



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

**UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN**

# MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MASTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Physique des Plasmas et gaz ionisés

Par :

**Mr Zerrad Fethi**

Sur le thème

---

## **Etude de l'attachement de charges sur les grains de poussières dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge**

---

Soutenu publiquement le 24 juin 2023 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr OUGHERB CHEWKI	MCA	Ecole Supérieure en sciences Appliquées	Président
Mme SMAIN FATIHA	MCB	Université de Tlemcen	Encadrante
Mme BENSALD RAHMA	MCA	Université de Tlemcen	Examinatrice

*Année Universitaire : 2022 ~ 2023*

# **Remerciements**

**Au nom du Dieu le clément et le miséricordieux louange à ALLAH le tout puissant.**

**Je remercie le Bon Dieu, tout puissant, de m'avoir donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail de mémoire.**

**Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique Théorique (LPT) de la faculté des sciences de l'université Abou Baker Belkaid de Tlemcen sur la période s'étalant de Février 2023 à Juin 2023 et dans le cadre de formation de Master, option Physique des plasmas et gaz ionisés.**

**Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Madame SMAIN FATIHA, Maitre de Conférence B à l'Université Aboubaker Belkaid pour m'avoir proposé ce sujet et pour l'avoir accompagné. J'ai particulièrement apprécié la confiance qu'elle a su m'accorder et la liberté de choix vis à vis de mon travail.**

**J'exprime mes plus sincères remerciements à Monsieur OUGHERB CHEWKI, Maitre de Conférence A, à L'école Supérieur des Sciences Appliquées de Tlemcen (ESAT) qui m'a fait l'honneur de présider ce jury.**

**J'exprime mes plus sincères remerciements à Madame BEN SAID RAHMA Maitre de Conférence A à l'Université Abou Bakr Belkaid qui a accepté de juger ce travail. Je suis honoré de l'intérêt et de l'attention qu'elle a porté à mon travail.**

**Je désire aussi remercier les professeurs de l'université de « Abou Bakr Belkaid », qui m'ont fourni les outils nécessaires à la réussite de mes études universitaires.**

**Afin de n'oublier personne, mes vifs remerciements s'adressent à tous ceux qui m'ont aidée à la réalisation de ce modeste mémoire.**

## Dédicace

*Je dédie ce travail :*

- *Mes Parents,*

*Pour tous vos sacrifices, soutien et  
présence,*

*C'est à vous que je dois cette réussite.*

*et je suis très fière de vous l'offrir.*

- *Mes sœurs et mon frère.*
- *Mes Amis*

## Glossaire

$T_e, T_i, T_n$	Température électronique, température ionique et température des neutres
$n_e, n_i, n_n$	Densité des électrons, densité des ions et densité des neutres
$Z_d, z_i$	Valence des grains et valence des ions
$q_i, Q_d$	Charge des ions et charge des grains
$\lambda_D$	Longueur de Debye
$\alpha$	Taux d'ionisation ou degré d'ionisation
$r_d$	Rayon du grain de poussière
$a$	Distance moyenne inter-grains
$m_s, v_s$	Masse et vitesse moyenne de la particule d'espèce s
$E_c$	Energie cinétique
$U$	Energie d'interaction électrostatique
$\vec{E}$	Champ électrique
$f_{ps}$	Fréquence plasma de la particule d'espèce s
$\Gamma$	Paramètre de couplage électrostatique
$I_s$	Courant d'émission secondaire des électrons.
$I_{pho}$	Courant des photoélectrons produits par photo ionisation
$I_e, I_i$	Courant des électrons et courant des ions
$V_{flot}$	Potentiel flottant
$V^*$	Potentiel électrostatique réduit
$\vec{F}_g$	Force de gravité
$\vec{F}_e$	Force électrique
$\vec{F}_i$	Forces de friction ionique
$\vec{F}_T$	Force thermophorese
$\vec{\nabla} T_n$	Gradient de température
$\vec{F}_i^{coll}, \vec{F}_i^{orbi}$	Force de collection et force orbitale
OML	Modèle du mouvement orbital limité

## Quelques constantes

$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$  : Constant de Boltzmann.

$\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  : Permittivité du vide.

$e = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  : Charge élémentaire.

$h = 6,62607004 \times 10^{-34} \text{ J s}^{-1}$  : Constante de Plank

$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$ ,  $m_e = 5.48910^{-4} \text{ uma}$  : Masse de l'électron

## Liste des figures

---

<b>Figure (1.1)</b> Electrons et ions dans un plasma.	07
<b>Figure (1.2)</b> Distribution des températures électronique $T_e$ , Ionique $T_i$ et du gaz $T_n$ en fonction de la pression.	08
<b>Figure (1.3)</b> Classification des plasmas en fonction de leurs pressions.	09
<b>Figure (1.4)</b> Représentation typique de la longueur de Debye $\lambda_D$ d'une charge négative plongée dans un milieu chargé.	11
<b>Figure (1.5)</b> Décharge électrique en courant continu.	13
<b>Figure (1.6)</b> Régimes de décharge en courant continu.	14
<b>Figure (1.7)</b> Illustration d'une paroi (surface) collectrice en contact avec un plasma d'hydrogène.	15
<b>Figure (1.8)</b> Formation de la gaine électronique.	17
<b>Figure (1.9)</b> Formation de la gaine ionique.	18
<b>Figure (1.10)</b> Les différentes zones de la transition plasma–paroi (non magnétisé).	19
<b>Figure (2.1)</b> Les trois phases d'évolution de poussières dans un plasma réactif de silane.	23
<b>Figure (2.2)</b> Illustration du modèle théorique décrivant les trois phases de croissances de poussières dans le plasma.	24
<b>Figure (2.3)</b> Charges associées à un grain de poussière.	26
<b>Figure (2.4)</b> Un photon incident qui libère des électrons.	29
<b>Figure (2.5)</b> Effet du champ électrique $\vec{E}$ sur un grain de charge négative dans une sphère de Debye effective. (a) non déformée et b) déformée (impliquant l'apparition de force de polarisation $\vec{F}_{pol}$ ).	32
<b>Figure (2.6)</b> Les différentes forces agissant sur une particule de poussière.	33
<b>Figure. (3.1)</b> la chambre à décharge pour réaliser le plasma poussiéreux.	37
<b>Figure (3.2)</b> Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains $V_d$ , du courant ionique (courbe noir) et du courant électronique multiplié par (-1) (courbe en couleurs) dans un plasma d'Hydrogène. Rayon de grain $r_d = 4.7 \mu m$ , $n_i = n_e = 1.10^9 cm^{-1}$ et température ionique $T_i = 0.03 eV$ . Les températures électroniques utilisées sont : $T_e = 3.00 eV$ , $T_e = 2.00 eV$ et $T_e = 1.00 eV$ .	39

## Liste des figures & des tableaux

---

**Figure (3.3)** Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , des courants ionique 40 (courbe noir) et électronique (courbe en couleur) dans un plasma d'Hydrogène pour  $T_i = 0.06 \text{ eV}$  pour les mêmes conditions de simulation utilisées dans la figure (3.2).

**Figure (3.4)** L'évolution, en fonction du potentiel de surface du grain  $V_d$ , des courants ionique 42 (courbe noir) et électronique (courbe en couleurs) dans un plasma d'Argon. Les données de simulation utilisées sont : rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu\text{m}$ ,  $n_i = n_e = 1.10^9 \text{ m}^{-3}$  pour différentes valeurs de température ionique a)  $T_i = 0.03 \text{ eV}$  et b)  $T_i = 0.06 \text{ eV}$ . Les valeurs des températures électroniques utilisées sont :  $T_e = 1.00 \text{ eV}$ ,  $T_e = 2.00 \text{ eV}$  et  $T_e = 3.00 \text{ eV}$ .

**Figure (3.5)** Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , du courant total  $I_i + I_e$  45 pour différentes valeurs du rapport de température  $\tau = T_e/T_i$  dans un : a) plasma d'Hydrogène, b) plasma d'Hélium, c) plasma de Néon et d) plasma d'Argon. Les densités ionique et électronique sont fixées comme  $n_i/n_e = 1$ , le rayons des grains sphériques isolées est  $r_d = 4.7 \mu\text{m}$ .

**Figure (3.6)** Variation, en fonction du rapport des températures  $\tau = T_e/T_i$ , du potentiel flottant 46 réduit  $V_{Flot}^* = e V_{flot}/k T_e$  dans un plasma d'Hydrogène (H), un plasma d'Hélium (He), un plasma de Néon (Ne) et plasma d'Argon (Ar). Les densité ionique et électronique sont fixées comme  $n_i/n_e = 1$ , le rayons des grains sphériques isolées est  $r_d = 4.7 \mu\text{m}$ .

**Figure (3.7)** Variation, en fonction du potentiel flottant, de : (a) la charge de surface  $Q_d$ , en 48 valeur absolue d'un grain de poussière de rayon de valeurs différentes  $r_d = 10^{-2} \mu\text{m}$ ,  $10^{-1} \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ , correspondants à :  $\tau = T_e/T_i = 100$ ,  $n_e/n_i = 1$ . (b) La valence  $Z_d = |Q_d|/e$ .

## Liste des figures & des tableaux

---

### Liste des tableaux

---

**Tableau (3.1)** Valeurs des masses, exprimées en unité de masse atomique, des ions : Héliums 44 (He), Néon (Ne) et Argon (Ar). La masse de l'électron  $m_e = 5.489 \cdot 10^{-4} \text{ uma}$ .  $\mu = m_i/m_e$  est le rapport de masse.

