

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ DE BOUIRA



Faculté des Sciences et des Sciences Appliquées
Département de Physique

Mémoire de fin d'études

Présenté par :

Mameri Roza

En vue de l'obtention du diplôme de **Master** en :

Filière : Physique

Option : Physique des matériaux

Thème

**ETUDE THEORIQUE DE LA FORMATION DES GAINES ELECTROSTATIQUES
DANS UN PLASMA FROID**

Soutenu publiquement le: 05/11/2019

Devant le jury composé de :

M^r. Merriche Abderrzak	MCB	Univ.de Bouira	Président
M^r. Bouzid Zaham	MCB	Univ.de Bouira	Encadreur
M^r. Chibani Moussa	MAA	Univ.de Bouira	Examineur
M^r. BenYahia Nabil	MAA	Univ.de Bouira	Examineur

Année Universitaire 2018/2019

Dédicace

Je dédie ce travail :

A mes parents

A Mon mari

A mes frères et mes sœurs

A mes Anges

A mes amies

La science naît du jour où des erreurs, des échecs, des surprises désagréables, nous poussent à regarder le réel de plus près.

René Thom

REMERCIEMENTS

Au terme de ce travail, avons toute chose, je remercie Dieu, le tout puissant, pour m'avoir donnée la force et la patience

*J'adresse mes vifs remerciements à mon Encadreur **Dr B ZAHAM** pour m'avoir constamment guidé tout long de mon projet et pour les conseils précieux qu'ils m'ont donnés, et pour leurs serviabilités, leurs disponibilités et leurs conseils constructifs.*

*Je tiens à remercier Monsieur **MERRICHE Abderrzak** de m'avoir fait l'honneur d'être président et de participer à ce jury. Je remercie vivement Monsieur **CHIBANI Moussa** et Monsieur **BEN YAHIA Nabil** pour avoir pris leurs temps de lire et de juger mon travail.*

J'adresse aussi mes sincères reconnaissances à tous les enseignants de département pour leurs aides, soutiens et leurs conseils, sans oublier tout le staff administratif du département et surtout le Chef de Département physique.

Je remercie ma très chère mère et mon très cher père mes chers frères et mes chères sœurs.

Sans oublier mes amies les plus proches Katia Kahina

Je remercie infiniment tous ceux qui ont contribué de près ou de loin de la réalisation ce mémoire.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES PLASMA ET L'INTERACTION AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	5
1. DEFINITION DES PARAMETRES PLASMAS.....	6
1.1.Introduction.....	6
1.2. Hypothèses de quasi-neutralité	6
1.3. Degré d'ionisation.....	7
1.4. Longueur de Debye.....	7
1.5 Fréquence plasma.....	10
1.6 Libre parcours moyen.....	11
1.7. Paramètre de couplage.....	11
2. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE.....	12
2.1. Introduction.....	12
2.2. Description d'une décharge électrique.....	12
2.3. Phénomènes produit par l'interaction d'un plasma avec une surface Solide.....	13
2.4. Définition de la gaine.....	15
2.4.1. Différents types de gaines électrostatiques.....	16
2.4.1.1.Gaine électronique.....	16
2.4.1.2. Gaine ionique.....	17
2.5. Critère de Böhm.....	18
3. FORMATION DES GRAINS DE POUSSIERE DANS LES PLASMAS.....	19
1. Formation des clusters primaires	19
2. Croissance des clusters et nucléation	20
3. Coagulation	20
4. Croissance	20
CHAPITRE II : MODELISATION DES GAINES ELECTROSTATIQUE DANS UN PLASMA FROID.....	21
1. INTRODUCTION.....	22
2. FORCES AGISSANT SUR UN GRAIN DE POUSSIER.....	23
2.1. Force de la gravité.....	23
2.2. Force électrique.....	24

2.3. Force de résistance ionique.....	24
2.4. Force de résistance des neutres.....	25
2.5. Ordre de grandeur des différentes forces.....	27
3. COURANTS DE CHARGE D'UN GRAIN DE POUSSIERE.....	28
3.1. Introduction.....	28
3.2. Calcul des courants de charge d'un grain de poussière.....	29
4. MODELE THEORIQUE.....	31
4.1. Les électrons et les ions.....	33
4.2. Les grains de poussière.....	35
4.2.1. La dynamique des grains de poussière.....	35
4.2.2. La charge des grains de poussière.....	35
4.3. Equation de Poisson.....	35
4.4. Equations du modèle.....	36
5. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION.....	38
5.1. Introduction.....	38
5.2. Conditions initiales.....	38
5.3. Résultats numériques et discussion.....	40
6. CONCLUSION.....	47

INTRODUCTION GENERALE

Généralement, il est admis que 99% de la matière ordinaire de l'univers est à l'état plasma, Le terme "plasma" a été introduit pour la première fois par I. Langmuir en 1928 [1]. Lorsqu'il observait le comportement du gaz ionisé dans des tubes à décharge.

Un plasma se définit donc comme étant un gaz ionisé dont les atomes sont dissociés en ions à charge positive et en électrons à charge négative. Par la suite, les propriétés uniques des plasmas ont amené les scientifiques à le nommer le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques : solide, liquide et gaz .Il existe de nombreux types de plasmas naturels (étoiles, vent solaire, foudre, ionosphère..) et artificiels (les plasmas de laboratoire : décharges dans un gaz, arcs électriques, plasma produit par laser, plasmas de fusion thermonucléaire) [2]. On peut diviser les plasmas en trois grands catégories.

1) Les plasmas chauds ou dit en équilibre thermodynamique, Ils sont caractérisés par une énergie élevée tel que toutes les espèces (ions, électrons, neutres) ayant une même température .Ils sont utilisés dans le traitement de matériau grâce à sa densité d'énergie élevée et leur capacité à chauffer, fondre et dans certains cas, vaporiser le matériel à être traitée. On peut l'utiliser aussi comme source d'espèces réactives à hautes températures supérieures à $10^6 K$. Dans la synthèse chimique par plasma de matériaux extrêmement purs.

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

3) La troisième catégorie c'est plasma hors équilibre thermodynamique, appelé aussi « plasmas froids », les espèces n'ont pas une seule température ou $T_e > T_i > T_n$ alors que les électrons sont à des températures élevée $10^4 K$ avec assez d'énergie pour effectue des réactions. Par contre la température des ions et des neutres est très inférieure par rapport à celle de électrons de l'ordre de $1000 K$, ils sont caractérisés par une densité d'énergie plus faible que les plasmas en équilibre thermodynamique avec un degré d'ionisation est typiquement inférieur à 10^{-4} .

Cette dernière catégorie de plasma (plasmas froids) est d'une grand importance dans le domaine artificiel (industrielle telle que la métallurgie, la sidérurgie (le découpage,

le soudage, etc.) et l'électronique (la fabrication des écrans plasmas, la gravure, les dépôts des couches minces, la technologie des semi-conducteurs).

Dans ce mémoire nous allons étudier le plasma a les mêmes caractéristiques qui a utilisé dans les dépôts des couches minces qui sont effectuées par plusieurs des interactions physique et chimique comme la dissociation moléculaire produite par un gaz réactif c'est-à-dire cas d'un plasma a haute fréquence et la distribution d'énergie des électrons contrôler la composition des espèces qui arrivent sur le substrat par exemple comme le silane. Ou se forme du silicium pur ou du silicium hydrogéné qui se déposent sur tout substrat (verre, métal, etc.), ils deviennent semi-conducteurs par dopage. Suivant le même procédé, il est également possible de déposer le nitrure de silicium ou la silice, qui sont arrivant à la surface solde. L'appareillage utilisé consiste à réaliser une décharge lumineuse à basse pression dans un tube, soit par radiofréquence en plasma inductif (décharge RF), soit par un courant continu avec une cathode (décharge DC) [3].

Dans le but d'interpréter le rapport d'interaction entre les paramètres de plasma et la microstructure des substrats déposées, nous sommes inévitables d'étudier l'influence de certains paramètres, tels que les phénomènes dissociations et la recombinaisons comme le mode d'excitation électrique, la tension d'auto polarisation, la nature du gaz sur la composition ionique et neutre du plasma et particulièrement l'effet des impuretés ou grains de poussière sur la qualité des dépôts des couches minces [4].

Les impuretés se posent le même problème dans le domaine des plasmas chauds en spécifique dans les Tokamaks utilisés pour la réaction de fusion contrôlée. Par conséquence, les parois d'un Tokamak sont érodées par des ions et des électrons très énergétiques. Les poudres, qui sont en général en carbone, vont dans le cœur du Tokamak et constituent un frein à la réaction de fusion [5].

Dans ce mémoire de master, nous nous sommes intéressés à l'étude de la formation des gaines électrostatiques dans un plasma froid ou les impuretés dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge électrique. Ce mémoire contient deux chapitres est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre concerne les définitions des paramètres de plasmas et des éléments théoriques nécessaires à l'étude de la dynamique des plasmas. L'interaction

d'un plasma avec une surface solide. Tout d'abord, nous allons donner un aperçu sur la définition d'une décharge électrique. Ensuite, nous allons donner un récapitulatif de la réaction des différentes espèces constituant le plasma avec une surface solide. Les phénomènes physiques dirigeant à la formation des gaines électrostatiques ont été discutés. De plus, la nature de la gaine formée, suivant a été aussi discutée le potentiel de la surface solide par rapport au potentiel plasma. Nous allons terminer ce chapitre par l'exposé d'un modèle proposé dans la littérature donnant la formation des grains de poussière [6].

Dans le deuxième chapitre ont a présenté les différentes forces agissant sur les grains de poussière. La modélisation des gaines électrostatiques dans un plasma froid.

En représentant un modèle théorique unidimensionnel et stationnaire en absence d'un champ magnétique est établi. Le milieu plasma et supposés en équilibre thermodynamique local. Les électrons obéissent à la distribution de Boltzmann. Les ions et les grains de poussière sont décrits par le modèle fluide. Une estimation de l'épaisseur de la gaine électrostatique saura donnée.

Finalement, une conclusion présente un résumé du travail effectué dans le cadre de ce mémoire.

CHAPITRE I
GENERALITRES SUR LES PLSMAS ET
L'INTERACTION AVEC UNE SURFACE
SOLIDE.

1. DEFINITION DES PARAMETRES PLASMA

1.1. Introduction

Les plasmas froids sont des milieux contenu plusieurs phénomènes physiques classiques (ionisation, attachement, recombinaison, etc.). Pour comprendre les phénomènes d'interaction d'un plasma de laboratoire ou un plasma industriel avec une surface solide, plusieurs paramètres et grandeurs physiques et des hypothèses sont très importantes en particulier pour contrôler les comportements de ces phénomènes.

Pour cela dans ce chapitre, nous présenterons les différents paramètres physiques principaux qui caractérisent l'état plasma en précisant les différentes classes de ce dernier. Et leur formation a été également donnée. Par la suite, nous présentons un modèle classique qui décrit de façon qualitative la formation des gaines électrostatiques dans un plasma froid ainsi que leur critère de stabilité (critère de Böhm) [7],[8]. Une estimation de l'épaisseur de la gaine électrostatique a été aussi donnée en utilisant la loi de Child [9].

De plus, en présence des grains de poussière, nous avons le phénomène de charge de ces derniers. Ce phénomène se traduit principalement par l'impact des ions et des électrons sur les grains de poussière. Par conséquent, l'approximation de Boltzmann utilisée dans la littérature n'est plus valable.

Un plasma est caractérisé par trois paramètres fondamentaux la densité, la température et le champ électrique et magnétique [10],[2] :

D'autres paramètres peuvent être dérivés de ces trois paramètres fondamentaux qui sont :

1.2. Hypothèses de quasi-neutralité

Dans un plasma, la matière est dissociée en ses composantes électriquement positive est négative.

Un plasma est donc en général macroscopiquement neutre du point de vue électrique

$$\rho = \sum n_i z_i - n_e e = 0 \quad (1.1)$$

Ceci a pour conséquence que la force agissant sur ces particules n'est pas comme dans le cas d'un gaz neutre une force à courte portée « force de coulomb ».

D'autre part, la force électrostatique est une force de grande amplitude dont l'action sera très importante sur les particules chargées. Pour s'en persuader, il suffit d'estimer un ordre de

grandeur de cette force en regardant l'accélération d'une particule sphérique induit l'existence d'un potentiel de la forme

$$\Phi(r) = K \frac{(q_e N_e + q_i N_i) V}{r} \quad (1.2)$$

Ou N_e et N_i représentent respectivement les densités électroniques et ioniques que l'on supposera uniforme dans la sphère. [11].

1.3. Degré d'ionisation

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques. qu'ils ne contiennent pas de particules chargées libres, mais seulement des molécules neutres. Cependant, si on leur applique des champs électriques assez intenses, ils deviennent conducteurs ; les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharges dans les gaz et sont dus à l'apparition d'électrons et d'ions libres.

