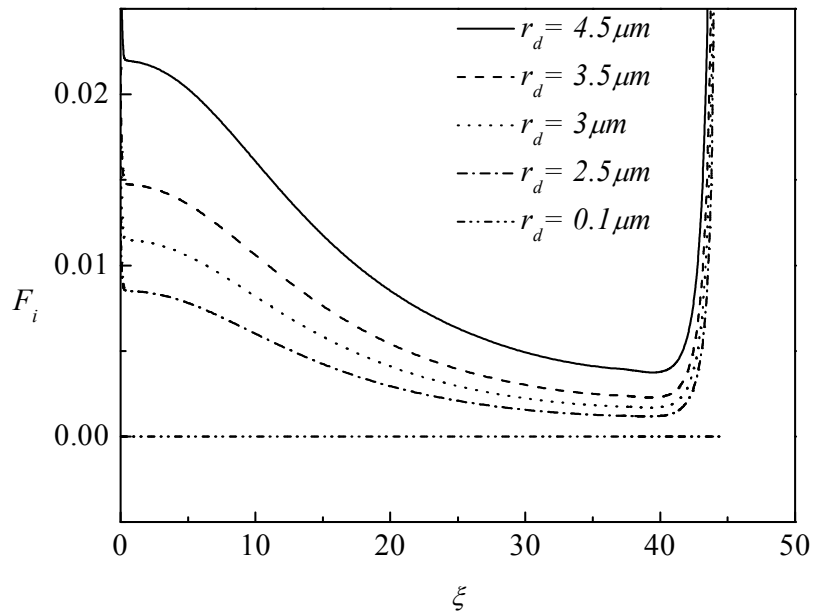


Figure (IV.6): Force de résistance ionique normalisée F_i en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

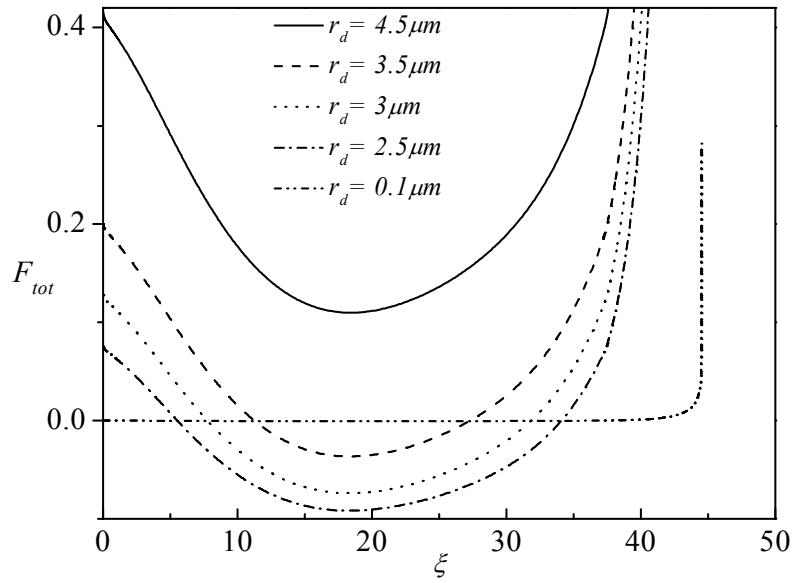


Figure (IV.7): Force totale agissant sur un grain de poussière F_{tot} en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

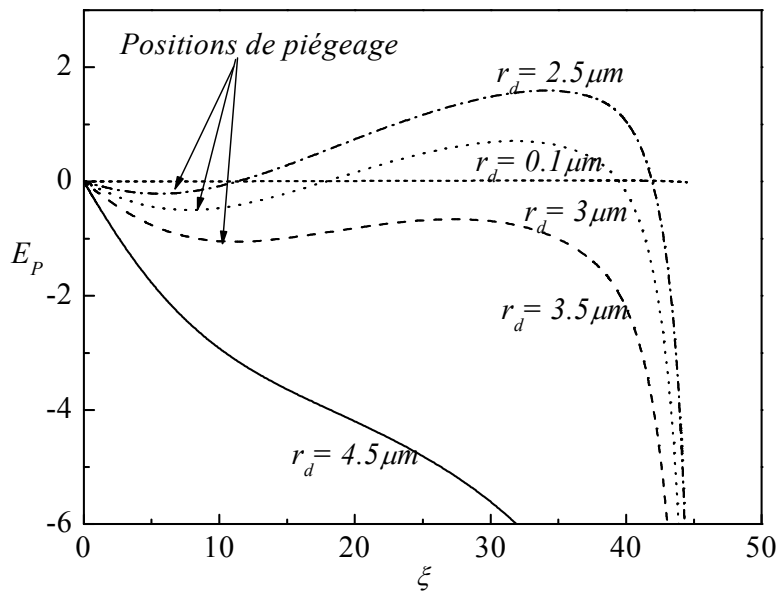


Figure (IV.8): Energie potentielle normalisée E_p en fonction de la variable spatiale normalisée ξ .