# Table Des Matières

Remerciements

Dédicaces

Glossaire

Liste des Figures & Tableaux

<b>Introduction</b> .....	01
Intérêt de la recherche.....	04
Structure du mémoire.....	05
Références.....	05

## **Chapitre I            Généralité sur la physique des plasmas**

I.1. Introduction.....	07
I.2. Les paramètres physiques des plasmas.....	07
I.2.1. La densité.....	07
I.2.2. La température.....	08
I.2.3. La pression .....	09
I.2.3.1. Plasma à basse pression .....	09
I.2.3.2. Plasma à pression atmosphérique .....	09
I.2.3.3. Plasma à haute pression .....	09
I.2.4. Degré d'ionisation .....	10
I.2.5. Libre parcours moyen.....	10
I.2.6. Le potentiel flottant .....	10
I.2.7. Longueur de debye .....	11
I.2.8. Fréquence plasma .....	11
I.2.9. Paramètre de Couplage électrostatique. ....	12
I.3. Les différentes catégories de plasmas de décharge .....	12
I.3.1. Décharge non autonomes.....	14
I.3.2. Décharge autonome .....	14
I.3.3. Décharge luminescents.....	14
I.3.4. La transition vers l'arc.....	14
I.4. Effets de l'interaction plasma-matière : cas de surface solide .....	15
I.5. Les gaines électrostatiques dans les plasmas.....	15
I.5.1. Le rôle des charges électriques dans la gaine électrostatique .....	16
I.5.2. Les différents types de gaines électrostatiques .....	16
I.5.2.1. Gaine électronique .....	16
I.5.2.2. Gaine ionique .....	17
I.5.3. Critère de Bohm.....	18
I.6. Poussières dans un plasma artificiel .....	19
I.6.1. Plasmas poussiéreux et applications industrielles .....	20
I.6.2. Les différentes sources de poussières dans un plasma.....	21
I.6.2.1. L'érosion des surfaces exposées au plasma.....	21

I.6.2.2. L'injection directe de grains de poussières .....	21
I.6.2.3. Formation de particules de poussière à partir de précurseurs moléculaires.....	21
Références .....	22

## **Chapitre II : Attachement de charges sur les grains de poussières dans les gaines électrostatique**

II.1. Introduction .....	23
II.2. Mécanisme de formation et de croissance de grains de poussières en laboratoire...	23
II.3. Modèle de grains de poussières isolés.....	25
II.4. Mécanismes d'attachement de charges sur les grains de poussière isolés.....	25
II.4.1. Courants créés par les électrons et les ions .....	25
II.4.1.1. Impacte des collisions.....	27
II.4.1.2. Emission d'électrons secondaires .....	28
II.4.1.3. Emission d'électrons par photo ionisation .....	28
II.5. Evaluation de la charge de grains de poussières isolés .....	29
II.6. Dynamique de poussières dans un environnement plasma.....	30
II.6.1. La Force de gravité .....	31
II.6.2. La Force de traîne des neutres (du gaz) .....	31
II.6.3. La Force thermophorèse.....	31
II.6.4. La Force électrostatique .....	32
II.6.5. La Force de friction ionique.....	33
II.6.6. Influence des forces appliquées sur les grains de poussière dans un plasma.	34
Référence.....	34

## **Chapitre III : Simulation de l'attachement de charges sur les grains de poussière**

III.1. Introduction.....	36
III.2. Simulation et conditions de travail .....	36
III.3. Description du système étudié .....	37
III.4. Résultats et discussions .....	38
III.4.1. Courant électronique et du courant ionique .....	38
III.4.1.1. Effet des températures ionique et électronique pour un plasma d'hydrogène .....	38
III.4.1.2. Effet de la masse des ions du gaz ionisé .....	41
III.4.1.3. Implications pour la charge de surface des grains de poussière .....	43
III.4.2. Potentiel flottant de grains de poussières .....	44
III.4.2.1. Effet de la température .....	44
III.4.3. Charge surfacique des grains de poussières.....	46
Références.....	52

## **Conclusion et perspectives .....**

Résumé : Français, English, عربي

---

# Introduction

---

Saviez-vous que les plasmas sont partout autour de nous ? Ils se trouvent dans les éclairs qui illuminent le ciel pendant les orages et dans les aurores boréales qui dansent dans le ciel nocturne. Les plasmas sont des gaz ionisés [1] qui contiennent des particules chargées, telles que des ions et des électrons, ainsi que des particules neutres (atomes, molécules). Ils sont souvent répertoriés comme le quatrième état de la matière, car ils ont des propriétés uniques qui les distinguent des solides, des liquides et des gaz.

Les plasmas naturels ne sont pas seulement présents sur Terre, mais également dans l'espace. Par exemple, les queues des comètes, qui sont principalement composées de gaz ionisé par les vents solaire et de poussières. Le soleil est également un exemple de système plasma, où les températures et les pressions extrêmes créent des conditions propices à la formation de gaz ionisés. Les étoiles, quant à elles, sont principalement composées de plasma, qui s'illuminent lorsqu'ils réagissent aux réactions de fusion nucléaire qui y ont lieu [2, 3]. Les plasmas artificiels sont également créés en laboratoire pour diverses applications, allant de la production de semi-conducteurs [4-6] à la nanotechnologie [7, 8].

En fait, plus de 99 % de l'univers est constitué de plasma. Les plasmas ont des propriétés particulières qui les rendent fascinants et distincts comparés aux autres états de la matière. Les scientifiques définissent le plasma comme étant un gaz ionisé contenant des particules chargées (électrons et ions libres) et des particules neutres lorsque le gaz est partiellement ionisé. Il peut être créé en chauffant un gaz jusqu'à ce que les électrons soient arrachés des atomes, en appliquant un champ électrique ou en exposant le gaz à des rayonnements ionisants.

Dans un plasma, les interactions entre les espèces chargées sont principalement régies par les forces électromagnétiques de Coulomb, qui peuvent donner lieu à des modes collectifs [9]. Ces interactions confèrent aux plasmas des caractéristiques électromagnétiques, leurs permettant de conduire l'électricité et de produire des champs électromagnétiques. Les propriétés inhérentes aux plasmas en font un sujet d'étude d'importance primordiale pour les chercheurs issus d'une large palette de disciplines, allant de l'astrophysique à l'ingénierie [10-14].

En fonction de leurs températures, les plasmas sont répertoriés en trois classes [15] : les plasmas chauds, les plasmas thermiques et les plasmas froids. Les plasmas chauds sont caractérisés par des températures typiques de plusieurs millions de degrés Celsius. Ce type de plasmas se trouvent souvent dans les étoiles, les réacteurs de fusion etc. Ces plasmas sont complètement ionisés, leurs ions et électrons sont très dynamiques. Ce type de plasma est utilisé pour la production d'énergie à partir de la fusion contrôlée. En environnement naturel, Les plasmas chauds se trouvent également dans les étoiles, le soleil, etc.

Les plasmas thermiques sont des gaz ionisés en équilibre thermodynamique complet ou partiel avec une seule température uniformément répartie pour l'ensemble des particules. Ils sont créés principalement par des arcs électriques et des décharges radiofréquence à une pression atmosphérique ou proche, avec une densité électronique entre  $10^{20}$  et  $10^{24} \text{ m}^{-3}$  et une température de  $6 \cdot 10^3$  à  $25 \cdot 10^3 \text{ K}$ . L'ionisation est principalement due à l'effet thermique et les collisions inélastiques directes créent l'état ionisé.

Les plasmas froids, sont des plasmas dont la température est nettement plus basse que celle des plasmas chauds. En effet, la température des plasmas froids peut varier de la température ambiante à quelques centaines de degrés Celsius. Ils sont souvent créés par des décharges électriques dans des gaz à basse pression et sont largement utilisés dans les technologies de traitement de surface. Les plasmas de décharge appartiennent à cette catégorie de plasmas froids et sont créés en appliquant une tension électrique à travers un gaz. Les plasmas froids sont utilisés dans diverses applications telles que la découpe de métaux, la gravure de circuits intégrés etc.

Un environnement plasma peut également contenir des particules, appelées grains, poussières ou poudres [16]. Dans un plasma artificiel, utilisé dans l'industrie de la microélectronique, ces particules sont souvent considérées, comme des impuretés ou systèmes indésirables, en raison de leur taille et de leur composition qui diffèrent des espèces du gaz ionisé. Les grains, en suspension peuvent avoir des dimensions allant de quelques nanomètres à plusieurs micromètres et peuvent être composés de matériaux (A titre d'exemple, nous citons : la silice, le carbone etc.). Les particules de poussière peuvent interagir avec les espèces chargées et avec les parois du volume enfermant le gaz ionisé, modifiant ainsi les caractéristiques du plasma. De plus, les particules de poussière peuvent également posséder

des charges électriques, affectant encore davantage la dynamique du plasma. Par conséquent, la présence de particules de poussière dans un plasma peut avoir des implications significatives pour de nombreuses applications technologiques et phénomènes naturels. Un grain de poussière peut acquérir des charges très élevées en raison de sa taille et des phénomènes de récolte de charge (électrons, ions) du milieu plasma. Les électrons sont les premiers à atteindre la surface du grain, leur conférant généralement une charge négative. Cependant, la photo ionisation peut également arracher des électrons, rendant la charge de ces particules positive. Les grains de poussière peuvent provenir de l'érosion des parois ou des électrodes dans les plasmas de laboratoire, ou être créés à partir d'un gaz réactif tel que le silane.

Dans un plasma de décharge, les grains de poussière peuvent modifier les caractéristiques physiques du milieu. En effet, ces grains possèdent une charge électrique, ce qui leur permet d'interagir avec les électrons et les ions du plasma, créant ainsi de nouvelles forces électrostatiques qui peuvent affecter le comportement global du plasma. Les grains peuvent par exemple acquérir des charges négatives, attirant ainsi les ions positifs du plasma, ce qui augmente la densité ionique locale. Cela peut conduire à la formation de structures en couches de poussières, qui peuvent à leur tour affecter la propagation des ondes électromagnétiques à travers le plasma, ainsi que le transport de la chaleur dans le plasma. Ces effets complexes ont des applications pratiques, notamment en physique des plasmas et en ingénierie des plasmas, où les propriétés des plasmas poussiéreux sont étudiées pour comprendre les phénomènes de transport dans les plasmas et pour concevoir de nouvelles technologies de traitement de surface et de dépôt de couches minces.