Un plasma est un gaz ionisé contient n_e électrons, n_i ions et n_n molécules ou atomes neutres par unité de volume. En générale, un plasma est macroscopiquement neutre.

Le degré d'ionisation d'un gaz noté “ α ” est défini par le rapport :

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + n_n} \quad (1.3)$$

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

Pour $\alpha_i \leq 10^{-4}$, le gaz est faiblement ionisé et il est appelé plasma froid.

Pour $\alpha_i = 1$, le gaz est complètement ionisé et il est appelé plasma chaud.

Cependant entre ces deux limites, il existe une troisième catégorie appelée les plasmas thermiques [12].

1.4. Longueur de Debye

La longueur de Debye c'est l'échelle spatiale caractérisant l'hypothèse de quasi-neutralité et le phénomène d'écrantage des charges positives par des charges négatives. En effet, Dans un plasma, les électrons et les ions suivent des trajectoires aléatoires et ils se meuvent avec des grandes vitesses. Une charge positive

quelconque attire les électrons et repousse les ions créant ainsi un nuage électronique dans son approche critique. On parle alors d'écrantage de Debye [10].

Car au-delà d'une certaine distance, appelée longueur de Debye, le champ électrique créé par la collection de cette charge test q_T (un grain de poussière, une électrode, une sonde, etc.) Sera annihilé et ne sera plus ressenti par le reste des particules chargées. La charge test créera un potentiel électrique dont l'évolution est donnée par l'équation de Poisson ;

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.4)$$

$$\text{ou } \rho = \left(n_i q_i + n_e q_e \pm q_T \delta(\vec{r}) \right), \quad (1.5)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et ρ est la densité volumique de charges des particules dans le plasma.

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

avec n_i et n_e sont la densité ionique et électronique respectivement. La densité ionique est considérée uniforme et égale à la densité à l'équilibre $n_{e0} = n_{i0} = n_{n0}$. Les électrons, quant à eux, sont supposés être à l'équilibre thermodynamique, autrement dit, leur densité obéit à la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_i}\right), \quad (1.6)$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (1.7)$$

où T_e et T_i sont les températures des électrons et des ions exprimées en unité d'énergie.

Pour résoudre l'équation de Poisson, nous supposons que la perturbation créée par la charge test q_T est très faible. De ce fait, nous avons $e\phi \ll T_{e,i}$. Ce qui nous permet de développer les deux équations (1.6) et (1.7) à l'ordre 1. On obtient :

$$n_i = n_{i_0} \left(1 - \frac{e\phi}{T_i} \right), \quad (1.8)$$

$$n_e = n_{e_0} \left(1 + \frac{e\phi}{T_e} \right), \quad (1.9)$$

En remplaçant les équations (1.8), (1.9) et (1.5) dans l'équation (1.2) ainsi que la condition de quasi-neutralité du plasma $n_{e0} = n_{i0}$ à l'équilibre ($\phi = 0$), nous obtenons :

$$\Delta\phi = \left[\frac{n_{i0} e^2}{\varepsilon_0 T_i} + \frac{n_{e0} e^2}{\varepsilon_0 T_e} \right] \phi - q_T \delta(\vec{r}). \quad (1.10)$$

La résolution de l'équation (1.10) en coordonnées sphériques donne :

$$\phi(r) = \frac{q_T}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.11)$$

Le potentiel électrostatique donné par l'équation (1.11) est appelé potentiel coulombien ou potentiel écranté de Debye. Le terme exponentiel, qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de la charge test dans le vide, traduit l'effet d'écran.

où,

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.12)$$

est la longueur de Debye totale, λ_{De} et λ_{Di} sont la longueur de Debye électronique et la longueur de Debye ionique respectivement données par les expressions suivantes :

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

$$\lambda_{Di} = \left(\frac{\epsilon_0 T_i}{n_{i0} e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.14)$$

Dans le cas général d'un plasma à plusieurs composantes, l'expression (1.12) s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \sum_k \frac{n_{k0} q_k^2}{\epsilon_0 T_k}. \quad (1.15)$$

Les expressions (1.13) et (1.14) montrent que la portée d'écrantage dépend de l'énergie d'agitation des particules.

1.5. Fréquence plasma

Dans un plasma électriquement neutre, se met à osciller une fréquence autour de l'état d'équilibre et produit une perturbation local sous forme excès de charges électriques (positives ou négatives) va à tendre à étendu au à revenir de cette état d'équilibre de neutralité que la perturbation initial engendre en général une oscillation comme un pendule non amorti du plasma autour de son état d'équilibre, le mouvement a été fait par la loi de Rayleigh qui établit la fréquence naturelle des oscillation d'électrons libre, les ions plus lourd que les électrons restent pratiquement immobiles, l'agitation thermique et les oscillations des ions et en générale négligeables qui assure la quasi-neutralité du plasma. La fréquence plasma électronique est donnée par la relation suivante [2] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

où m_e est la masse des électrons.

La fréquence plasma est l'une des caractéristiques fondamentales d'un plasma car elle traduit le caractère collectif des forces coulombiennes.

1.6. Libre parcours moyen

Dans un plasma, le libre parcours moyen est la distance au bout de laquelle la trajectoire décrite par une particule est déviée d'une façon significative sous l'effet d'un grand nombre d'interaction binaire mais lointain. Le calcul du libre parcours moyen est basé sur la diffusion de Rutherford qui permet de calculer la déviation d'une particule chargée par une autre en fonction du paramètre d'impact [13]. Il est donné par l'expression suivante :

$$\lambda_{ab} = \frac{1}{\sigma_{ab} n_b}, \quad (1.17)$$

où n_b est la densité de l'espèce b et σ_{ab} est la section efficace de collision de la particule a par la particule b .

1.7. Paramètre de couplage

Le paramètre de couplage Γ_c est défini comme étant le rapport de l'énergie potentielle et l'énergie d'agitation thermique. Il décrit les interactions entre les particules dans le plasma. Son expression est donné par la relation suivante [8] :

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

où $E_p = \frac{q_d^2}{a} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_D}\right)$ est l'énergie potentielle d'interaction entre deux grains de poussière de charge q_d et séparés par une distance a et $E_{th} \approx T_d$ est l'énergie d'agitation thermique d'un grain de poussière de température T_d exprimée en eV .

a) Pour $\Gamma_c \ll 1$, le plasma est dit cinétique, c'est-à-dire, les interactions coulombiennes entre les grains de poussière sont négligeables. Ainsi une étude classique est largement suffisante pour la description du plasma.

b) Pour $\Gamma_c \geq 1$, le plasma est dit corrélé. Dans ce cas, la description du plasma nécessite un traitement quantique.

2. INTERACTION D'UN PLASMA AVEC UNE SURFACE SOLIDE

2.1. Introduction

Les plasmas produits dans une enceinte dont le volume est limité (Tokamak, Réacteur Plasma, etc.). Mais toujours il existe une interaction avec une surface solide qui limite ce dernier. Autre part, la mesure des quantités telles que la densité, la vitesse et la température sont souvent réalisées au moyen des sondes qui tiennent forcément une surface solide en interaction avec le plasma dans lequel elles sont plongées. Ces interactions, très complexes, sont d'origine électrostatique et provoquent une inhomogénéité du plasma, ce qui rend sa caractérisation difficile, particulièrement pour mesurer sa densité et sa température. Il résulte au voisinage de l'interface solide et plasma une zone non neutre qui tend à masquer le solide vis-à-vis du reste plasma globalement neutre. Cette région est appelée gaine électrostatique, où plusieurs travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés en présence et en absence d'un champ magnétique [14],[15]. Il existe en plus une zone intermédiaire entre le solide et le plasma appelée pré-gaine [10]. Cette zone permet d'accélérer les ions afin que ceux-ci possèdent une vitesse dirigée vers le solide. Nous allons voir dans la suite de notre travail que cette vitesse doit avoir le même ordre de grandeur que la vitesse acoustique. Cette condition de stabilité de la gaine électrostatique est appelée critère de Böhm [10].

2.2. Description d'une décharge électrique

On sait que les gaz sont généralement des bons isolants néanmoins, sous certaines conditions, il est possible de les faire traverser par un courant de particules chargées, on dit alors que le gaz est le siège d'une décharge. On attend alors l'amorçage d'une décharge électrique dans un gaz est la transition de l'état isolant vers un état conducteur après d'application d'une tension, les électrons libres présents dans le gaz sont accélérés. Si la tension appliquée est suffisamment élevée, ces électrons énergétiques sont capables d'exciter et ioniser les atomes du gaz neutre, produisant des avalanches électroniques. Les ions résultant de l'ionisation du gaz sont accélérés vers la cathode et peuvent en extraire des électrons secondaires. L'amorçage se produit quand chaque électron atteignant l'anode est remplacé, en

moyenne, par un électron secondaire émis par la cathode sous l'effet du bombardement ionique ou photonique.

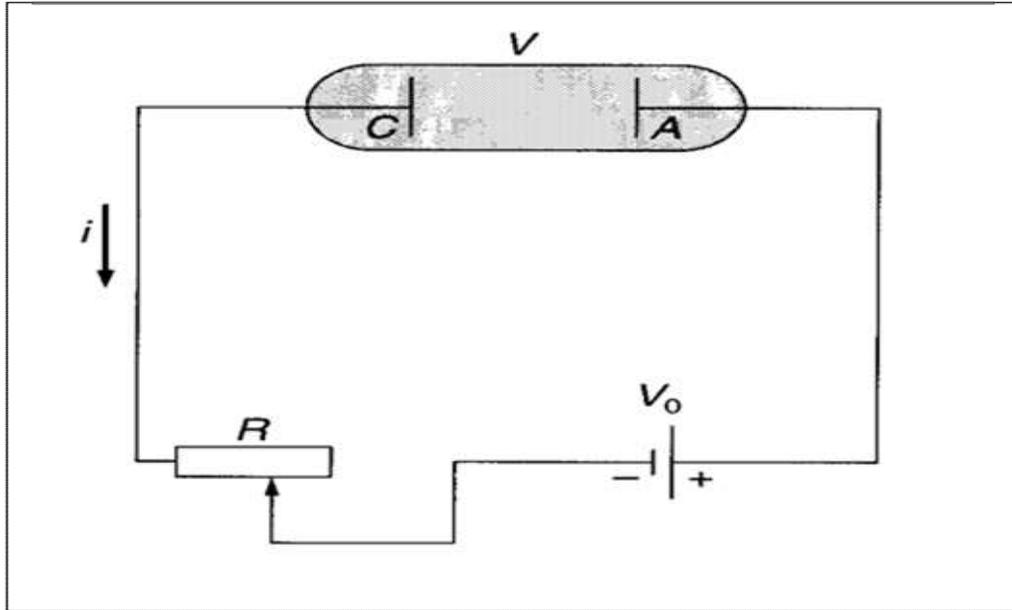


Figure I.1 : Schéma d'une décharge électrique en courant continu.

Dans ce cas la décharge électrique est auto-entretenu. La tension d'amorçage dépend des différents paramètres du réacteur et du gaz utilisé. A l'aide d'une résistance variable R placée en série dans le circuit (voir figure I.1), 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. Les premières études sur les décharges effectuées par le physicien Britannique Michael Faraday. Le mot « plasma » apparaît lui-même dans les années 1920, sous la plume de l'Américain I Langmuir, [16]-[17].

2.3. Phénomènes produit par l'interaction d'un plasma avec une surface solide

L'étude de l'interaction d'un plasma avec une surface solide a une importance considérable dans la raison des différents phénomènes physiques (voir figure 1.2), en particulier le transfert d'énergie des différents espèces du plasma qui sont les

électrons, les ions positifs et négatifs, les neutres (atomes et molécules) et même les photons qui sont émis dans les réactions du plasma.