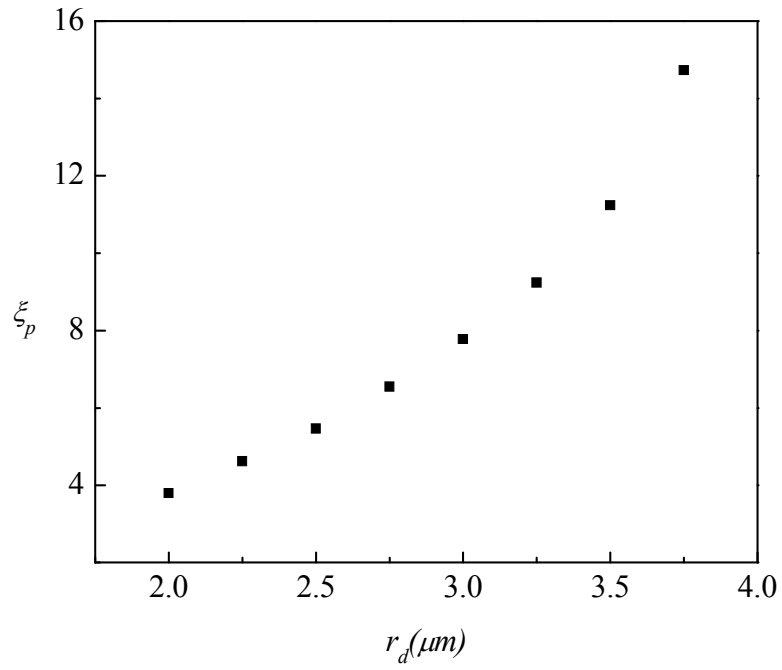


Figure (IV.9): Positions de piégeage normalisée ξ_p en fonction du rayon du grain de poussière r_d .

V. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé décrivant la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques. Les électrons et les ions négatifs sont considérés en équilibres thermodynamique, ainsi, ils sont décrits par la statistique de Boltzmann. Les ions positifs et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. La force de gravité, la force électrostatique, la force de résistance ionique et la force de résistance du gaz neutre agissant sur les grains de poussière ont été prises en considération. Cependant, le gradient de température à l'intérieur du plasma est considéré faible. Ainsi, la force thermophorétique a été négligée. Pour décrire le phénomène de charge des grains de poussière, le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML) a été utilisé.

Les résultats numériques montrent que la contribution de la force de résistance du gaz neutre dans la force totale agissant sur un grain de poussière est négligeable. De plus, la contribution de la force de gravité est négligeable uniquement pour les particules nanométriques. Par contre, sa contribution est importante pour les particules micrométriques.

Dans le cas de la géométrie de notre problème, le piégeage est possible uniquement pour les grains de poussière de charge négative pour un intervalle de taille relativement petit autour de la valeur moyenne de la taille des grains de poussière. De plus, lorsque la taille de ces derniers augmente, leur position de piégeage est décalée dans le sens positif (vers l'électrode).

REFERENCES

- [1] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **83** 1598 (1999).
- [2] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [3] G. M. Jellum and D. B. Graves, Appl. Phys. Lett. **61**, 2077 (1990).
- [4] Simon Dap, Robert Hugon, David Lacroix, Ludovic de Poucques, Jean-Luc Briancon, and Jamal Bougdira, Phys. Plasmas **20**, 033703 (2013).
- [5] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
- [6] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Intoduction to Dusty plasma Physics*, IOP Publishing (2002.)
- [7] P. S. Epstein, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
- [8] Gabriela Veselinova Paeva, *Sheath phenomena in dusty plasmas*, Thèse de Doctorat, Université technique d'Eindhoven (2005).
- [9] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994).
- [10] D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **9**, 2988 (2002).
- [11] B. M. Smirnov, *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008).
- [12] J. I. Fernandez Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernandez, and R. Morales Crespo, J. Appl. Phys. **95**, 4585 (2004).
- [13] S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, Phys. Plasmas **19**, 053502 (2012).
- [14] K. D. Tripathi, and S. K. Sharama, Phys. Plasmas **3**, 4380 (1996).
- [15] O. Havnes, T. K. Aanesen, and F. Melandso, J. Geophys. Res. **95**, 6581 (1990).
- [16] D. Benlemdjaldi, A. Tahraoui, R. Hugon, and J. Bougdira, Phys. Plasmas **20**, 043508 (2013).

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Cette thèse de Doctorat s'inscrit dans le contexte général de la modélisation des plasmas électronégatifs de décharge électrique à basse pression (quelques *mTorr*). En particulier, nous nous sommes intéressés à l'interaction d'un plasma avec une surface solide et la génération des gaines électrostatiques contaminées par des grains de poussière (impuretés).