L'interface plasma-surface est décrit par une zone localement non neutre appelée gaine électrostatique [17]. Une gaine électrostatique se forme lorsqu'un objet<sup>1</sup> est placé dans un plasma. Cette zone localement non neutre, forme une couche protectrice du solide. Il existe également des zones intermédiaires entre le solide et le plasma appelées pre-gaines . Ces dernières sont des zones intermédiaires qui accélèrent les ions vers la surface solide pour

---

<sup>1</sup> Un objet peut être, par exemple un substrat sur lequel on veut déposer une fine couche de matériau par plasma, une électrode ou tout autre objet conducteur ou isolant susceptible d'être placé dans un plasma.

atteindre une vitesse minimale seuil, appelée vitesse de Bohm. Cette vitesse est importante car elle définit le critère de stabilité de la gaine électrostatique qui est également connu sous le nom de critère de Bohm [18]. La gaine électrostatique est donc la couche qui masque le solide vis-à-vis du reste du plasma et a des implications importantes en physique des plasmas. Les grains de poussière en suspension peuvent créer de nouvelles forces électrostatiques qui affectent le comportement global du plasma, y compris la formation de gaines électrostatiques.

La densité et la distribution de particules de poussière dans l'environnement plasma sont influencées par plusieurs facteurs, notamment la taille et la charge électrique résiduelle des grains de poussière, la température et la densité du plasma environnant. Ces facteurs peuvent être manipulés pour créer des environnements de plasma poussiéreux contrôlés, qui sont utiles pour diverses applications telles que la gravure, le dépôt de couches minces et la synthèse de nanoparticules. Dans le cadre de notre travail, nous allons examiner les phénomènes d'attachement de charges sur les grains de poussières et leur effet sur les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge. Nous focalisons notre intérêt sur les différents mécanismes impliqués dans la perte d'électrons et d'ions par attachement aux surfaces des poussières.

### **Intérêt de la recherche**

La présente étude rejoint les travaux qui s'intéressent à l'étude du comportement de la charge résiduelle des grains de poussières dans une gaine électrostatique dans un plasma de décharge électrique. Notre objectif est de :

- Comprendre les mécanismes d'attachement de charges sur les grains de poussières.
- Caractériser les propriétés des grains de poussière chargés dans les plasmas de décharge et leur impact sur les gaines électrostatiques.

Cette étude permettra également de mieux appréhender les processus de formation et de croissance des structures en couches de grains dans les plasmas poussiéreux.

## Structure du mémoire

Après une introduction générale,

Le chapitre 1 est dédié aux concepts de base de la physique des plasmas nécessaires pour réaliser notre étude, en particulier l'interaction plasma-surface.

Le chapitre 2 présente l'état de l'art sur la formation et la croissance de poussières, ainsi que les mécanismes d'attachement de charges sur les grains de poussière dans le plasma.

Le chapitre 3 est réservé à la présentation, la discussion et l'interprétation de nos résultats.

Ce manuscrit se terminera avec une conclusion générale et des perspectives.

## Références

- [1] I. Langmuir, C. G. Found, and A. F. Dittmer, 1924, "A new type of electric discharge: the streamer discharge", *Science*, vol. LX, no. **1557**, p. 392.
- [2] A. Pigarov, R. Smirnov, S. Krasheninnikov, et al., 2007, "Transport of dust particles in tokamak devices", *J. Nucl. Mater.*, vol. 363-365, pp. 216–221.
- [3] R. D. Smirnov, A. Y. Pigarov, M. Rosenberg, et al., 2007, "Modelling of dynamics and transport of carbon dust particles in tokamaks", *Plasma Phys. Controlled Fusion*, vol. 49, no. 4, pp. 347–371.
- [4] D. Beery, K. Reinhardt, P. B. Smith, J. Kelley, and A. Sivasothy, *Proceedings of the IEEE International Interconnect Technology Conference*, pp. 140-142 (1999).
- [5] A. Bouchoule, 1999, *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological impacts in Plasma Processing*, Wiley, New York.
- [6] A. Bouchoule and L. Boufendi, 1993, "Particule formation and dusty plasma behaviour in argon-silane rf discharge", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 2, pp. 204–213. [ ]
- [7] Jiayin Guo, Production of ultrafine copper oxide powders using induction plasmas, Tekna internal R & D report, 30 March 2000.
- [8] Jiayin Guo, Production of molybdenum trioxide UFP by HF plasma at System 6, Tekna internal R & D report, 21 February 2002

- [9] O.Bystrenko, T.Bystrenko, A.Zagorodny. “Screening of high-Z grains and related phenomena in colloidal plasmas”. *Condensed Matter Physics*, 2003, Vol. 6, No. 3(35), pp. 425-445 (2003)
- [10] C. K. Goertz and G. Morfill, 1983, “A model for the formation of spokes in saturn’s ring”, *Icarus*, vol. 53, no. 2, pp. 219–229.
- [11] G. E. Morfill, E. Grun, C. K. Goertz, et al., 1983, “On the evolution of Saturn’s ‘Spokes’- Theory”, *Icarus*, vol. 53, pp. 230–235.
- [12] J. R. Hill and D. A. Mendis, 1981, “On the braids and spokes in saturn’s ring system”, *Earth, Moon, and Planets*, vol. 24, no. 4, pp. 431–436.
- [13] Smith, B. A., et al. *A New Look at the Saturn System: The Voyager 2 Images*, *Science* 215, 504. (1982).
- [14] Robert L. Merlino. *Dusty plasmas and applications in space and industry*. *Plasma Physics Applied*, 73-110 ISBN: 81-7895-230-0 (2006)
- [15] A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn, R. F. Hicks, «The Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and Comparison to Other Plasma Sources », *IEEE Trans. Plasma Sci*, 26, 1685, (1998).
- [16] P.K. Shukla, A.A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma*, IOP Publishing, (2002).
- [17] I. Langmuir, G. Found and A. F. Dittmer, *Science*, N.Y. **60**, 392 (1924)
- [18] A. Bouchoule, *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, New York (1999).

---

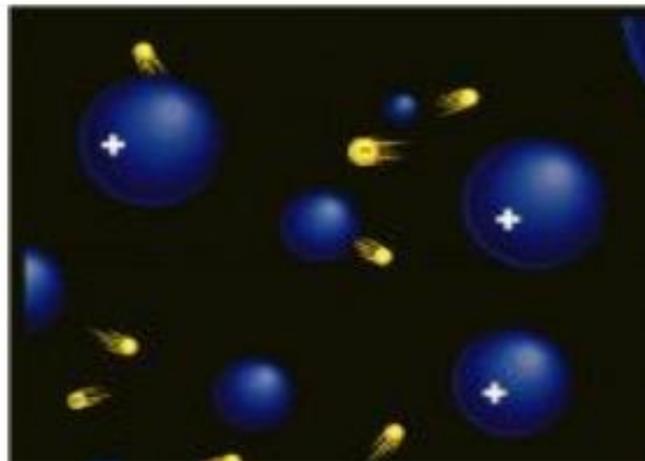
# **Chapitre 1**

---

## **Généralités sur la physique des plasmas**

## 1. Introduction

Les plasmas sont des gaz qui ont subi une ionisation partielle ou totale, ils constituent un état de la matière qui se distingue des autres états par la présence de charges électriques libres de différentes natures. Les plasmas sont des systèmes complexes qui présentent des propriétés physiques spécifiques. Ces systèmes sont caractérisés par plusieurs paramètres physiques qui sont importantes pour comprendre leurs comportements. Dans le paragraphe suivant, nous présentons les principaux paramètres physiques des plasmas, notamment la densité, la température, la pression, le degré d'ionisation, la longueur de Debye ainsi que la fréquence plasma, et autres [1-3].



**Figure (1.1)** : Electrons et ions dans un environnement plasma [4].

## 2. Les paramètres physiques des plasmas

### 2.1. La densité

La densité d'un plasma, notée  $n$ , est le nombre total de particules par unité de volume, elle est exprimée en  $m^{-3}$ . La densité est la somme des densités des ions ( $n_i$ ) de chaque espèce  $i$  de valence  $z_i$  et de la densité des électrons ( $n_e$ ), soit :  $n = n_e + \sum_i z_i n_i$ . Il est important de noter que dans un plasma, les densités des ions  $n_i$  et des électrons  $n_e$  sont reliées par le critère de neutralité macroscopique, soit [5] :

$$n_e e - \sum_i n_i z_i = 0 \quad . \quad (1.1)$$

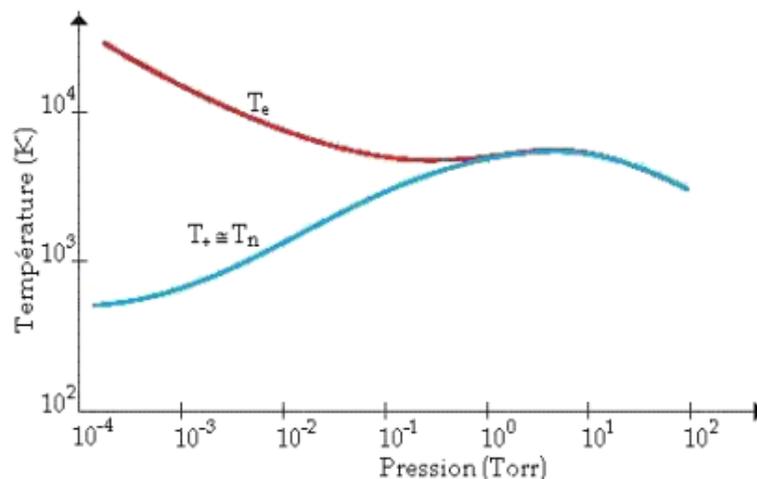
## 2.2. La température

La physique des plasmas, attribue à chaque particule une température propre :  $T_e$  pour les électrons,  $T_i$  pour les ions, et  $T_n$  pour les particules neutres. La température du plasma elle-même est définie comme l'énergie cinétique moyenne des particules et est exprimée en unité d'énergie ( $eV$ ), avec  $1 eV = 1,116 \cdot 10^4 K$ . La température  $T_\alpha$  de la particule d'espèce  $\alpha$  ( $\alpha = i, e, n$ ) de masse  $m_\alpha$  est reliée à sa vitesse thermique moyenne  $v_\alpha$  par:

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{3}{2} k_B T_\alpha \quad , \quad (1.2)$$

où  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} J/K$ , étant la constante de Boltzmann.