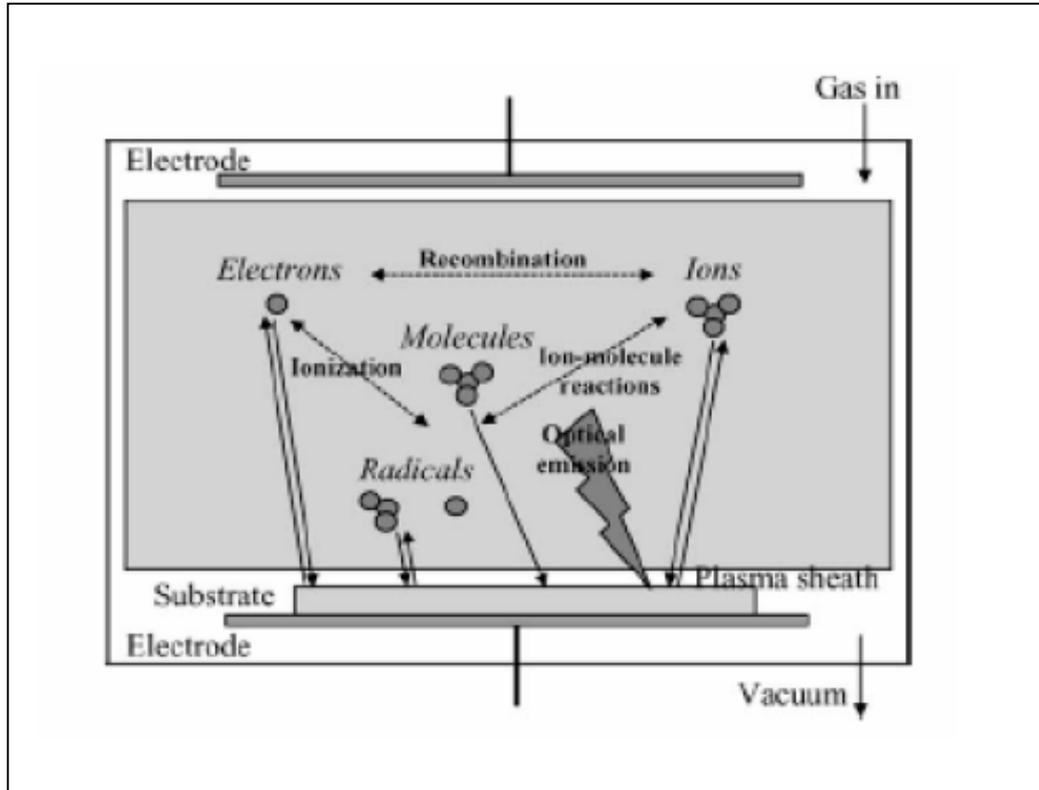


Figure I.2 : Schéma des interactions plasma-surface solide [18]

Dans le cas de notre travail, l'interaction des ions, avec une surface solide, subissent une réflexion ou une adsorption. Leur grande accélération à travers la pré-gaine et la gaine, leur permet d'atteindre cette valeur d'énergie. Les ions qui ont une énergie plus grande, sont utilisés dans le traitement et la caractérisation des surfaces [19].

L'interaction des atomes ou molécules neutres est différente de celle des ions qui est directionnelle en fonction du champ électrique. Donc, le bombardement des espèces neutres (atomes ou molécules) est isotrope, cela permet de modifier les propriétés de la surface de façon isotrope et contrôlée en fonction du gaz utilisé. De plus, vu la proportion des neutres par rapport aux espèces chargées dans un plasma froid (le taux d'ionisation est toujours $< 10^{-4}$), l'interaction du plasma avec la surface solide est dominée par les neutres.

Il est à signaler que le plasma est un milieu très riche pour la production des photons provenant des collisions, mais sans effet sur les surfaces solides. Par contre, pour les polymères des effets importants peuvent se produire selon la longueur d'onde des photons qui interagissent avec la surface [20].

2.4. Définition de la gaine

Si nous introduisons dans un plasma une charge test q_T (tout corps étranger au gaz ionisé une sonde, un grain de poussière, une électrode, etc.), les charges de signe déférent sont attirées et les charges de même signe sont repoussées. L'excès de charge d'un signe donné ainsi crée est collectés autour de cette charge c'est collection appelé gaine (voir figures 1.3 ,1.4).Le reste du plasma et macroscopiquement neutre. La gaine agit comme un écran qui couvre les effets de la charge test par rapport au reste du plasma.

Le potentiel crée par cette charge test est donné par l'expression :

$$\phi(r) = \frac{q_T}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad [13],$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et λ_D , est appelée longueur de Debye. Dans la plupart des cas, la vitesse des électrons est très grande que les autres espèces. Par conséquent, l'écrantage de charge est dû principalement au déplacement des électrons. Dans ce cas, $\lambda_D \approx \lambda_{D_e}$, où λ_{D_e} est la longueur de Debye électronique.

Dans la relation (1.19), nous observons que le terme exponentiel manifeste cet effet d'écran qui réduit fortement l'effet qu'aurait eu le potentiel de la charge test dans le vide. La portée de l'écrantage dépend de l'énergie d'agitation thermique des particules et de leur densité.

2.4.1. Différents types de gaines électrostatiques

Si nous introduisons une surface solide dans un plasma globalement neutre, il se forme une gaine électrostatique. La mobilité des charges dans cette gaine dépend du potentiel de la surface solide par rapport au potentiel du plasma ($\phi_p = 0$).

2.4.1.1. Gaine électronique

La gaine électrostatique appelé gaine électronique dans le cas où le potentiel de la surface solide $\phi_s = \phi_0$ est positif par rapport au potentiel plasma ϕ_p . Dans ce cas, les ions de faible énergie ($T_i \ll T_e$), sont totalement repoussés vers le plasma par le potentiel répulsif qui se développe dans l'interface plasma-surface solide. La limite qui sépare le plasma globalement neutre et la gaine électronique totalement dépourvue d'ions positifs, appelée lisière de la gaine, est bien connue (voir figur1.3). Dans le cas d'une surface plane et un fond d'ions immobile, l'épaisseur de la gaine peut être calculée en utilisant la loi de Child-Langmuir. Elle est donnée par [21],

$$l_{ge} = \frac{2\sqrt{2}\pi^{1/4}}{3} \lambda_{De} \left(\frac{e(\phi_0 - \phi_p)}{T_e} \right)^{3/4} \quad (1.19)$$

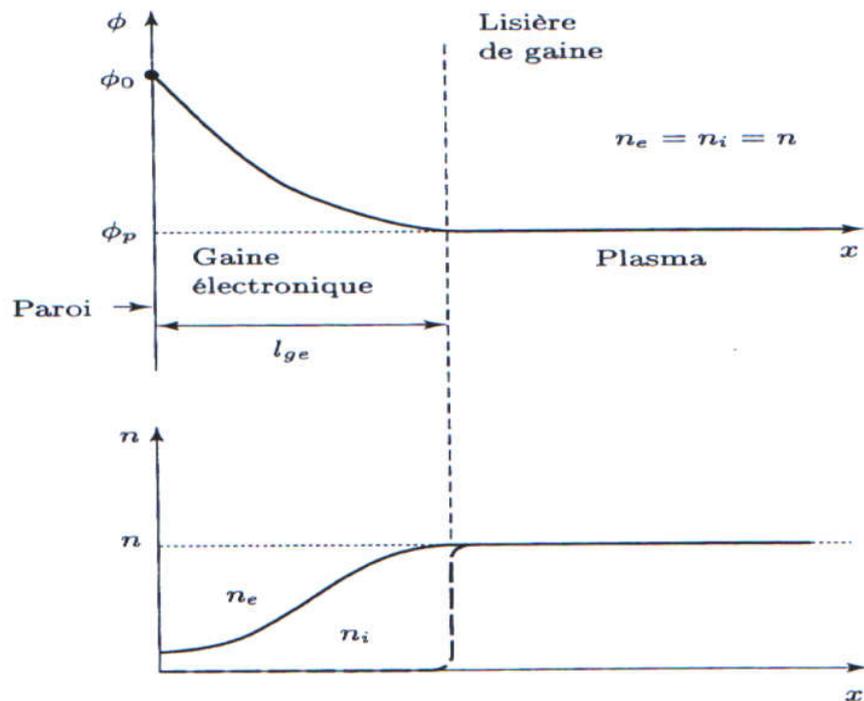


Figure I.3 : Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine électronique

2.4.1.2. Gaine ionique

La gaine électrostatique appelé gaine ionique dans le cas où le potentiel de la surface solide ϕ_0 est négatif par rapport au potentiel plasma globalement neutre ϕ_p . Dans ce cas, la surface solide est attiré les ions positifs d'énergie faible, mais elle est partiellement répulsive pour les électrons d'énergie relativement importante ($T_e \gg T_i$) (voir figure 1.4) car la barrière de potentiel à franchir par ces derniers est importante. Par conséquent, il est défini une région entre lisière de la gaine et le plasma appelé pré-gaine dans laquelle une faible partie des électrons est repoussée par rapport à la gaine. Elle est définie de façon qu'à l'entrée de cette zone les ions commencent à être accélérés par le champ de charge d'espace. Dans ce cas le potentiel électrique et les densités électronique et ionique à l'entrée de la gaine sont donnés par les expressions suivantes :

$$\phi_g = \phi_p - \frac{T_e}{2e} \quad (1.20)$$

$$n_g = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (1.21)$$

Dans le cas d'une surface plane et un fond d'ions immobile, l'épaisseur de la gaine peut être calculée en utilisant la loi de Child-Langmuir [21]. Elle est donnée par

$$l_{g_i} = \frac{2^{5/4}}{3 \exp(-1/4)} \lambda_{D_e} \left(\frac{e(\phi_p - \phi_0)}{T_e} \right)^{3/4} \quad (1.22)$$

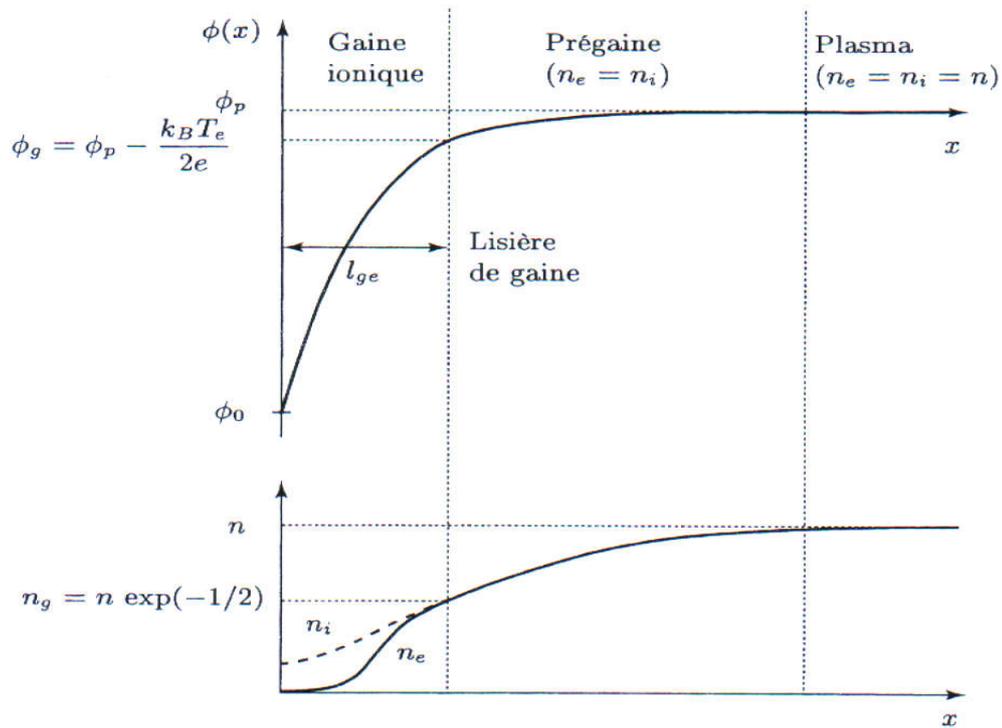


Figure I.4 : Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine ionique

2.5. Critère de Böhm

Dans un plasma la quasi-neutralité assurée que le champ électrique dans un plasma est faible avant d'entrer de la gaine ionique (plasma électropositif), les ions sont accélérés dans la pré-gaine. Dans ce paragraphe, nous allons calculer la vitesse critique $V_B \equiv C_s = (T_e/m_i)^{1/2}$, appelée vitesse de Böhm, c'est la vitesse minimum que doit avoir un ion positif à l'entrée de la gaine. Dans le cas d'un plasma en absence des ions négatifs (plasma électropositif), elle est égale à la vitesse acoustique ionique que doivent avoir les ions à l'entrée de la gaine. Pour cela, nous allons faire les approximations suivantes [22] :

- a) Le plasma est supposé à basse pression où les collisions sont négligeables (gaine non collisionnelle).
- b) Le plasma est globalement neutre (excepté dans la gaine).

c) Les électrons et les ions négatifs sont en équilibre thermodynamique. Leurs densités sont des Boltzmaniennes,

3. FORMATION DES GRAINS DE POUSSIÈRE DANS LES PLASMAS

La formation des impuretés ou les grains dans les plasmas des décharges électriques à tension continue (DC) ou radiofréquence (RF), posent un grand problème surtout dans certains cas où la structure chimique est inconnue. Alors leur étude est très importante

D'après le modèle présenté dans la référence [23], la formation des grains de poussière passe par quatre étapes (voir figure I.5).