Nous avons commencé notre travail par la définition de tous les paramètres physiques qui permettent la compréhension de l'état plasma et son interaction avec une surface solide. En particulier, un bref aperçu sur la formation des gaines électrostatiques a été donné. La formation des impuretés et leur interaction avec les différentes espèces ont été également présentées et discutées. Cette première partie de notre travail est terminée par la présentation des modèles théoriques utilisés pour décrire un plasma.

Par la suite, nous avons examiné les effets de quelques processus élémentaires sur la structure des gaines électrostatiques à savoir, l'ionisation par impact électronique, la recombinaison ion-électron et l'échange de quantité de mouvement lors des collisions élastiques entre les ions et les atomes ou molécules du gaz neutre. Ensuite, nous avons étudié un cas plus réaliste en tenant compte de la présence des impuretés. Pour cela, nous avons développé un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé. Les électrons sont supposés être en équilibre thermodynamique; ainsi, ils sont décrits par la statistique de Boltzmann. Les ions sont considérés comme étant un fluide adiabatique; ainsi ils sont décrits par les équations fluides. Les impuretés sont considérées comme des grains de poussière de forme sphérique et mono-taille. Ils sont également décrits par les équations fluides. La variation de leur charge est prise en compte en utilisant le modèle du mouvement de l'orbite limitée (OML). Nous avons constaté que le processus d'ionisation par impact électronique réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique, tandis que l'effet du processus de recombinaison est négligeable. De plus, nous avons constaté que la présence des grains de poussière chargés modifie énormément les propriétés de la gaine électrostatique et rend négligeable l'effet de l'ionisation devant les effets de la charge des grains de poussière par l'attachement des électrons et des ions par ces derniers. Nous avons aussi remarqué que les collisions élastiques,

entre les ions et les atomes ou molécules du gaz neutre, réduisent la vitesse des ions vers l'électrode, et par conséquent, elles augmentent la densité des ions dans la gaine électrostatique, ce qui induit la diminution de l'épaisseur de la gaine.

Dans la troisième partie de ce travail, nous avons étudié l'effet de la distribution de taille des grains de poussière sur les propriétés physiques des gaines électrostatiques. Pour cela, nous avons considéré un plasma électronégatif de décharge électrique unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé confiné entre deux électrodes planes et horizontales. Les électrons et les ions négatifs sont décrits par la statistique de Boltzmann, alors que les ions positifs et les grains de poussière sont décrits par les équations fluides. Pour tenir compte de la distribution de taille des grains de poussière, nous avons considéré que cette dernière est une loi Gaussienne. Les résultats obtenus montrent que la prise en compte de la distribution de taille des grains de poussière change considérablement le comportement du potentiel électrostatique à l'intérieur de la gaine électrostatique relativement au modèle d'un plasma constitué de grains de poussière mono-taille. De même, l'épaisseur de la gaine diminue de manière significative. De plus, nous avons remarqué que la prise en compte de la distribution de taille augmente la possibilité de piégeage des grains de poussière, ainsi que le nombre de régions dépourvues de grains de poussière (voids). D'autre part, nous avons constaté qu'en présence des ions négatifs, le profil du potentiel électrostatique, de la densité électronique et ionique devient oscillatoire. L'augmentation de la fraction des ions négatifs δ_j augmente l'amplitude des oscillations et l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite. L'effet de certains paramètres tels que le nombre de Mach et la densité volumique des grains de poussière sur l'évolution des gaines électrostatiques a été aussi étudié.

Dans la dernière partie de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la dynamique des grains de poussière dans les gaines électrostatiques. Pour cela, nous avons examiné la contribution des différentes forces agissant sur un grain de poussière de rayon bien défini, à savoir, la force de gravité, la force électrostatique, la force de résistance ionique et la force de résistance du gaz neutre. Pour les paramètres physiques que nous avons utilisés, le gradient de température est négligeable, ainsi que la force thermophorétique. Les résultats numériques montrent que la contribution de la force de résistance du gaz neutre est négligeable. Alors que,

la contribution de la force de gravité est négligeable seulement pour les grains de poussière de taille nanométrique. Par ailleurs, nous avons montré que le piégeage des grains de poussière se fait uniquement pour un intervalle de taille relativement faible, autour de la valeur moyenne du rayon des grains de poussière. Ce piégeage se fait par compensation entre la force électrostatique d'un côté et les forces de gravité et de résistance ionique de l'autre côté. Les effets des autres paramètres physiques ont été aussi présentés et discutés.

Les résultats obtenus dans le cadre de ce travail sont particulièrement importants dans la mesure où nous pouvons les utiliser pour décrire correctement le problème des impuretés et les processus élémentaires dans un plasma froid. Ils peuvent être aussi utilisés pour la décontamination des réacteurs plasmas industriels et l'élimination des impuretés créées par érosion des parois dans les Tokamaks (comme ITER). Enfin, le modèle développé dans cette thèse permet de déterminer et de contrôler le transport des particules pour le traitement des surfaces par plasma.