En fonction de leurs températures, les plasmas sont répertoriés en trois classes. Les plasmas chauds ont une température élevée qui est uniforme pour toutes les espèces ( $T_i = T_e$ ). Ils se trouvent en état d'équilibre thermodynamique total et peuvent être observés dans le cœur des étoiles, ou produits artificiellement dans des réacteurs de fusion nucléaire. Dans les plasmas hors équilibre, tel que les plasmas froids, les températures électronique  $T_e$ , sont largement supérieures aux températures ioniques  $T_i$ . Dans une décharge lumineuse, on observe typiquement des valeurs de température électronique allant de  $10^4 K < T_e < 10^5 K$ , tandis que  $3 \cdot 10^2 K < T_i < 10^3 K$  [6-8].



**Figure (1.2) :** Distribution des températures électronique  $T_e$ , ionique  $T_i$  et du gaz  $T_n$  en fonction de la pression [9].

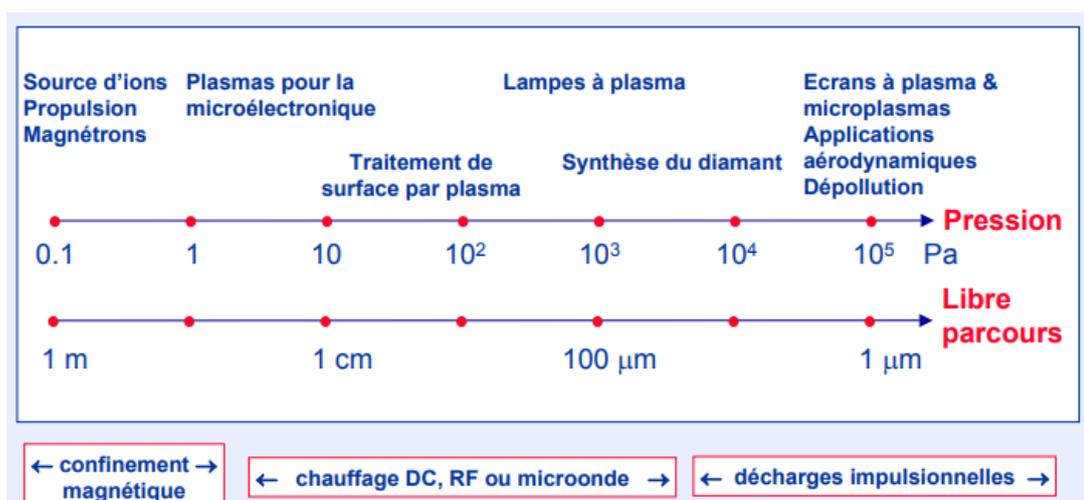
## 2.3. La pression

La pression représente la force par unité de surface exercée par les particules sur les parois du volume contenant le plasma. Elle est généralement mesurée en pascals (Pa) ou en Torr, ( $1 \text{ Torr} = 133.32 \text{ Pa}$ ). En fonction de leur pression, les plasmas peuvent être classés en différents types, notamment :

**2.3.1. Plasma à basse pression :** il est généralement maintenu à des pressions comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^3$  Pa et est couramment utilisé dans diverses applications industrielles telles que le traitement de surface par plasma en microélectronique.

**2.3.2. Plasma à pression atmosphérique :** il est généralement maintenu à des pressions proches de la pression atmosphérique, qui est d'environ  $10^5$  Pa. Ces plasmas ont suscité une attention considérable ces dernières années en raison de leurs potentiels d'applications dans des domaines de la biomédecine et de la dépollution.

**2.3.3. Plasma à haute pression :** il est maintenu à des pressions supérieures à  $10^5$  Pa. Les particules sont fortement comprimées, ce qui entraîne des collisions fréquentes. Ces collisions provoquent des transferts d'énergie entre les particules, maintenant ainsi le plasma dans un état d'excitation élevée. Cette excitation se traduit souvent par l'émission de lumière.



**Figure (1.3) :** Classification des plasmas en fonction de leurs pressions. [10]

## 2.4. Degré d'ionisation

Un plasma se distingue par son degré d'ionisation  $\alpha$  qui définit la fraction d'atomes ionisés dans le milieu ; il est calculé via l'équation :

$$\alpha = \frac{n_e}{N + n_e} , \quad (1.3)$$

où  $n_e$  représente le nombre d'électrons, et  $N$  est la densité des atomes ou molécules neutres.

- Si  $\alpha \leq 10^{-4}$ , le plasma est dit "faiblement" ionisé, et se compose de quelques ions et électrons en mouvement dans un océan d'atomes ou de molécules neutres. Dans ce régime, les propriétés du plasma sont déterminées par les collisions entre les électrons et les particules neutres (atomes ou molécules).
- Si  $\alpha > 10^{-4}$ , le plasma est considéré comme "fortement" ionisé, et les interactions coulombiennes deviennent le moteur principal de la dynamique du plasma. Dans ce régime, les électrons et les ions interagissent avec des forces électrostatiques intenses.
- Si  $\alpha = 1$ , le plasma est dit « totalement » ionisé, la densité des atomes ou molécules neutres est donc nulle.

## 2.5. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen ( $L$ ) est la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions successives [11]. Il est influencé par la vitesse des particules et la probabilité de collisions.

## 2.6. Le potentiel flottant

C'est une mesure de la différence de potentiel électrique entre le plasma et la surface avec laquelle il interagit. Il est défini comme la différence de potentiel électrique entre les deux points dans un champ électrique généré par le plasma et la surface. On souligne que la surface peut être les parois du volume délimitant le plasma, une sonde, des grains de poussières ou surfaces destinées à des traitements.

## 2.7. Longueur de Debye

C'est une caractéristique spatiale du plasma, [12] qui mesure la distance sur laquelle les charges électriques se neutralisent dans un plasma. La longueur de Debye est une mesure de l'écran électrostatique autour des particules chargées dans un plasma. On définit alors une longueur de Debye propre à une charge d'espèce  $s$  comme :

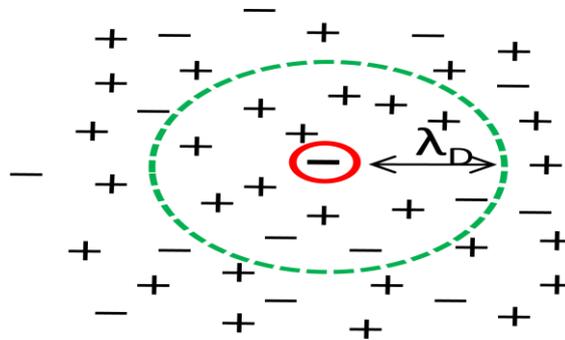
$$\lambda_{D_s}^2 = \frac{\varepsilon_0 k_B T_s}{n_s e^2} \quad , \quad (1.4)$$

la constante  $\varepsilon_0 = 8,84 \times 10^{-12}$  F/m) étant la permittivité du vide et  $k_B$  désigne la constante de Boltzmann. La longueur de Debye électronique peut être écrite, comme :

$$\lambda_{D_e}(\text{m}) = 6.9 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{T_e(\text{K})}{n_e(\text{cm}^{-3})}} = 7.43 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_e(\text{eV})}{n_e(\text{m}^{-3})}} \quad . \quad (1.5)$$

Un plasma contenant des électrons et des ions, est caractérisé par une longueur de Debye  $\lambda_D$  dite généralisée, définie comme :

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{D_i}^2} + \frac{1}{\lambda_{D_e}^2} \quad . \quad (1.6)$$



**Figure (1.4) :** Représentation typique de la longueur de Debye  $\lambda_D$  d'une charge négative plongée dans un milieu chargé.

## 2.8. Fréquence plasma

C'est une caractéristique temporelle fondamentale du plasma, [13] qui décrit la réponse collective des charges électriques à une perturbation (champ électrique externe par exemple). Cette réponse se manifeste par des oscillations de particules (des électrons :  $e$  et des ions :  $i$ ) autour d'une position d'équilibre, avec une fréquence donnée par les équations (1.7),

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad , \quad \omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad . \quad (1.7)$$

Bien que ces équations soient souvent utilisées dans la littérature pour désigner la fréquence électronique et ionique du plasma, cela est quelque peu abusif. En effet, ces grandeurs correspondent en réalité à des pulsations, et leurs fréquences correspondantes sont données par l'équation  $f_{ps} = \omega_{ps}/2\pi$ , où  $s = e$  pour les électrons et  $s = i$  pour les ions.