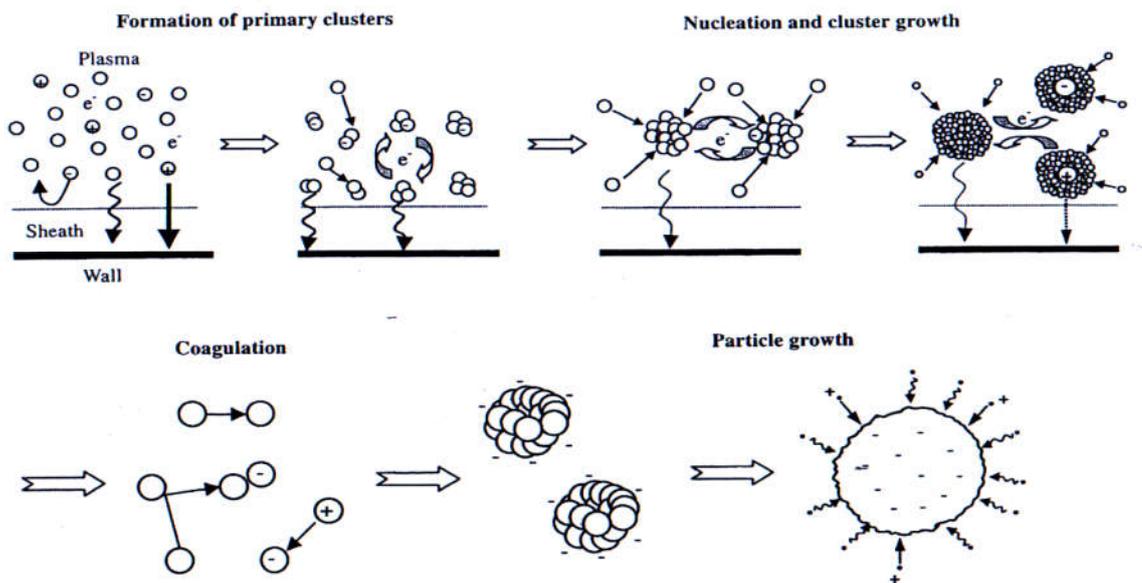


Figure I.5 : Etapes de formation d'un grain de poussière

3.1. Formation des clusters primaires :

Dans les gaines électrostatiques, les ions positifs sont accélérés vers les la surface solide par le champ électrique de la gaine. Leurs collisions provoquent la

dissociation d'un monomère ainsi que la recombinaison de ce dernier avec l'ion incident. Ainsi les agrégats primaires, à l'échelle atomique, dits clusters primaires, se forment.

3.2. Croissance des clusters et nucléation :

Les clusters primaires formés sont de charges positives, négatives et neutres ; et interagissent entre eux pour former des particules de tailles nanométriques. La chimie du plasma impose leur formation.

3.3. Coagulation :

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

3.4. Croissance :

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

A titre d'exemple, nous donnons les mécanismes de formation d'un grain de poussière dans un plasma de silane à travers une série de réactions chimiques, les mécanismes se trouvent en détails dans la référence [24].

CHAPITRE II
MODELISATION DES GAINES
ELECTROSTATIQUES DANS UN
PLASMA FROID

1. INTRODUCTION

Le plasma est un milieu gazeux et ionisé contenant plusieurs espèces chimique, des ions positifs et négatifs atomiques ou moléculaires et des électrons. Cette description et engendre beaucoup phénomènes physique a permet aux chercheurs dans le domaine de la physique des milieux ionisés [9], ou encore la physique des plasmas, de faire d'avantages et des avancées très grandes. En effet, plusieurs modèles théoriques ont été développés basés sur la description microscopique ou cinétique, la description macroscopique ou fluide.[13]:

En 1989 et dans un réacteur industriel de la compagnie IBM, Selwyn et *al.* ont pu mettre en évidence des impuretés en utilisant la diffusion d'un laser par ces dernières [25]. Désormais, cette découverte a déclenché une révolution dans le domaine de la physique des plasmas. En effet, elle a permet l'ouverture d'un nouveau axe de recherche appelé "Physique des Plasmas Poussiéreux" ou "Physique des Plasmas Complexes". Cette complexité provient du fait que ces impuretés induisent des modifications des paramètres définissant l'état plasma, tels que la condition de neutralité, la longueur de Debye, la fréquence plasma, etc. Ces impuretés sont en réalité des grains de poussière mono-taille (r_d c'est le rayon d'un gain de poussière est constante), de forme sphérique et qui peuvent être de nature métallique ou diélectrique [8].

Dans ce chapitre, nous allons présenter un modèle théorique unidimensionnel et stationnaire décrivant la dynamique des grains de poussière mono-taille ainsi que leurs effets dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge en absence de champ magnétique. A cet effet, nous commençons ce chapitre par un aperçu sur les forces agissant sur un grain de poussière. Par la suite, nous présentons les équations de notre modèle. Nous terminons ce chapitre par la présentation de nos résultats numériques ainsi que leur interprétation suivie d'une conclusion.

2. LES FORCES AGISSANT SUR UN GRAIN DE POUSSIÈRE

Les grains de poussière dans un plasma sont soumis à plusieurs forces qui leurs permettent d'être piégés ou éjectés vers les électrodes ou les parois dans le cas d'un plasma de décharge électrique. Dans les Tokamaks, les grains de poussière de taille importante tombent sur les parois grâce à leur force de gravité qui est assez importante par rapport aux autres forces ; tandis que, ceux qui ont une taille moins importante peuvent pénétrer jusqu'au centre du Tokamak et constituent un frein à la réaction de fusion thermonucléaire car la température des grains de poussière est moins importante par rapport à celle du combustible à fusionner. Ainsi, la maîtrise des forces agissant sur les grains de poussière est une étape nécessaire pour les chasser du cœur du Tokamak. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les forces les plus importantes ainsi que leur ordre de grandeur.

2.1. Force de la gravité

Sous l'effet de l'attraction universelle, les grains de poussière sont soumis à la force de la gravité terrestre donnée par l'expression suivante

$$\vec{f}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \vec{g} \quad (2.1)$$

où \vec{g} est l'accélération de la pesanteur et m_d , r_d , ρ_d sont respectivement la masse, le rayon et la masse volumique des grains de poussière. Comme cette force est proportionnelle à la taille du grain de poussière, sa contribution est considérable pour les micro-particules, mais devient négligeable dans le cas des nano-particules. Pour isoler les interactions électriques entre les grains de poussière de différentes tailles de l'effet de la gravité, des expériences [26]-[27] (Projet PKE, Plasma KristallExperiment et Projet IMPF, International Microgravity Plasma Facility, etc.) ont été réalisées dans la Station Spatiale Internationale (ISS). Dans ces conditions appelées dans la littérature microgravité, il est bien clair que l'effet de la force de gravité est négligeable.

2.2. Force électrique

Les gaines électrostatiques sont des régions électriquement non neutres. Par conséquent, les grains de poussière sont soumis à la force électrique donnée par l'expression suivante :

$$\vec{f}_e = q_d \vec{E} \quad (2.2)$$

où \vec{E} est le champ électrique à l'intérieur de la gaine électrostatique dû à la séparation de charges. Il est lié au potentiel électrostatique ϕ par la relation :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi . \quad (2.3)$$

2.3. Force de résistance ionique

Une gaine électrostatique est une région anisotrope caractérisée par un champ électrique \vec{E} dirigé du plasma globalement neutre vers la surface solide de potentiel négatif. Ainsi, les ions durant leur mouvement repassent en collision avec les grains de poussière. Ces collisions se traduisent par un transfert d'impulsion ion-grain modélisé par une force dite force de résistance ionique qui s'exerce sur le grain de poussière. Cette force contient deux parties :

$$\vec{f}_{id} = \vec{f}_{id}^{coll} + \vec{f}_{id}^{coul} \quad (2.4)$$

où \vec{f}_{id}^{coll} et \vec{f}_{id}^{coul} 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).

Les ions dont le paramètre d'impact b est inférieur au paramètre d'impact de collection b_c donné par [8].

$$b_c = r_d \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_s^2} \right)^{1/2}, \quad (2.5)$$

sont collectés par le grain de poussière. Dans ce cas, nous avons un transfert total de l'énergie cinétique des ions au grain de poussière (voir figure (2.1)), où ϕ_d est le potentiel à la surface du grain de poussière (potentiel flottant) et $v_s = \left(v_i^2 + \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2}$

est la vitesse totale des ions.

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

Barnes *et al.*[28] ont calculé ces deux contributions en intégrant le paramètre d'impact jusqu'à la longueur de Debye λ_D ; c'est-à-dire qu'ils ont pris en considération l'interaction du grain de poussière avec les ions qui se trouvent uniquement dans une sphère de Debye. Ces deux contributions sont données par les expressions suivantes :

$$\vec{f}_{id}^{coll} = n_i m_i v_s \pi b_c^2 \vec{v}_i \quad (2.6)$$

et

$$\vec{f}_{id}^{coul} = n_i m_i v_s 4\pi b_{\pi/2}^2 \Gamma \vec{v}_i, \quad (2.7)$$

où

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

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

2.4. Force de résistance du gaz neutre

C'est une force qui est due au transfert d'impulsion lors de la collision d'un grain de poussière avec les atomes ou molécules du gaz neutre.

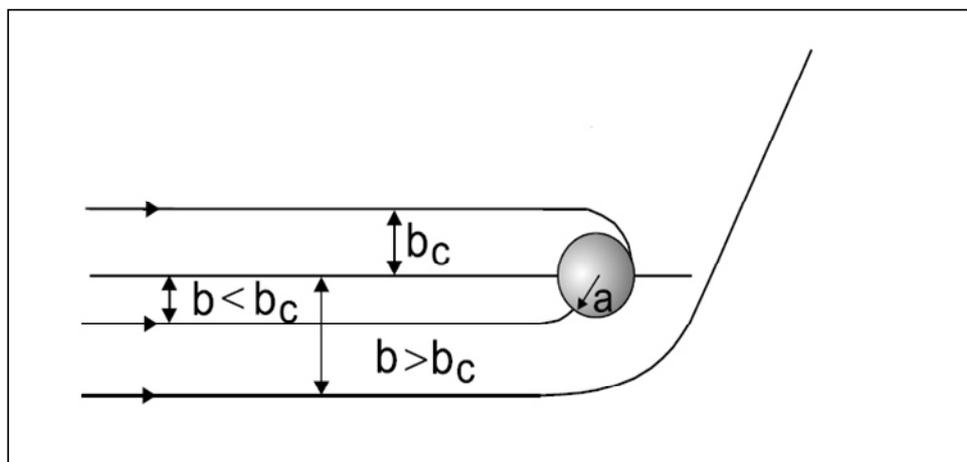


Figure (2.1) : Interaction d'un ion avec un grain de poussière

Dans le régime cinétique (faible pression, $P < 1 \text{ Torr}$) où le libre parcours moyen des atomes ou molécules neutres est très grand devant la taille du grain de poussière, l'expression de cette force est donnée par [23]

$$\vec{f}_{nd} = -\frac{4}{3}\pi\left(1 + \beta\frac{\pi}{8}\right)r_d^2 m_n n_n v_m (\vec{v}_d - \vec{v}_n), \quad (2.8)$$

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

2.5. Ordre de grandeur des différentes forces

Pour pouvoir comparer les valeurs des différentes forces agissant sur les grains de poussière, nous avons supposé un plasma de décharge radiofréquence typique. Les grandeurs physiques utilisées sont [29]:

- Gaz : argon
- Pression : $P_n = 150 \text{ mTorr}$, ce qui correspond à une densité du gaz de

$$n_n = 4.8 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$$
- $n_{e0} = n_{i0} = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$
- $T_e = 3 \text{ eV}$
- $T_i \approx T_n = 0.03 \text{ eV}$
- $\rho_d = 1514 \text{ kg/m}^3$
- $r_d = 4.9 \mu\text{m}$
- $v_n = 16 \text{ mm/s}$

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

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

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

A partir de ces résultats, nous pouvons conclure que la force de résistance du gaz neutre f_n est pratiquement négligeable devant les autres forces agissant sur le grain de poussière.

3. COURANTS DE CHARGE D'UN GRAIN DE POUSSIÈRE

3.1. Introduction

La physique des plasmas poussiéreux est un phénomène de charge des grains de poussière. En effet, grâce à leur grande capacité d'acquérir des charges, les interactions entre les particules sont de très courte portée ; ce qui rend la description réelle et mathématique du phénomène de charge des grains de poussière pratiquement impossible. Pour remédier à cette situation, nous faisons appel au modèle du grain de poussière isolé. Ce modèle suppose que la densité de ces derniers est faible. Concrètement, nous considérons que la longueur de Debye λ_D est relativement très grande par rapport au rayon d'un grain de poussière r_d ($r_d \ll \lambda_D$). Dans un plasma de décharge où la température des électrons est très grande devant celle des ions ($T_e \gg T_i$), cette condition se réduit à : $r_d \ll \lambda_D \approx \lambda_{Di}$, $\lambda_{Di} = (\epsilon_0 T_i / n_{i0} e^2)^{1/2}$ étant la longueur de Debye ionique.