## 2.9. Le paramètre de couplage électrostatique

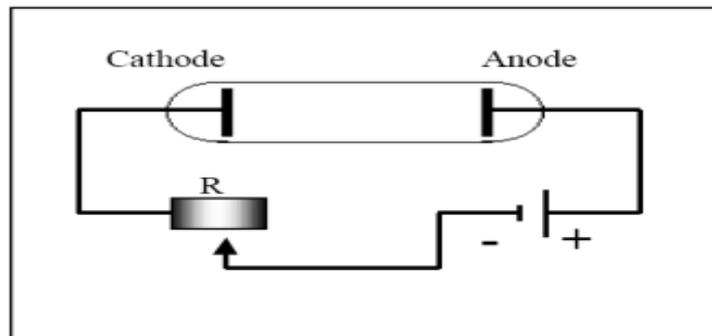
Le paramètre de couplage électrostatique, noté  $\Gamma$ , est une grandeur sans dimension qui quantifie l'impact de l'interaction électrostatique entre les particules chargées dans le plasma. C'est le rapport de l'énergie potentielle d'interaction entre deux particules chargées sur leur énergie d'agitation thermique. [3] Le paramètre  $\Gamma$  régit le comportement collectif du plasma et est utilisé pour décrire des phénomènes tels que les transitions de phase dans le plasma, etc. Une valeur élevée du paramètre de couplage électrostatique indique un fort couplage entre les particules chargées, ce qui peut conduire à un comportement collectif et à des instabilités du plasma. Pour introduire le paramètre  $\Gamma$ , considérons le cas de deux particules identiques distants de la distance  $a$  ayant la même charge  $Q_d = Z_d e$ . L'énergie d'interaction électrostatique entre cette paire de particules s'écrit :  $U = (Q_d^2/4\pi\epsilon_0 a) e^{-a/\lambda_D}$ . Le paramètre de couplage électrostatique s'écrit donc comme :

$$\Gamma = \frac{U}{k_B T} = \frac{Z_d^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 a} e^{-a/\lambda_D} \frac{1}{k_B T} \quad . \quad (1.8)$$

## 3. Les différentes catégories de plasmas de décharge

Les plasmas de décharge sont des milieux conducteurs d'électricité. Ils peuvent être créés en appliquant un champ électrique à un gaz à basse pression, ce qui provoque une ionisation partielle du gaz. Il existe différents types de décharges électriques dans l'état plasma et qui sont répertoriés en fonction de la pression, de la tension appliquée, de la composition chimique du gaz utilisé, etc. Chaque plasma de décharge possède des caractéristiques et des applications spécifiques. L'illustration la plus simple d'un dispositif plasma de décharge en courant continu basse pression est représentée sur la figure (1.5). Ce montage consiste en deux électrodes métalliques plates séparées d'une distance  $d$  et placées dans une enceinte fermée remplie d'un gaz initialement neutre. L'ensemble est relié à une

source de tension continue  $V$ . Un champ électrique adéquat a le pouvoir d'accélérer les électrons libres présents dans le gaz, les propulsant ainsi vers l'anode et entraînant des collisions avec les particules neutres du gaz. Si la tension appliquée est élevée, ces électrons énergétiques peuvent exciter et ioniser les atomes de gaz neutre, générant ainsi de nouveaux électrons. Ce processus se répète alors, créant une séquence de réactions connus sous le nom d'avalanche d'électrons. Les ions produits par l'ionisation du gaz sont ensuite accélérés et entraînés vers la cathode, et peuvent céder des électrons dites secondaires. Le nombre d'électrons libres augmente progressivement, se déplaçant vers l'anode. Ce phénomène conduit à une augmentation exponentielle de la densité de charge des électrons à mesure que l'on s'éloigne de l'anode, jusqu'à ce que finalement, le claquage électrique survienne, marquant ainsi la fin de l'avalanche d'électrons.



**Figure (1.5) :** Décharge électrique en courant continu. [15]

Le choix du gaz dans le plasma de décharge a un impact crucial, car il détermine les propriétés de la décharge, telles que, l'intensité lumineuse, la conductivité électrique, etc. Certains gaz sont plus favorables à générer des plasmas avec des caractéristiques spécifiques, ce qui permet de personnaliser la décharge en fonction des besoins de l'application ou de l'expérience. La résistance variable placée en série dans le circuit permet de réguler l'intensité du courant de la décharge en ajustant la valeur de cette résistance pour obtenir les performances souhaitées. Ceci a un effet direct sur l'intensité de la décharge qui peut être moduler finement en fonction des exigences spécifiques de l'expérience ou de l'application telles que l'éclairage, la gravure, etc. Une décharge électrique peut expertiser quatre régimes distincts, en fonction du potentiel  $V$  et qui sont illustrés sur la figure (1.6).

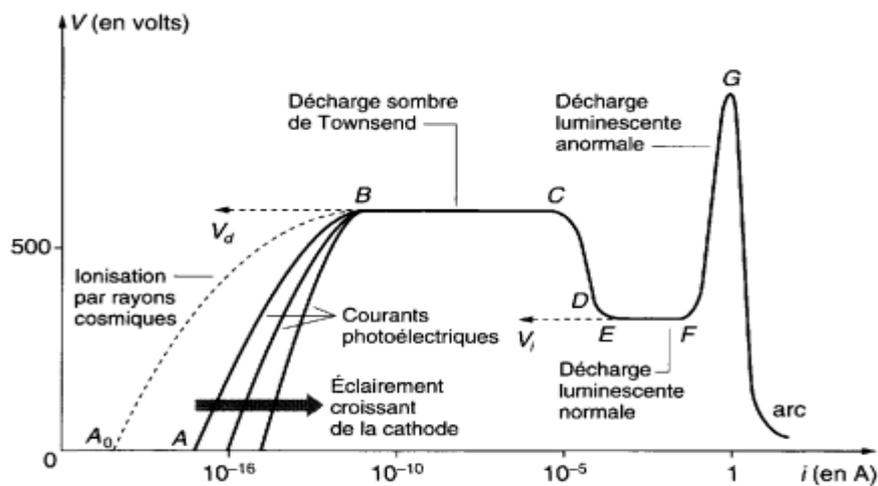


Figure (1.6) : Régimes de décharge en courant continu [16].

### 3.1. Décharges non autonomes

Il s'agit de décharges électriques qui nécessitent un circuit externe pour se produire. Cela signifie qu'une source externe, telle qu'un générateur de tension ou un condensateur, est utilisée pour initier et soutenir la décharge électrique. Une fois que la source externe est retirée, la décharge s'arrête.

### 3.2. Décharge autonome

Également appelée décharge de Townsend, il s'agit de décharges électriques qui peuvent se produire sans nécessiter de source externe pour être créée. Une fois que la décharge est initiée, elle peut se propager et se maintenir sans l'aide d'une source externe, ce qui la rend "autonome".

### 3.3. Décharges luminescentes

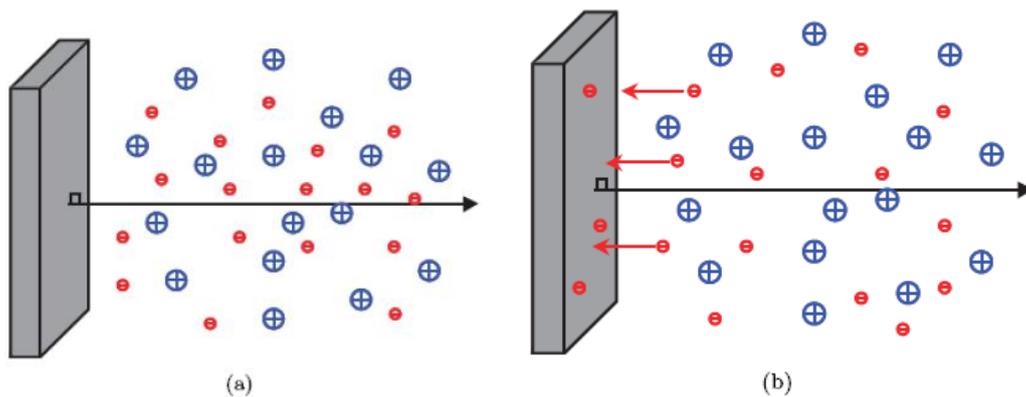
Il s'agit de décharges électriques qui produisent des rayonnements, généralement sous forme de lumière ou d'émission de photons. Les décharges luminescentes sont souvent observées dans des conditions particulières, telles que les tubes à décharge, les lampes fluorescentes, les éclairs, etc.

### 3.4. La transition vers l'arc

Il s'agit d'un régime particulier de décharge électrique caractérisé par la formation d'un arc électrique. Un arc électrique est une décharge lumineuse qui se produit entre deux électrodes et est généralement accompagnée d'un échauffement important de l'air ou du matériau entre les électrodes.

#### 4. Effets de l'interaction plasma-matière : Cas de surface solide

L'interaction plasma-matière est un phénomène complexe impliquant divers processus physiques et chimiques, notamment la formation de gaines électrostatiques entre le plasma et la surface solide. La gaine électrostatique est une région de l'espace qui résulte de la différence de potentiels entre le plasma et la surface, elle joue un rôle critique dans la détermination de la nature et de l'étendue de l'interaction plasma-surface. La gaine sert de barrière qui régule le flux de particules chargées et d'énergie échangées entre le plasma et la surface solide, voir figure (1.7). La modification des propriétés de surface des matériaux est l'un des effets les plus significatifs de l'interaction plasma-matériau. La gaine peut générer des espèces réactives qui interagissent avec la surface solide, conduisant à divers effets, notamment l'altération de la composition chimique du matériau et la formation de nouvelles espèces chimiques à la surface.



**Figure (1.7) :** Illustration d'une paroi (surface) collectrice en contact avec un plasma d'hydrogène. Les ions sont représentés en bleu et les électrons en rouge [14].

#### 5. Les gaines électrostatiques dans les plasmas

Les gaines électrostatiques sont un phénomène crucial en physique des plasmas qui apparaît lorsque des particules chargées interagissent avec une surface solide, telle qu'une sonde, une paroi, un grain de poussière ou une électrode chargée. Ce concept a été largement étudié en raison de son importance dans diverses applications, notamment le traitement de surface au plasma et la recherche sur la fusion nucléaire. La gaine électrostatique fait référence à la région entourant un objet (surface solide) polarisé immergé dans un plasma, où

le champ électrique varie d'une forte fluctuation dans le plasma à une zone de gaine plus stable.

### **5.1. Le rôle des charges électriques dans la gaine électrostatique**

Les charges électriques présentes dans la gaine électrostatique ont un impact significatif sur le comportement des objets immergés dans le plasma. En effet, les charges électriques peuvent modifier l'interaction entre l'objet et le plasma, ce qui peut entraîner des effets tels que la modification de la trajectoire des ions incidents, la création de forces électromagnétiques, etc. De plus, les charges électriques dans la gaine électrostatique peuvent également affecter la formation et la croissance des poussières dans le plasma. En effet, les charges électriques peuvent favoriser l'agglomération des particules solides en raison de la création de forces de polarisation attractives. La compréhension des différentes couches de la gaine électrostatique ainsi que le rôle des charges électriques dans cette dernière est importante pour comprendre le comportement des objets dans le plasma. Dans cette section, nous examinerons les différents types de gaines électrostatiques ainsi que les différentes couches qui les constituent.

### **5.2. Les différents types de gaines électrostatiques**

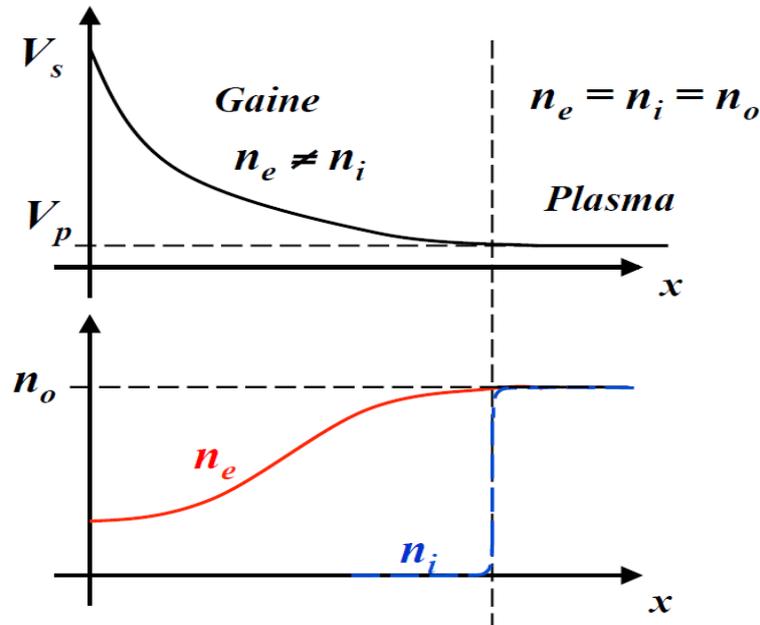
La gaine électrostatique est la zone qui entoure tout objet chargé solide (surface) plongé dans un plasma. Si la charge de l'objet est négative, alors la gaine électrostatique est décrite par la densité et la température des ions. En revanche, si la charge de la surface solide est positive, la gaine électrostatique est définie par la densité et la température des électrons. La gaine électrostatique agit comme un écran qui couvre l'objet des effets du plasma. Le potentiel créé par l'objet est réduit par l'effet d'écran, qui dépend de l'énergie d'agitation thermique des particules et de leur densité. Les gaines électrostatiques sont classées en deux types principaux : la gaine électronique et la gaine ionique [17].

#### ***5.2.1. Gaine électronique***

La gaine électronique, se forme à l'interface entre une surface solide et un plasma, voir figure (1.8). Lorsque le potentiel de la surface solide  $V_s$  est positif par rapport au potentiel du plasma, alors les ions de faible énergie,  $T_i \ll T_e$ , sont repoussés vers le plasma par le potentiel répulsif qui se développe dans cette interface, créant ainsi une zone dépourvue d'ions positifs appelée la lisière de la gaine. Cette limite sépare le plasma globalement neutre et la

gaine électronique. Dans le cas d'une surface plane et d'un fond d'ions immobile, l'épaisseur de la gaine peut être calculée en utilisant la loi de Child-Langmuir, qui est exprimée par l'équation suivante :

$$l_{ge} = \frac{2\sqrt{2}\pi^{1/4}}{3} \lambda_{De} \left( \frac{e(V_s - V_p)}{T_e} \right)^{3/4} . \quad (1.9)$$



**Figure (1.8) :** Formation de la gaine électronique.

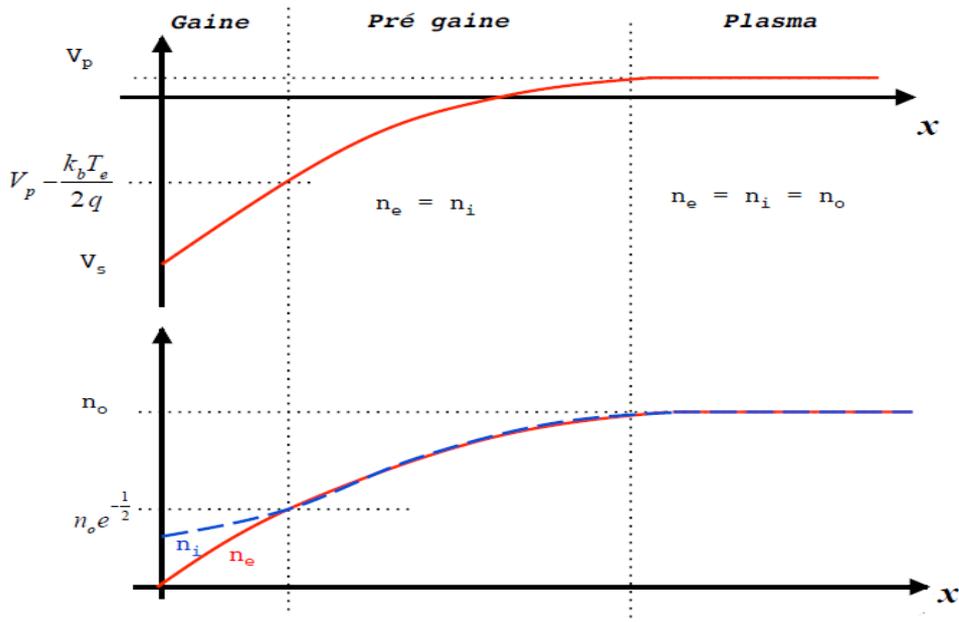
### 5.2.2. Gaine ionique

Elle est créée lorsque la surface solide est chargée négativement par rapport à un plasma globalement neutre, Cette région est caractérisée par l'attraction des ions positifs de faible énergie vers la surface chargée, tandis que les électrons de haute énergie sont partiellement repoussés en raison de la barrière de potentiel à franchir. Ainsi, une région de plasma appelée pré-gaine se forme entre la lisière de la gaine et le plasma, où une petite proportion d'électrons est repoussée par rapport à la gaine. À l'entrée de cette zone, les ions commencent à être accélérés par le champ de charge d'espace, ce qui crée une différence de potentiel électrique et une densité électronique et ionique spécifiques. Pour une surface plane

et un fond d'ions immobile, l'épaisseur de la gaine peut être calculée en utilisant la loi de Child-Langmuir [18] Cette épaisseur est donnée par l'équation suivante :

$$l_{gi} = \frac{2^{5/4}}{3 \exp(-0.25)} \lambda_{De} \left( \frac{e(V_s - V_p)}{T_e} \right)^{3/4}. \quad (1.10)$$

On note que la gaine se développe à la limite entre le plasma et les parois de l'installation, ainsi que autour de la surface d'une particule de poussière immergée dans le plasma.



**Figure (1.9) :** Formation de la gaine ionique.

### 5.2.3. Critère de Bohm

Le critère de Bohm est une condition fondamentale pour la stabilité de la gaine électrostatique d'un plasma. Cette condition implique que les ions doivent entrer dans la gaine avec une vitesse suffisante pour satisfaire le critère de Bohm. Autrement dit, la vitesse des ions, notée  $v_{si}$ , à l'entrée de la gaine doit être supérieure à la vitesse acoustique ionique, notée  $c_s$ , soit :

$$v_{si} \geq c_s = \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Cette condition peut être illustrée en considérant la zone de la pré-gaine, située entre le plasma et la gaine. Dans cette zone, les ions peuvent acquérir la vitesse nécessaire pour satisfaire le critère de Bohm. En effet, la vitesse moyenne des ions étant considérée nulle dans le plasma à l'équilibre, les ions doivent atteindre une certaine vitesse pour satisfaire le critère de Bohm et former une gaine stable. Lorsque la température ionique  $T_i$  est non négligeable, on obtient un résultat similaire, et le critère de Bohm se présente de la manière suivante :

$$v_{si} \geq c_s = \left( \frac{k(T_e + T_i)}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (1.12)$$



**Figure (1.10) :** Les différentes zones de l'interface plasma – paroi (non magnétisée).

## 6. Poussières dans un plasma artificiel

Les plasmas poussiéreux ou poudreux sont une catégorie particulière de plasmas qui se distinguent par la présence de particules solides en suspension dans le milieu plasma. Ces particules solides peuvent prendre différentes formes et peuvent provenir de diverses sources développées ultérieurement. La présence de grains dans un plasma a des conséquences importantes sur les propriétés physiques et chimiques du plasma. Les grains peuvent interagir avec les espèces chargées présentes dans le plasma, ce qui peut conduire à des phénomènes ayant un impact significatif sur le comportement global du système plasma-grains. Les plasmas poussiéreux sont présents dans de nombreuses applications industrielles et scientifiques, notamment dans le dépôt de couches minces, la synthèse de matériaux ou encore l'étude des processus de combustion et de fusion nucléaire. La compréhension des interactions entre les particules solides et le plasma est donc d'une importance cruciale pour

l'amélioration de ces processus. Dans cette section, nous aborderons les différentes sources de poussières dans un plasma ainsi que leurs caractéristiques.

### **6.1. Plasmas poussiéreux et applications industrielles**

En microélectronique, l'utilisation de la technologie plasma pour le traitement des matériaux est une pratique courante, mais la présence de fines particules solides dans le plasma a été observée de manière régulière. Les plasmas poussiéreux sont considérés comme des systèmes nuisibles, car ils peuvent contaminer les dispositifs traités (couches minces par exemple), réduire leurs rendements et altérer leurs caractéristiques. Des recherches ont été portées sur les mécanismes de formation des poussières, sur les processus de leurs chargements et de leurs transports dans le plasma, et ceci dans l'objectif d'offrir des stratégies de contrôle pour éliminer ou du moins contrôler ces effets de contamination indésirable par l'industriel.