Si nous négligeons les phénomènes d'émission secondaire des électrons et l'émission photonique des particules, le phénomène de charge des grains de poussière est

principalement dû à la collection des électrons et des ions. De ce fait, l'équation stationnaire de charge d'un grain de poussière s'écrit

$$v_d \frac{dq_d}{dz} = I_e + I_i, \quad (2.9)$$

où I_e et I_i sont les courants électronique et ionique par les grains de poussière.

Dans le cas où le grain de poussière satisfait la condition $r_d \ll \lambda_{Di} \ll \lambda_{in}$, $\lambda_{in} = 1/n_n \sigma_{in}$ étant le libre parcours moyen correspondant à la collision ion-neutre, la théorie du mouvement de l'orbite limitée (OML) [30]-[31] basée sur la sonde de Langmuir constitue une très bonne approximation du phénomène de charge des grains de poussière.

3.2. Calcul des courants de charge d'un grain de poussière

Pour calculer les courants de charge d'un grain de poussière, nous utilisons le modèle de l'orbite limitée (OML) où les sections efficaces de collection des électrons et des ions par un grain de poussière sont données par les expressions suivantes [8]:

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2e\phi_d}{m_e v^2} \right), & \frac{2e\phi_d}{m_e v^2} > -1 \\ 0, & \frac{2e\phi_d}{m_e v^2} < -1 \end{cases} \quad (2.10)$$

et

$$\sigma_i(v) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v^2} \right), \quad (2.11)$$

où v est la vitesse relative des électrons et des ions par rapport au grain de poussière. Les expressions des courants de collection électronique et ionique sont données par l'expression suivante [8].

$$I_{e,i} = n_{e,i} q_{e,i} \int v \sigma_{e,i}(v) f_{e,i}(v) d^3v, \quad (2.12)$$

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

Dans le cas de l'approximation d'une distribution des vitesses maxwellienne,

$$f_{e,i}(v) = (2\pi v_{t_{e,i}}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{t_{e,i}}^2}\right), \quad (2.13)$$

où $v_{t_{e,i}} = \left(\frac{T_{e,i}}{m_{e,i}}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons et des ions, les courants de collection sont donnés par les expressions suivantes

$$I_i = n_i q_i a_i, \quad (2.14)$$

$$I_e = n_e q_e a_e. \quad (2.15)$$

Dans le cas où $q_d < 0$,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \left(1 - \frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (2.16)$$

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

Dans le cas où $q_d > 0$,

$$a_i = \pi r_d^2 (8T_i / \pi m_i)^{0.5} \exp\left(-\frac{eq_d}{r_d T_i}\right), \quad (2.18)$$

$$a_e = \pi r_d^2 (8T_e / \pi m_e)^{0.5} \exp\left(1 + \frac{eq_d}{r_d T_e}\right). \quad (2.19)$$

où a_i et a_e sont les taux d'impact des ions et des électrons respectivement par la surface des grains de poussière, $q_i = e$ et $q_e = -e$.

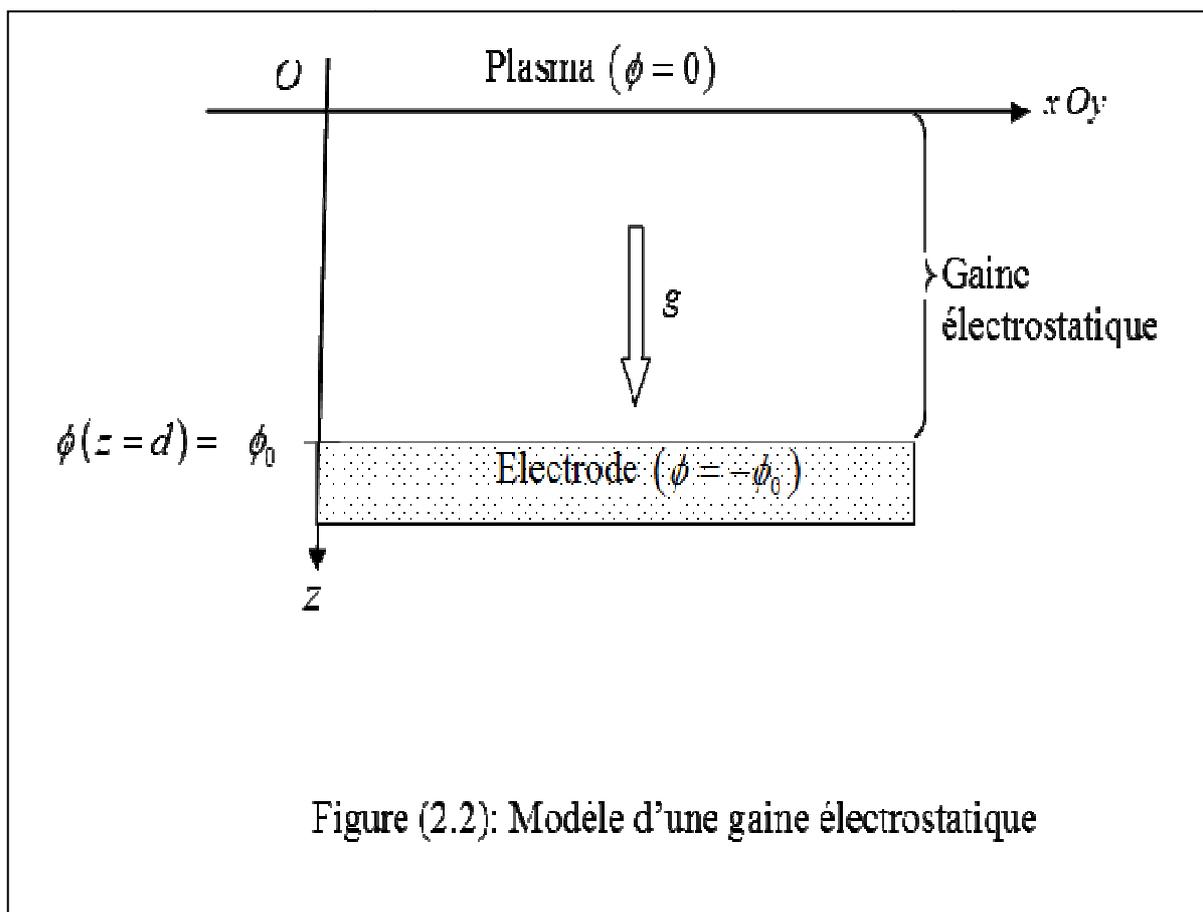
Dans le cas des gaines électrostatiques, qui font l'objet de ce travail, les ions sont accélérés de l'interface plasma-gaine électrostatique vers l'électrode. Dans ce cas, la condition $v_i \gg v_{ti}$ est bien vérifiée ; ainsi l'expression de a_i se réduit [32].

$$a_i = \pi r_d^2 v_i \exp\left(1 - \frac{2eq_d}{r_d m_i v_i^2}\right). \quad (2.20)$$

Notons que dans l'expression (2.20), la vitesse moyenne des ions a été approximée par la vitesse fluide des ions v_i [33].

4. MODELE THEORIQUE

Nous considérons un plasma unidimensionnel, stationnaire et non magnétisé confiné entre deux électrodes planes et horizontales d'un réacteur plasma à courant continu (DC) ou radiofréquence (RF). Ce plasma contient des électrons (e), des ions positifs atomiques ou moléculaires une seule fois ionisés (i), des particules neutres atomiques ou moléculaires (n) et des impuretés considérées comme étant des grains de poussière de forme sphérique et mono-taille (d). Dans le but de modéliser la gaine électrostatique qui se forme de façon spontanée à côté de l'électrode, nous supposons que l'origine des abscisses se trouve dans l'interface plasma-gaine électrostatique ($z=0$, z étant la position dans l'axe Oz supposé vertical et dans le même sens que l'accélération de la pesanteur) et l'électrode se trouve dans la position $z=L$ où la pré-gaine a été négligée (voir figure (2.2)). Dans l'interface plasma-gaine électrostatique, nous supposons que le potentiel électrostatique ϕ est nul ($\phi=0$). Tandis que le potentiel de l'électrode ϕ_0 est négatif.



4.1. Les électrons et les ions

Lorsque la densité de particules est suffisamment importante. Nous supposons que les électrons sont en équilibre thermodynamique. Par conséquent, leurs densités obéissent à la distribution de Boltzmann. Le modèle fluide constitue une très bonne approximation pour décrire le plasma. Ainsi, l'équation de continuité et l'équation de mouvement des électrons et des ions sont données par les expressions suivantes

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_e}\right), \quad (2.21)$$

$$\frac{d(n_i v_i)}{dz} = k_i n_e n_n - n_i a_i n_d, \quad (2.22)$$

$$v_i \frac{dv_i}{dz} = -\frac{e}{m_i} \frac{d\phi}{dz} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{dp_i}{dz} - \frac{F_{in}}{m_i} - a_i (v_i - v_d) n_d, \quad (2.23)$$

où $n_{e,i}$, $v_{e,i}$ et $p_{e,i}$ sont les densités, les vitesses fluides et les pressions des électrons et des ions respectivement, n_n est la densité du gaz neutre que nous considérons constante étant donné que la fraction de particules ionisées α ne dépasse pas 10^{-4} ($\alpha \leq 10^{-4}$), n_d et v_d sont la densité et la vitesse fluide des grains de poussière respectivement, k_i est le taux d'ionisation par impact électronique, a_e et a_i sont respectivement les taux d'impact des électrons et des ions par les grains de poussière donnés par les expressions (2.16)-(2.20) et $F_{en,in}$ est la force de trainée due aux collision des électrons et des ions avec le gaz neutre respectivement. Cette force de trainée est donnée par l'expression suivante

$$F_{en,in} = m_{e,i} n_n \sigma_{en,in} v_{e,i}^2, \quad (2.24)$$

où $\sigma_{en,in}$ est la section efficace de collision des électrons et des ions avec le gaz neutre respectivement. Dans la gamme d'énergie des particules d'un plasma froid (eV), la valeur de cette section efficace est pratiquement constante[34]-[35].

Grace à leur grande mobilité, les électrons sont considérés comme étant un gaz isotherme.

Toutefois, l'approximation de la gaine électrostatique plane est valable si les ions sont considérés comme étant un fluide adiabatique [36]. Concrètement, cette approximation va nous permettre d'utiliser l'équation adiabatique pour les ions

$$p_i = C n_i^\gamma, \quad (2.25)$$

où $\gamma = 3, 2, 5/3$ pour des modèles théoriques unidimensionnel, bidimensionnel ou tridimensionnel respectivement. La constante C est calculée en considérons l'équation d'état pour un plasma non perturbé. Ainsi,

$$p_i = \frac{T_i}{n_{i0}} n_i^3. \quad (2.26)$$

Dans le but de focaliser notre étude sur les effets d'impact des particules par les grains de poussière, nous allons considérer un gaz non réactif tel que l'argon. Dans ce cas le taux d'ionisation par impact électronique est donné par l'expression suivante [9].

$$k_i = 1.75 \times 10^{-8} T_e^{0.5} (1 + 0.13 T_e) \exp\left(-\frac{15.76}{T_e}\right), \quad (2.27)$$

où T_e est la température des électrons exprimée en eV et k_i en cm^3 / s .

4.2. Les grains de poussière

4.2.1. La dynamique des grains de poussière

Les grains de poussière sont considérés comme un fluide froid. Ainsi, ils sont décrits par l'équation de continuité et l'équation de mouvement qui sont données respectivement par

$$\frac{d(n_d v_d)}{dz} = 0, \quad (2.28)$$

$$m_d v_d \frac{dv_d}{dz} = f_e + f_g + f_{id} + f_{nd}, \quad (2.29)$$

où m_d est la masse d'un grain de poussière considéré de forme sphérique de rayon r_d . Les principales forces agissant sur un grain de poussière sont la force électrique f_e , la force de la gravité f_g , la force de résistance ionique f_{id} et la force de résistance du gaz neutre f_{nd} . Cependant dans les conditions normales d'expérimentation, les gradients de température dans les plasmas sont relativement faibles. Par conséquent, la force thermophorétique f_T est négligeable devant les forces que nous avons déjà citées [37].