Depuis les années 90, la synthèse de nanoparticules dans les milieux plasmas a commencé à susciter un grand nombre d'investigations. En effet si les poussières formées dans les plasmas de traitement ont été considérées comme nuisibles dans l'industrie de la microélectronique, elles sont devenues de plus en plus importantes pour leurs applications dans la science de la nanotechnologie. A titre d'exemple, il est possible de faire croître, dans le plasma, des nanoparticules de dioxyde de Titane  $TiO_2$  qui résistent à l'eau et à la saleté, Le revêtement à base de nanoparticules de dioxyde de titane  $TiO_2$  est un exemple concret de l'utilisation de nanoparticules de plasma dans des applications commerciales modernes.

Dans les appareils de fusion thermonucléaire appelés Tokamaks, des plasmas poussiéreux artificiels sont également présents. Les réactions de fusion thermonucléaire sont réalisées dans un plasma chaud, et des champs magnétiques sont utilisés pour confiner le plasma afin d'éviter les contacts plasma-surface qui peuvent causer l'érosion des parois du réacteur de fusion. Cependant, même dans les meilleures conditions, il est impossible de réaliser un confinement magnétique à 100%. L'interaction plasma-paroi peut donc causer la formation de poussières qui peuvent influencer les propriétés du plasma et affecter les normes de contrôle et de sécurité de l'appareil.

## 6.2. Les différentes sources de poussière dans un plasma

Les sources de poussière dans un plasma peuvent être variées. Les poussières peuvent être générées à l'intérieur du plasma ou introduites dans le plasma à partir de sources externes.

### 6.2.1. *L'érosion des surfaces exposées au plasma*

Les grains de poussière peuvent provenir de l'érosion des surfaces exposées au plasma dans le réacteur (Tokamak par exemple) ou le dispositif contenant le plasma. Cette érosion résulte des réactions chimiques entre le matériau de surface et le plasma, et les particules résultantes peuvent s'ioniser et être intégrées dans le plasma en tant que petites particules. Ces particules peuvent alors s'agglomérer et croître pour former des grains de poussière.

### 6.2.2. *L'injection directe de grain de poussière*

L'injection de particules de poussière de quelques micromètres directement dans le plasma est une méthode courante utilisée pour étudier le plasma poussiéreux. Les grains de poussières sont injectés dans le plasma à un débit contrôlé, et leur comportement est étudié pour comprendre les propriétés du plasma poussiéreux ; en particulier : l'évolution des grains dans le plasma et leur interaction avec celui-ci, ainsi que les effets qu'ils ont sur les propriétés du plasma. Cette méthode peut fournir des informations utiles pour la conception de dispositifs de plasma et de réacteurs de fusion nucléaire.

### 6.2.3. *Formation de particules de poussière à partir de précurseurs moléculaires*

Dans le plasma, des grains de poussière peuvent être formés à partir de précurseurs moléculaires tels que  $\text{SiH}_4$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Ces précurseurs subissent des réactions chimiques dans le plasma qui favorisent la croissance de particules de poussière à partir de petites molécules, en passant par des macromolécules et des nanoparticules jusqu'à la formation finale de grains de poussière. Le gaz réactif utilisé dans le plasma peut jouer un rôle crucial dans la formation de particules de poussière, car il peut influencer les réactions chimiques qui ont lieu dans le plasma. Par exemple, l'utilisation d'un gaz contenant des atomes d'hydrogène peut favoriser la croissance des particules de poussière, car l'hydrogène peut réagir avec les précurseurs moléculaires pour former des radicaux qui participent à la croissance de grain de poussières.

**Références**

- [1]. J. M. Rax, Physique des Plasmas, Dunod, Paris (2005)
- [2]. B. Held, Physique des Plasmas Froids, Masson Paris (1994).
- [3]. P. K. Shukla and A. A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics, IOP Publishing, (2002).
- [4]. LABERGE, Michael, "Simulation de profils de gravure et de dépôt à l'échelle du motif pour l'étude des procédés de microfabrication utilisant une source plasma de haute densité à basse pression", p2, 2013.
- [5]. M. Benyamina: " Etude de la Production de l'Ozone dans les Décharges Couronnes ", Thèse de Doctorat 3eme Cycle LMD, Université d'Oran, 2014, (Algérie).
- [6]. A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn, R. F. Hicks, «The Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and Comparison to Other Plasma Sources »,IEEE Trans. Plasma Sci, 26, 1685, (1998).
- [7]. A. Goldman, J. Amouroux, "Plasma chemistry, Electrical breakdown and discharges in gases", NATO ASI series B89-B, 1989.
- [8]. Claude Boucher. Cours: Physique des plasmas. INRS. (2011)
- [9]. B.Y. Kraloua : "Modélisation Bidimensionnelles des Décharges Electriques à Basse Pression : Modèle Fluide du Deuxième Ordre ", Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies- USTO-MB d'Oran, (Algérie).
- [10]. GOURARI Djamel Eddine, cours m1, " étude des plasmas froids hors équilibre ", 2014
- [11]. LEMERINI Mostefa, Cours M1, " décharges électriques dans les gaz" ,2021/2022
- [12]. Rax, J. M. (2005). Physique des plasmas : Cours et applications. Dunod. Paris, p 81
- [13]. P.M. Bellan, Fundamentals of Plasma Physics (Pasadena, California, 2004).
- [14]. Djomzoue, N. (2010). Etude des effets de gaine induites par une antenne de chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI, 30-80 MHz) et de leur impact sur les mesures par sondes dans les plasmas de fusion (Doctoral dissertation, Nancy 1).
- [15]. ARDJANI, B. Etude des Paramètres qui Influencent sur l'Equilibre Thermique dans les Décharges Electriques (Doctoral dissertation).
- [16]. Delcroix, J. L., & Bers, A. (1994). Physique des plasmas (Vol I). EDP sciences. Paris
- [17]. Bittencourt, J. A. (2004). Fundamentals of plasma physics. Springer Science & Business Media. P 279-281
- [18]. Moisan, M., & Pelletier, J. (2020). Physique des plasmas collisionnels : Applications aux décharges haute fréquence. P 197-201

---

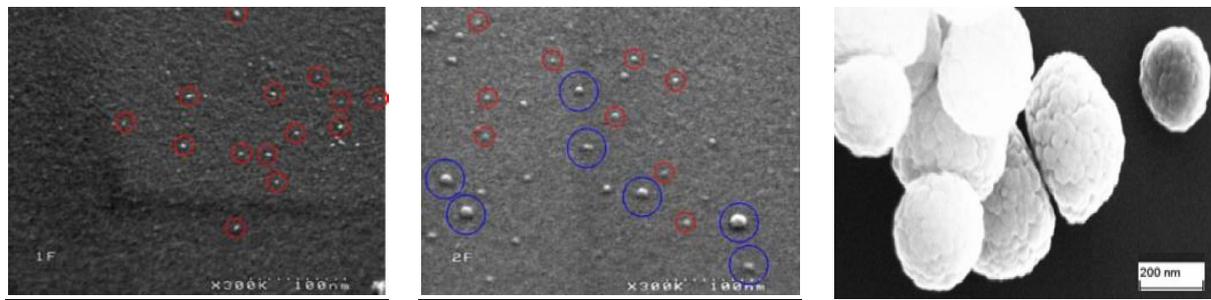
# Chapitre 2

---

**Attachement de  
charges sur les grains  
de poussières dans les  
gainés électrostatiques**

## 1. Introduction

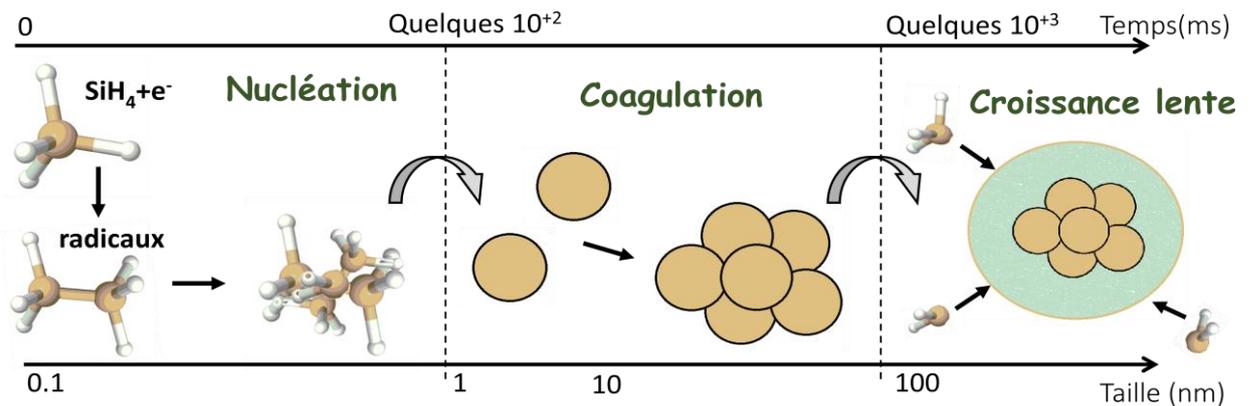
De nombreuses études ont été menées pour comprendre les mécanismes de formation et de croissance des poussières dans les plasmas, en particulier ceux contenant le gaz réactionnel de silane, largement utilisé dans l'industrie des semi-conducteurs. Bien que ces études aient été réalisées dans des conditions de plasma différentes, mais elles ont révélé des résultats similaires sur l'évolution temporelle de la densité et de la taille des particules [1]. En outre, la généralisation des résultats expérimentaux a permis d'identifier trois phases distinctes de croissance des poussières : la phase initiale de croissance, la phase de croissance rapide et la phase de saturation, voir figure (2.1). En plus de la croissance des poussières, la charge électrique des grains de poussière joue également un rôle important dans les plasmas. Les grains de poussière peuvent acquérir des charges en interagissant avec les ions et les électrons présent dans le plasma. Le processus de charge des grains de poussière est complexe et dépend des propriétés du plasma ainsi que des propriétés des grains eux-mêmes, telles que leur taille et leur composition [2]. L'objectif du présent chapitre est de discuter brièvement les mécanismes de formation et de croissance de poussières en laboratoire ainsi que les processus d'attachement de charges sur leurs surfaces.