4.2.2. La charge des grains de poussière

L'équation de charge d'un grain est donnée par l'expression suivante

$$v_d \frac{dq_d}{dz} = n_e q_e a_e + n_i q_i a_i. \quad (2.30)$$

4.3. Equation de Poisson

Pour lier les densités des particules ainsi que le potentiel électrostatique, nous utilisons l'équation de Poisson donnée par

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_0}(n_i e - n_e e + n_d q_d). \quad (2.31)$$

4.4. Equations du modèle

Pour des raisons pratiques, nous utilisons les grandeurs physiques adimensionnelles

$$\text{suivantes: } \xi = \frac{z}{\lambda_{Di}}, \quad \Phi = -\frac{e\phi}{T_e}, \quad N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}, \quad N_e = \frac{n_e}{n_{e0}}, \quad u_i = \frac{v_i}{c_{is}}, \quad u_e = \frac{v_e}{v_{te}}, \quad \Phi_d = \frac{e\phi_d}{T_e},$$

$$N_d = \frac{n_d}{n_{d0}}, \quad u_{d0} = \frac{v_{d0}}{c_{ds}}, \quad \gamma_i = \frac{T_e}{T_i}, \quad \delta_e = \frac{n_{e0}}{n_{i0}}, \quad \delta_d = \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \text{ où } v_{te} = \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2}, \quad \phi_d = \frac{q_d}{r_d} \text{ est le}$$

potentiel de surface d'un grain de poussière, $c_{is} = \left(\frac{T_e}{m_i}\right)^{1/2}$ est la vitesse acoustique

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

les forces sont normalisées par $f_0 = \frac{z_c T_e}{\lambda_{Di}}$, $F_l = \frac{f_l}{f_0}$ ($l = e, g, id, nd$).

En utilisant les expressions (2.1) et (2.2), l'intégration des équations (2.28) et (2.29) donne les expressions de la densité et la vitesse fluide des grains de poussière normalisées,

$$N_d = \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_d)}{u_{d0}^2}\right)^{-1/2}, \quad (2.32)$$

$$u_d = u_{d0} \left(1 + \frac{2g\lambda_{Di}}{c_{ds}^2 u_{d0}^2} \xi + \frac{2\Psi(\Phi)}{u_{d0}^2} + \frac{2\Omega(\xi, r_d)}{u_{d0}^2}\right)^{1/2}, \quad (2.33)$$

où,

$$\Psi(\Phi) = \int_0^{\Phi} \Phi_d d\Phi \quad (2.34)$$

est l'énergie potentielle électrique normalisée d'un grain de poussière et

$$\Omega(\xi, r_d) = \int_0^{\xi} (F_{id} + F_{nd}) d\xi \quad (2.35)$$

est l'énergie de collision normalisée des ions et des particules neutres (atomes ou molécules) par les grains de poussière.

De plus, l'utilisation des grandeurs physiques adimensionnelles citées ci-dessus dans les équations (2.22)-(2.23), (2.30) et (2.31) donne le système d'équations suivant :

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \frac{1}{\gamma_i} (N_i - \delta_e N_e + \delta_d z_c \Phi_d N_d), \quad (2.36)$$

$$\frac{dN_i}{d\xi} = \left(-N_i \frac{d\Phi}{d\xi} + \alpha_{ci} N_i u_i^2 + \frac{k_i n_n \lambda_{Di} \delta_e}{c_{is}} N_e u_i \right) / \left(u_i^2 - \frac{3}{\gamma_i} N_i^2 \right), \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_i}{d\xi} = & \left(u_i \frac{d\Phi}{d\xi} - \alpha_{ci} u_i^3 - \frac{3k_i n_n \lambda_{Di} \delta_e}{\gamma_i c_{is}} N_e N_i - \right. \\ & \left. \pi \delta_d \lambda_{Di} n_{i0} r_d^2 K_i(\Phi_d) u_i N_d \left(u_i^2 - \frac{3}{\gamma_i} N_i^2 \right) \right) / \left(u_i^2 - \frac{3}{\gamma_i} N_i^2 \right), \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\frac{d\Psi(\Phi)}{d\xi} = \Phi_d \frac{d\Phi}{d\xi}, \quad (2.39)$$

$$\frac{d\Phi_d}{d\xi} = \frac{(8\pi)^{1/2} \lambda_{Di} n_{i0} r_d^2}{z_c c_{ds} u_{d0}} N_d \left(\left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} c_{is} N_i u_i K_i(\Phi_d) - \delta_e v_{te} N_e K_e(\Phi_d) \right), \quad (2.40)$$

$$\frac{d\Omega(\xi, r_d)}{d\xi} = F_{id}(\xi, r_d) + F_{nd}(\xi, r_d), \quad (2.41)$$

où $\alpha_{ce} = \lambda_{Di} n_n \sigma_{en}$ et $\alpha_{ci} = \lambda_{Di} n_n \sigma_{in}$ sont les paramètres des collisions électronique et ionique respectivement, et

$$K_e(\Phi_d) = \begin{cases} \exp(\Phi_d) & \text{pour } \Phi_d \leq 0 \\ 1 + \Phi_d & \text{pour } \Phi_d > 0 \end{cases}, \quad (2.42)$$

$$K_i(\Phi_d) = \begin{cases} 1 - \frac{2\Phi_d}{u_i^2} & \text{pour } \Phi_d \leq 0 \\ \exp\left(\frac{2\Phi_d}{u_i^2}\right) & \text{pour } \Phi_d > 0 \end{cases}. \quad (2.43)$$

Les équations (2.36)-(2.41) constituent un système d'équations différentielles non linéaires complet qui décrit l'interaction d'un plasma froid à basse pression avec une surface solide en présence des impuretés mono-taille (grains de poussière), et la formation des gaines électrostatiques.

5. RESULTATS NUMERIQUES ET INTERPRETATION

5.1. Introduction

L'objectif de cette partie de mémoire est l'étude de la dynamique des grains de poussière mono-tailles dans les gaines électrostatiques en tenant compte des processus élémentaires. Etant donné que ces derniers sont très nombreux, par conséquent nous sommes obligés à faire un choix en limitant notre étude à un processus de création des particules (électrons et ions), à savoir l'ionisation par impact électronique. Le second processus élémentaire et le paramètre d'impact des particules (électrons et ions) par les grains de poussière. Il est évident que ce dernier est un processus de perte des particules. Le choix de ces deux processus élémentaires est motivé par leurs sections efficaces qui sont relativement importantes par rapport à celles des autres processus élémentaires.

5.2. Conditions initiales

Les équations différentielles obtenues à partir de notre modèle théorique ((2.36)-(2.41)) sont fortement non-linéaires, très sensibles aux conditions initiales. Ainsi, le choix des conditions initiales est très important dans l'intégration de nos équations différentielles.

Dans notre cas, nous avons des conditions initiales qui sont imposées par le problème à résoudre (conditions naturelles), à savoir :

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

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

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

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

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

$$\Omega(\xi=0, r_d)=0.$$

Les autres conditions initiales sont calculées de la manière suivante :

- La vitesse d'entrée des ions dans la gaine électrostatique normalisée (vitesse de Bohm) $u_i(\xi=0)=u_{i0}$ est prise des travaux effectués dans la référence [33], où nous rappelons que cette dernière dépend des différents paramètres physiques de notre problème, en particulier la densité des grains de poussière.
- Le potentiel de surface des grains de poussière dans l'interface plasma-gaine électrostatique Φ_{d0} est obtenu en détachant l'équation de charge des grains de poussière (2.40) à l'équilibre., $I_e(\xi=0)+I_i(\xi=0)=0$. Ainsi, nous obtenons l'équation non linéaire suivante :

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

- Le champ électrique normalisé dans l'interface plasma-gaine électrostatique $\left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)_{\xi=0}$ est calculé en supposant que les ions entrent dans la gaine

électrostatique avec une accélération nulle $\left(\frac{du_i}{d\xi}(\xi=0)\right)$. Ainsi, à partir de

l'équation (2.37) nous obtenons

$$\left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)_{\xi=0} = \alpha_{ci} u_{i0}^2 + \frac{3k_i n_n \lambda_{Di} \delta_e}{\gamma_i c_{is} u_{i0}} + \pi \delta_d \lambda_{Di} n_{i0} r_d^2 K_i(\Phi_{d0}) \left(u_{i0}^2 - \frac{3}{\gamma_i}\right).$$

5.3. Résultats numériques et discussion

Pour notre simulation numérique, nous focalisons notre étude sur le phénomène de formation est modélisation des gaines électrostatiques et nous évitons les effets des processus élémentaires très complexes, en particulier la présence des ions négatifs. Par conséquent, nous avons considéré un gaz électropositif et non réactif qui est l'argon. Etant donné que le gaz considéré est à basse pression et à faible température (T_e en eV et $T_i \leq 0.1$ eV), ainsi les espèces considérés dans notre plasmas sont les électrons (e), une faible fraction des ions une seule fois ionisés (Ar^+), les atomes neutres (Ar) et les grains de poussière.

Nous avons commencé notre étude par la présentation de la distribution Boltzaniens de la densité électronique normalisée. En particulier la perte des électrons par les grains de poussière sur l'approximation de Boltzmann largement utilisée dans littérature. Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 3$ eV, $T_i = T_n = 0.05$ eV, $v_n = 0$, $P_n = 10$ mTorr, $u_{i0} = 1.5$, $\sigma_{en} = 5.10^{-16}$ cm², $\sigma_{in} = 5.10^{-15}$ cm², $r_d = 1$ μm, $\delta_d = 10^{-3}$, la masse volumique des grains de poussière $\rho_d = 2$ g/cm³ et $u_{d0} = 3.5$. Nous avons vérifié numériquement qu'en présence des grains de poussière mono-taille et pour des densités ioniques relativement faible, ($n_{i0} \approx 10^9$ cm⁻³) le modèle de Boltzmann constitue une très bonne approximation pour la densité électronique.

Pour les mêmes paramètres physiques que nous avons cités ci-dessus, nous avons présentée la variation de potentiel, les densités et des vitesses normalisées en fonction de la variable spatiale.

Examiné les effets des grains de poussière sur les différents paramètres physiques de la gaine électrostatique dans la figure (2.4). D'abord, nous observons l'épaisseur de la gaine électrostatique considérablement réduit. En effet, la prise en compte les densités des électrons et des ions réduit comme le montre les figures (2.4.b) et (2.4.d), ainsi que la séparation de charges. Par conséquent, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite. Dans la figure (2.4.e), nous observons que les électrons sont uniquement en agitation thermique. Cependant, dans le cas réel où les grains de poussière sont pris en considération, les électrons ne sont plus en agitation thermique et leur mouvement devient directionnel, c'est-à-dire. le mouvement des électrons est opposé à celui des ions ($u_e < 0$).

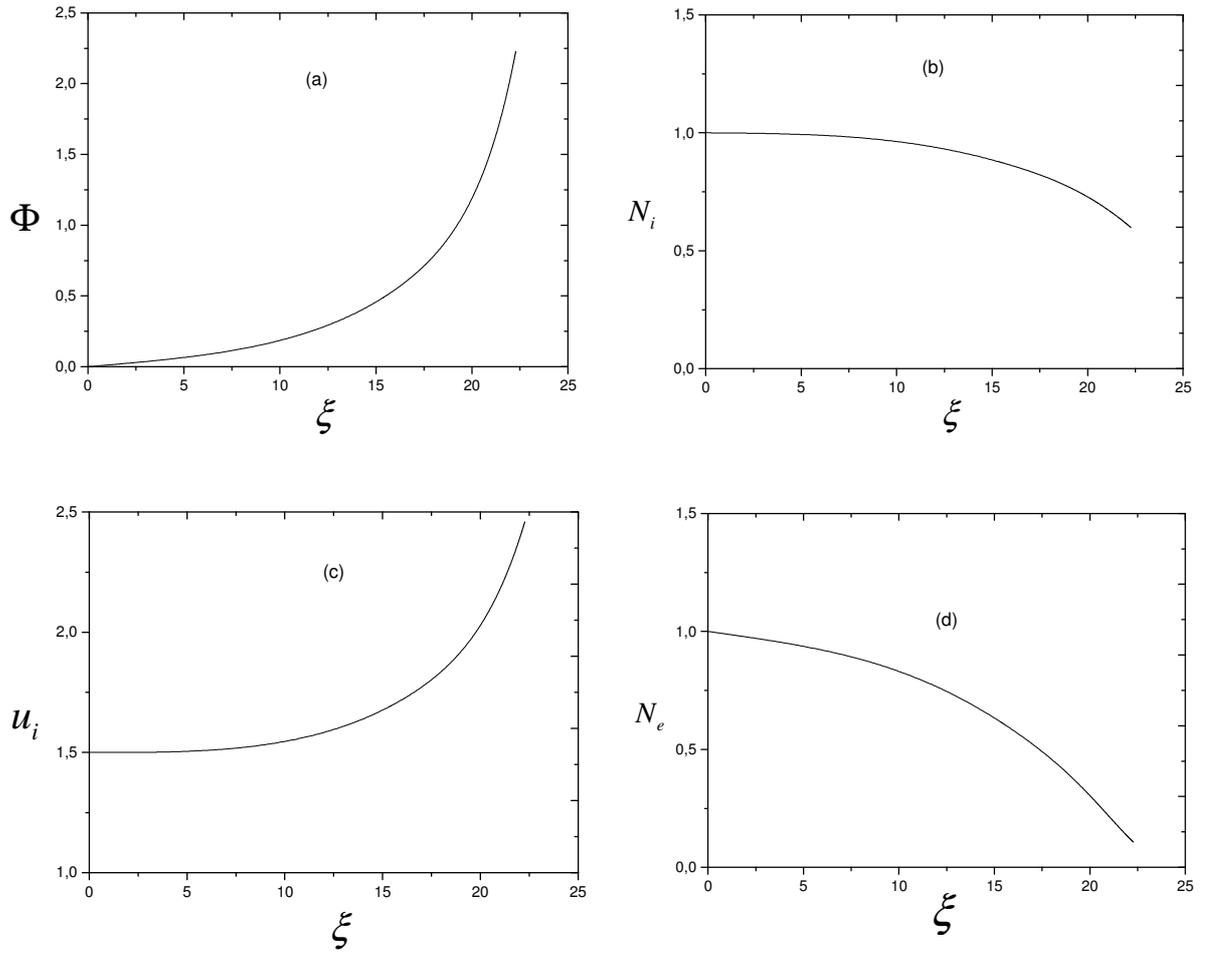


Figure (2.4) (Partie I) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité ionique normalisée N_i (b), vitesse fluide ionique normalisée u_i (c) et densité électronique normalisée N_e (d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ

Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 3eV$, $T_i = T_n = 0.05eV$, $n_{i0} = 10^9 cm^{-3}$, $v_n = 0$, $P_n = 10mTorr$, $u_{i0} = 1.5$, $\sigma_{en} = 5.10^{-16} cm^2$, $\sigma_{in} = 5.10^{-15} cm^2$, $r_d = 1\mu m$, $\delta_d = 10^{-3}$, $\rho_d = 2g/cm^3$ et $u_{d0} = 3.5$.

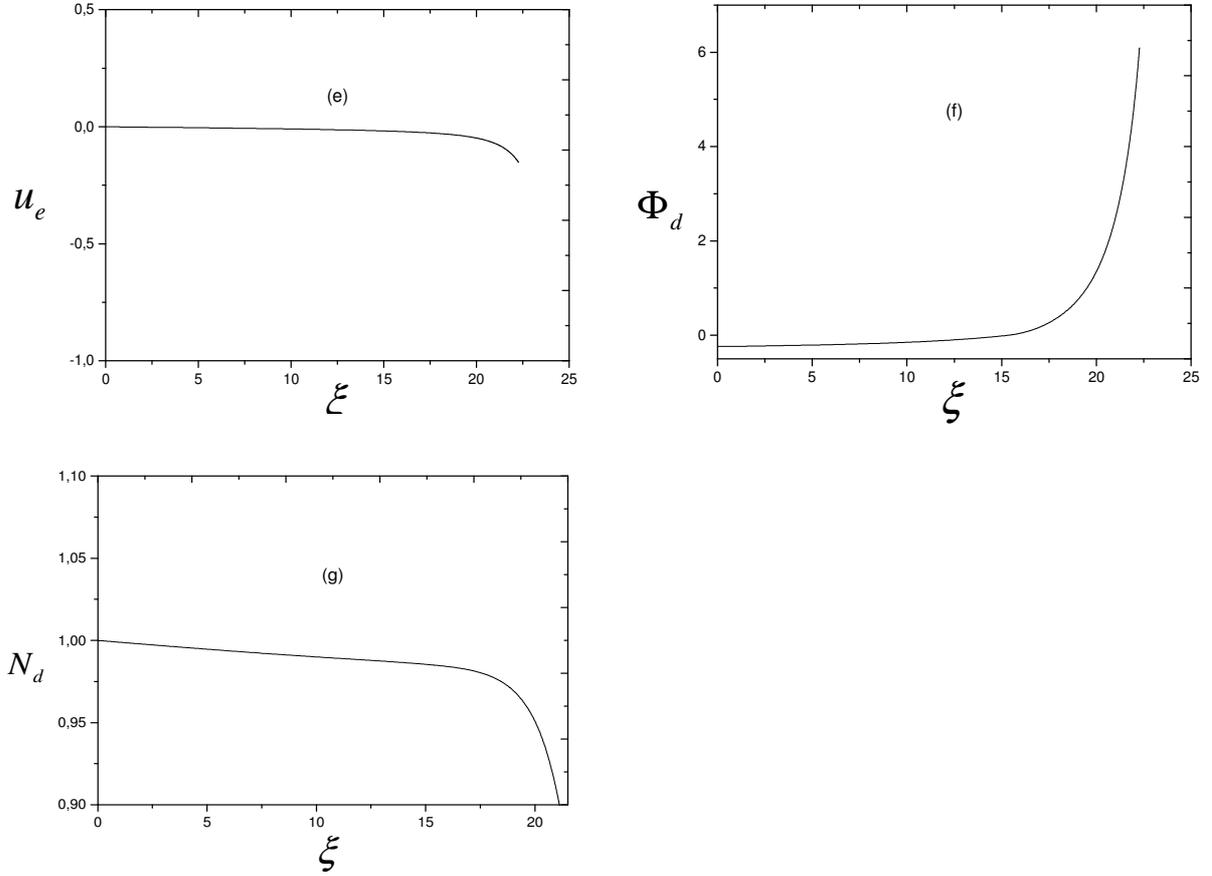


Figure (2.4) (Partie II) : vitesse fluide normalisée des électrons u_e (e), potentiel de surface des grains de poussière normalisée Φ_d (f) et densité des grains de poussière normalisée N_d (g) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ . Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 3eV$, $T_i = T_n = 0.05eV$, $n_{i0} = 10^9 cm^{-3}$, $v_n = 0$, $P_n = 10mTorr$, $u_{i0} = 1.5$, $\sigma_{en} = 5.10^{-16} cm^2$, $\sigma_{in} = 5.10^{-15} cm^2$, $r_d = 1\mu m$, $\delta_d = 10^{-3}$, $\rho_d = 2g/cm^3$ et $u_{d0} = 3.5$.

Dans la figure (2.5), nous avons examiné les effets de la densité des grains de poussière sur la structure des gaines électrostatiques et leurs paramètres physiques. Nous observons dans la figure (2.5.a) que l'augmentation de la densité des grains de poussière réduit l'épaisseur de la gaine électrostatique de façon remarquable. Pour les paramètres physiques que nous avons utilisés, lorsque la densité des grains de poussière normalisée varie de $\delta_d = 10^{-4}$ à $\delta_d = 10^{-3}$, l'épaisseur de la gaine électrostatique est réduite. En effet, l'augmentation de la densité des grains de poussière augmente la pert des électrons et les ions par ces derniers comme le montre les figures (2.5.b) et (2.5.d), ainsi que la séparation de charges qui est à la base de la formation des gaines électrostatiques. Nous observons également dans la figure (2.5.c) que l'augmentation de la densité des grains de poussière réduit la vitesse d'impact des ions sur l'électrode, ainsi que les particules émises par cette dernière. De plus, nous observons dans la figure (2.5.e) que le mouvement des électrons est ralenti. Dans la figure (2.5.f), nous observons que l'augmentation de la densité des grains de poussière induit une diminution considérable du nombre de charge des grains de poussière normalisé $|\Phi_d|$. En effet lorsque la densité des grains de poussière est faible, la distance inter-grains de poussière est importante ; ce qu'il favorise la pert des électrons plus énergétiques par rapport à celui des ions. Dans le cas contraire où la densité des grains de poussière est importante, perte des électrons devient comparable à celui des ions, en produisant une diminution du nombre de charges sur les grains de poussière.

la répulsion coulombienne des électrons par l'électrode chargée négativement devient moins importante. Par conséquent, la séparation de charges caractérisant les gaines électrostatiques diminue, et également leur épaisseur.

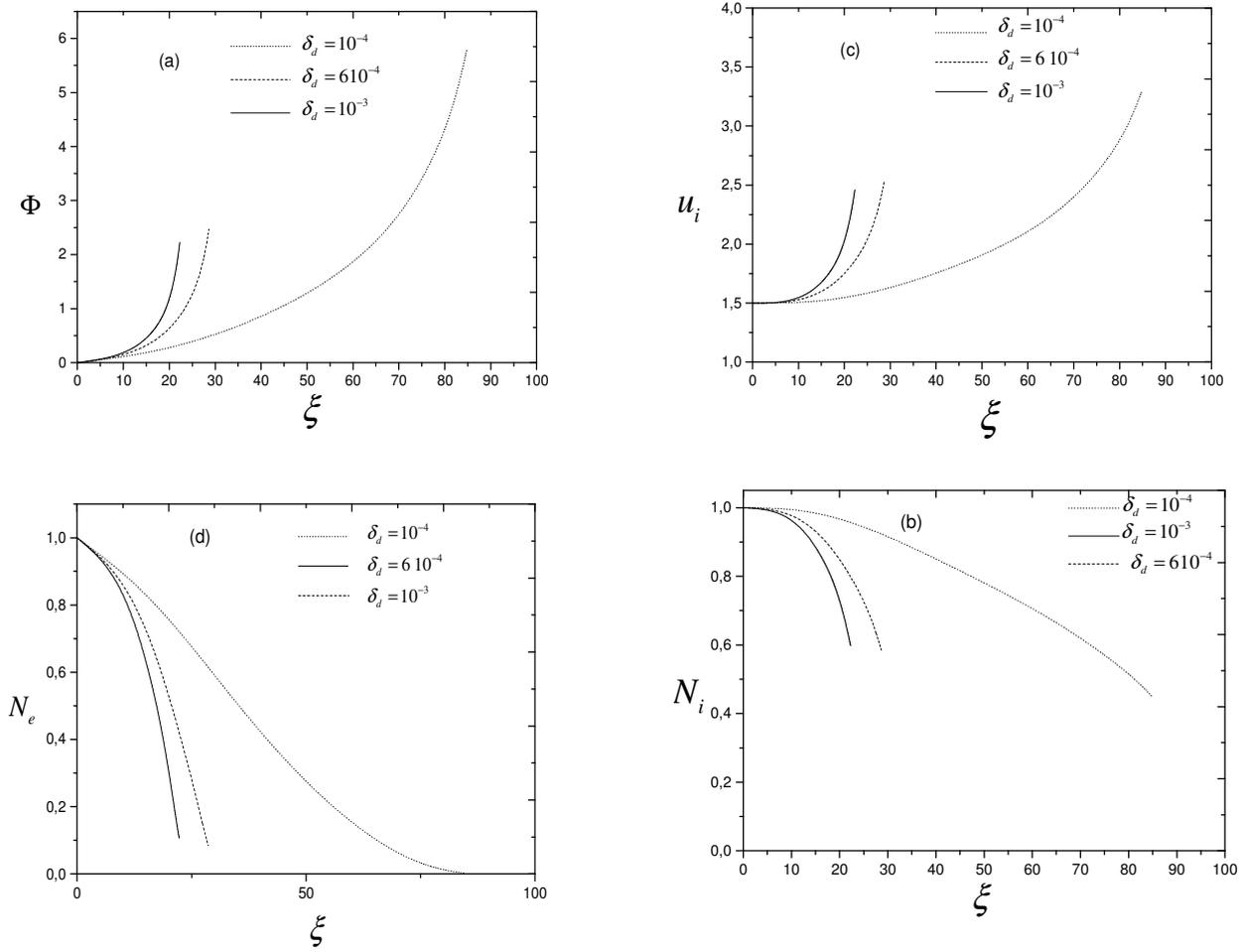


Figure (2.5) (Partie I) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité ionique normalisée N_i (b), vitesse fluide ionique normalisée u_i (c) et densité électronique normalisée N_e (d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de δ_d .

Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 3eV$, $T_i = T_n = 0.05eV$, $n_{i0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $v_n = 0$, $P_n = 10 \text{ mTorr}$, $u_{i0} = 1.5$, $\sigma_{en} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_{in} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, $r_d = 1 \mu\text{m}$, $\rho_d = 2 \text{ g/cm}^3$ et $u_{d0} = 3.5$.

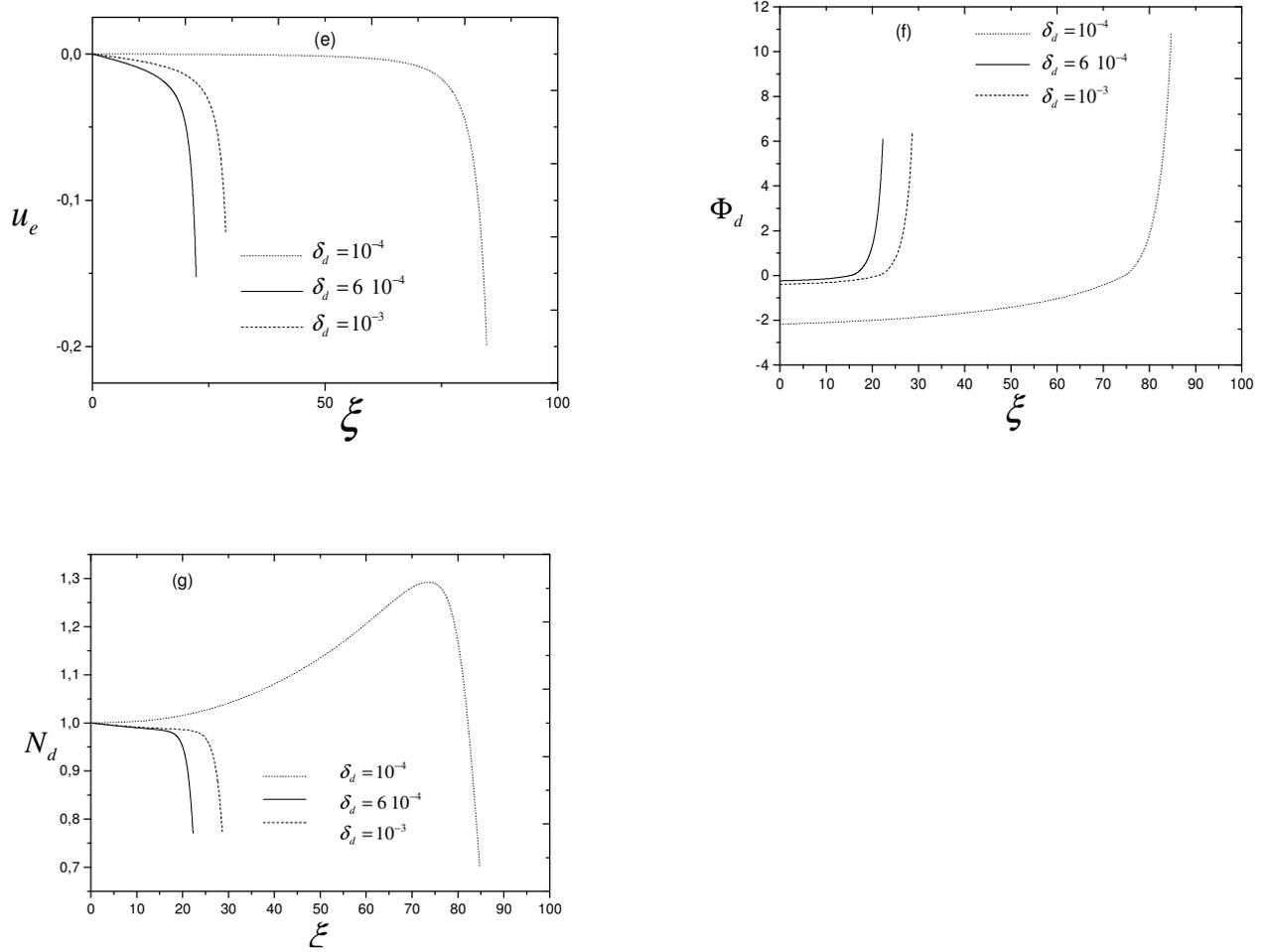


Figure (2.5) (Partie II) : vitesse fluide normalisée des électrons u_e (e), potentiel de surface des grains de poussière normalisée Φ_d (f) et densité des grains de poussière normalisée N_d (g) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de δ_d .

Les paramètres physiques utilisés sont : $T_e = 3eV$, $T_i = T_n = 0.05eV$, $n_{i0} = 10^9 cm^{-3}$, $v_n = 0$, $P_n = 10mTorr$, $u_{i0} = 1.5$, $\sigma_{en} = 5 \cdot 10^{-16} cm^2$, $\sigma_{in} = 5 \cdot 10^{-15} cm^2$, $r_d = 1\mu m$, $\rho_d = 2g/cm^3$ et $u_{d0} = 3.5$.

6. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons établi un modèle théorique unidimensionnel, stationnaire et en absence de champ magnétique qui décrit l'interaction d'un plasma avec une surface solide et la formation des gaines électrostatiques en tenant compte la présences des grains de poussière mono taille. Les électrons et obéissent à la distribution de Boltzmann que les ions ont été décrits par les équations fluides. Les grains de poussière ont été considérés comme des sphères mono-taille et ont été également décrits par le modèle fluide où les différentes forces agissant sur eux ont été rappelées. Le modèle du mouvement de l'orbite limitée a été utilisé pour décrire leur charge.

Le système d'équations différentielles non linéaires ainsi obtenu a été résolu numériquement en utilisant une méthode numérique à conditions initiales et à pas variable, étant donné que l'épaisseur de la gaine électrostatique est une inconnue du problème.

Les résultats numériques montrent que la présence des graines de poussières est diminuée la densité des particules (électrons et ions) et l'impact par ces grains de poussière non négligeable pour des densités de particules égale (10^9 cm^{-3}). Par conséquent, l'approximation de Boltzmann est plus valable. Nous avons montré également que la présence des grains de poussière réduit considérablement l'épaisseur de la gaine électrostatique. Ce résultat joue un rôle important et déterminant dans la dynamique des grains de poussière ; en particulier dans leur piégeage dans les gaines électrostatiques créées dans les réacteurs plasma ou les Tokamaks. Les effets des autres paramètres physiques ont été aussi étudiés et analysés.

REFERENCES

- [1]. Langmuir, G. Found and A. F. Dittmer, Science, N. Y. **60**, 392 (1924).
- [2]. B. Held, Physique des Plasmas Froids, Masson Paris (1994).
- [3]. M. O. Robbins, K. Kremer and G. S. Grest, J. Chem. Phys. **88**, 3286 (1988).
- [4]. K. G. Spears, T. J. Robinson and R. M. Roth, IEEE Trans. Plasma Sci. **14**, 179 (1986).
- [5]. P. C. Stangeby, The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices, Institute of Physics Publishing, London (2000).
- [6]. A. Bouchoule, Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing, Wiley, Chichester, UK (1999). otsuji, Phys. Rev. Lett. **78**, 3113 (1997).
- [7]. D. Bohm, The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field, edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling, McGraw-Hill, New York (1954).
- [8]. P. K. Shukla and A. A. Mamun, Intoduction to Dusty Plasma Physics, IOP Publishing, (2002).
- [9]. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Wiley, New York (1994).
- [10]. J. M. Rax, *Physique des Plasmas*, Dunod, Paris (2005).
- [11]. Philippe savoini, cours, introductions à la physique des plasmas 2011-2012
- [12]. Dirk Van Eester, Kristel Crombé, and Volodymyr Kyrytsya, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 025002 (2013).
- [13]. J. L. Delcroix et A. Bers, Physique des Plasmas, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [14]. T. E. Sheridan et J. Goree, Phys. Fluids B **3**, 2796 (1991).
- [15]. M. Sharifian et B. Shokri, Phys. Plasmas **14**, 093503 (2007).
- [16]. Réactivité dans les plasmas, Ecole d'Eté, La Société Francaise de Physique (1983).
- [17]. B. Chapman, Glow Discharge Process, John Wiley & Sons (1980).
- [18]. F. S. Denes, M. S., Progress in Polymer Science **29**, 816 (2004).
- [19]. J. W. Coburn, IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 1048 (1991).
- [20]. Sheu M.-S., Hudson D. M., L. I.-H., Biomaterials Surface Modification Using Plasma Gas Discharge Process, in: Encyclopedia Handbook of Biomaterials and Bioengineering, D. L. Wise, Eds., New York, p. 865 (1995).

- [21]. M. Moisan et J. Pelletier, *Physique des Plasmas Collisionnels, Application aux Décharges Haute Fréquence*, EDP Sciences (2006).
- [22]. *Plasma Froid, Cinétiques, Transport et Transferts*, Publications de l'Université de Saint-Etienne (2005)
- [23]. A. Bouchoule, *Dusty Plasmas, Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, Chichester, UK (1999).
- [24]. K. D. Bleecker et A. Bogaerts, *Phys. Rev. E* **71**, 066405-1 (2005).
- [25]. G. S. Selwyn, J. Singh, R. S. Bennett, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**2758 (1989).
- [26]. A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Y. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree, Y. P. Semenov, *PKE-Nefedov : Plasma Crystal Experiments on the International Space Station*, *New J. Phys.* **5**, 33.1 (2003).
- [27]. G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
- [28]. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neil and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
- [29]. B. Zaham, *Etude théorique du piégeage des grains de poussière dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge*, Mémoire de Magister, USTHB (2008).
- [30]. P. M. Chung, L. Talbot, and K. J. Touryan, *Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and applications*, Springer-Verlag, New-York (1975).
- [31]. J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 277 (1992).
- [32]. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, and O. F. Petrov, *Physics-Uspekhi* **47**, 447 (2004).
- [33]. S. Chekour, A. Tahraoui, and B. Zaham, *Phys. Plasmas* **19**, 053502 (2012).
- [34]. D. P. Resendes, G. Sorasio, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **9**, 2988 (2002).
- [35]. B. M. Smirnov, *Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2008).
- [36]. J. I. Fernandez Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernandez, and R. Morales Crespo, *J. Appl. Phys.* **95**, 4585 (2004).

- [37]. Gabriela VeselinaPaeva, "Sheath Phenomena in Dusty Plasmas", Ph.D dissertation (TechnischeUniversiteit Eindhoven, Netherlands, 2005).

Listes Des Figures

Figure I.1 : Schéma d'une décharge électrique en courant continu.....	13
Figure I.2 : Schéma des interactions plasma-surface solide.....	14
Figure I.3 : Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine électronique.....	16
Figure I.4 : Evolution du potentiel $\phi(x)$ et des densités ionique n_i et électronique n_e à l'interface plasma-paroi dans le cas d'une gaine ionique.....	18
Figure I.5 : Etapes de formation d'un grain de poussière.....	19
Figure (2.1) : Interaction d'un ion avec un grain de poussière.....	26
Figure (2.2) : Modèle d'une gaine électrostatique.....	32
Figure (2.4) (Partie I) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité ionique normalisée N_i (b), vitesse fluide ionique normalisée u_i (c) et densité électronique normalisée N_e (d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ ..	42
Figure (2.4) (Partie II) : vitesse fluide normalisée des électrons u_e (e), potentiel de surface des grains de poussière normalisée Φ_d (f) et densité des grains de poussière normalisée N_d (g) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ	43
Figure (2.5) (Partie I) : Potentiel électrostatique normalisé Φ (a), densité ionique normalisée N_i (b), vitesse fluide ionique normalisée u_i (c) et densité électronique normalisée N_e (d) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de δ_d	45
Figure (2.5) (Partie II) : vitesse fluide normalisée des électrons u_e (e), potentiel de surface des grains de poussière normalisée Φ_d (f) et densité des grains de poussière normalisée N_d (g) en fonction de la variable spatiale normalisée ξ pour différentes valeurs de δ_d	46

Résumé

Dans ce sujet de mémoire de master, nous nous étudions, la formation des gaines électrostatiques dans un plasma froid ce sujet et très important dans la mesure où nous pouvons utiliser ses résultats pour résoudre le problème des impuretés rencontre dans le domaine de l'interaction d'un plasma avec la surface solide

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la modélisation et la simulation de la formation des gaines électrostatiques dans un plasma électropositif (Ar^+). Par conséquent, l'effet de la variation des densités et des vitesses des espèces (ions, électrons) sur l'épaisseur de la gaine. De plus la maîtrise de la dynamique des impuretés permet d'améliorer la qualité de dépôt des couches minces dans le domaine de la technologie.

ملخص

في هذا الموضوع من مذكرة الماستر، قمنا بدراسة حول تشكيل الأعماد الإلكتروستاتيكية في البلازما الباردة وهذا الموضوع مهم للغاية لدرجة أننا نستطيع استخدام نتائجها لحل مشكلة الشوائب التي تصادف في مجال تفاعل البلازما مع سطح صلب

في هذا العمل، نحن مهتمون بنمذجة ومحاكاة تشكيل الأعماد الإلكتروستاتيكية في بلازما كهربية (Ar^+). لذلك، تأثير كثافات متباينة وسرعات الأنواع (الأيونات والإلكترونات) على سمك غمد. بالإضافة إلى ذلك، فإن التحكم في ديناميك الشوائب يجعل من الممكن تحسين جودة ترسيب الأغشية الرقيقة في مجال التكنولوجيا.

Abstract

In this subject of master thesis, we study, the formation of electrostatic sheaths in cold plasma this subject is very important to the extent that we can use its results to solve the problem of impurities encountered in the field of interaction of plasma with the solid surface

In this work, we are interested in modeling and simulation of the formation of electrostatic sheaths in electropositive plasma (Ar^+). Therefore, the effect of varying densities and speeds of species (ions, electrons), On the thickness of the sheath. In addition, the control of impurity dynamics makes it possible to improve the deposition quality of thin films in the domain of technology.