(2.1) Les trois phases d'évolution de poussières dans un plasma réactif de silane [1].

## 2. Mécanismes de formation et de croissance de poussières en laboratoire

Les processus de formation et de croissance des grains de poussières en laboratoire se déroulent en trois phases principales. La figure (2.1) illustre des observations expérimentales des différentes phases, communément appelées : la phase initiale de croissance en nucléation, la phase de croissance rapide en coagulation et la phase de saturation et croissance lente [1]. Chacune de ces phases possède des caractéristiques particulières.



**Figure (2.2)** : Illustration du modèle théorique décrivant les trois phases de croissances de poussières dans le plasma [3].

Au cours de la phase initiale de croissance en nucléation, des objets primaires appelés grappes, (clusters) se forment à partir de certaines réactions chimiques entre des radicaux de l'ordre de quelques angströms et les ions et les électrons du plasma. Cette phase est caractérisée par la présence de particules de taille de l'ordre de nanomètre. [4-7].

La phase de croissance rapide en coagulation commence lorsque les clusters atteignent une concentration et taille critiques. Cette phase est caractérisée par un accroissement rapide de la taille des particules. En laboratoire, cette phase aboutit souvent à des particules de charge négative de tailles allant de 10 nm jusqu'à 100 nm. L'attraction entre deux nanoparticules ayant des charges de même signe négatif est expliquée par les fluctuations de la répartition de charges (polarisation) sur les surfaces des nanoparticules.

Dans la phase de saturation et croissance lente, les grains continuent à croître, mais moins rapidement comparé à la phase précédente. Cette croissance est réalisée via la déposition de radicaux sur la surface du grain. La taille des grains peut varier de 100 nm, jusqu'à quelques micromètres. Dans ce régime poudreux, un grain est vu comme une immense surface modélisée par un condensateur, qui accumule des charges (électrons, ions). La figure (2.2) est une illustration du modèle théorique proposé pour décrire les trois phases de croissance de grains dans un plasma réactif de silane.

### 3. Modèle de grains de poussiéreux isolés

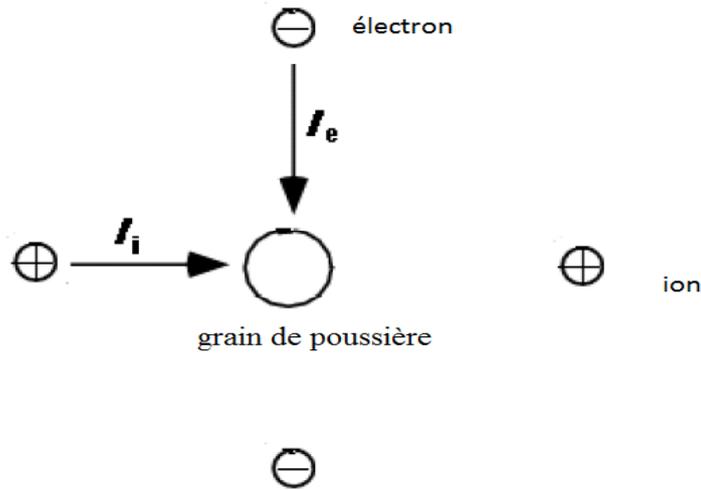
Les plasmas poussiéreux sont décrits par certaines longueurs caractéristiques telles que le rayon des grains  $r_d$ , la longueur de Debye  $\lambda_D$  et la distance moyenne entre les grains  $a = (4\pi n_{d0}/3)^{-1/3}$ , où  $n_{d0}$  est la densité des grains (particules solides). En fonction des valeurs de ces longueurs, un plasma contenant des particules solides peut être qualifié de "plasma poussiéreux" ou de "plasma contenant des grains de poussiéreux isolés" [8]. En effet, lorsque  $r_d \ll a < \lambda_D$ , un grain est influencé par les grains voisins, ce type de système est qualifié de plasma poussiéreux et nécessite une description en mode collectif. En revanche, lorsque  $r_d \ll \lambda_D < a$ , les grains sont suffisamment éloignés les uns des autres, ce qui leurs permet de se comporter comme un ensemble de charges isolées dans un milieu globalement neutre. Dans ce cas, le système est qualifié de grains de poussières isolés dans un plasma. Notre travail s'intéresse au deuxième type de systèmes plasmas.

### 4. Mécanismes d'attachement de charges sur les grains de poussières isolés

Les plasmas poussiéreux sont composés de trois types de particules chargées : les électrons, les ions et les poussières de dimensions distinctes. Un grain acquiert une charge électrique grâce à divers mécanismes, principalement le bombardement par les espèces chargées (électrons, ions) présent dans les plasmas. Cependant, d'autres mécanismes peuvent jouer un rôle important dans les plasmas astrophysiques, comme la photo-ionisation des poussières cosmiques par les vents solaires. Ces processus affectent la charge  $Q_d$  du grain, qui peut être positive ou négative, et déterminent un potentiel de surface  $V_d$  qui varie selon les espèces présentes dans le plasma. La surface du grain attire des flux d'électrons et d'ions qui convergent vers elle, créant des courants d'électrons et des ions qui sont développés dans le paragraphe suivant.

#### 4.1. Courants de charge provoqués par les électrons et les ions

Les courants vers un grain, peuvent être décrits par le modèle *Limite de mouvement orbital* connu en anglais par *Orbital-Motion-Limited theory* (OML), et qui a été initialement introduite par Mott-Smith et Langmuir en 1926 [8]. Le modèle OML suppose que les électrons et les ions se déplacent vers le grain depuis l'infini sur des orbites sans collision, uniquement soumises à l'interaction électrostatique avec la particule de poussière, voir la figure (2.3).



**Figure (2.3)** : Charges associées à un grain de poussière

Comme les électrons sont plus mobiles que les ions, ils ont tendance à interagir avec les particules de poussière plus rapidement que les ions. Cela conduit à une accumulation de charges négatives sur les particules de poussière, dans un premier temps. Ensuite, le flux d'ions suit le flux d'électrons, ce qui peut conduire à un ralentissement du flux d'électrons jusqu'à ce que les deux courants deviennent égaux en valeur absolue. Le modèle OML définit les courants électronique et ionique en fonction du signe du potentiel de surfaces du grain  $V_d$ .

Pour un potentiel de surface négatif par rapport au potentiel du plasma,  $V_d < 0$ . le courant des ions  $I_i(V_d)$  et des électrons  $I_e(V_d)$  sont estimés en utilisant les équations suivantes:

$$I_i(V_d) = \pi r_d^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e V_d}{k_B T_i}\right) , \quad (2.1)$$

$$I_e(V_d) = -\pi r_d^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e V_d}{k_B T_e}\right) , \quad (2.2)$$

où  $n_e$  et  $n_i$  représentent les densités des électrons et des ions,  $T_e$  et  $T_i$  leurs températures et  $m_e$  et  $m_i$  leurs masses respectivement.

Pour des grains de charge surfacique positive dont le potentiel de surface est positif  $V_d > 0$ , le modelé OML définit les courants électronique et ionique comme :

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \exp\left(-\frac{e V_d}{k_B T_i}\right) \quad , \quad (2.3)$$

$$I_e = -\pi r_d^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{e V_d}{k_B T_e}\right) \quad . \quad (2.4)$$

Dans certains cas, tels que l'environnement de la gaine electrostatique, les ions peuvent acquérir une vitesse de dérive  $u_i$  qui est plus élevée que leur vitesse ionique thermique  $v_{th,i} = (8k_B T_i / \pi m_i)^{1/2}$ , ce qui rend leur distribution non maxwellienne et affecte par suite le courant ionique. Dans ce cas, le courant ionique vers une particule de poussière est alors exprimé comme [9]:

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e v_{th,i} F(u_i) \quad , \quad (2.5)$$

où  $F(u_i)$  est une fonction qui dépend de la vitesse de dérive ionique, cette fonction est bien détaillée dans la référence [9]. En général, lorsque les ions ont une vitesse de dérive élevée,  $u_i \gg v_{th,i}$ , le courant ionique peut être simplifié à :

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{2e V_d}{m_i u_i^2}\right) \quad . \quad (2.6)$$

#### 4.1.1. Impacte des Collisions

Les collisions entre ions et particules neutres ont un impact significatif sur le courant ionique à la surface des grains. Lors de ces collisions, certains ions perdent leur énergie cinétique et sont attirés vers la poussière. Autres ions peuvent être piégés dans le potentiel électrostatique de la poussière, effectuant des orbites autour d'elle. Les collisions ion-neutre dans les décharges de plasma à base de gaz nobles sont principalement des collisions d'échange de charge. Dans des conditions faiblement collisionnelles, chaque collision ion-neutre entraîne la capture de l'ion dans une sphère virtuelle de rayon  $R_0$ . Le courant de charge ionique incluant des collisions, peut être estimé en utilisant le libre parcours moyen  $L$ , et la vitesse  $v_{th,i}$  comme:

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e v_{th,i} \left(1 - \frac{e V_d}{k_B T_i} + 0.1 \left(\frac{e V_d}{k_B T_i}\right)^2 \frac{\lambda_D}{L}\right) \quad . \quad (2.7)$$

#### 4.2. Emission d'électrons secondaires

L'émission d'électrons secondaires provoquée par des d'électrons suffisamment énergétiques, peut causer la perte d'électrons de la surface du grain, ce qui peut entraîner une charge positive sur la poussière. Ce procédé peut entraîner d'importants impacts dans certaines conditions en situation astrophysique. Le courant associé aux flux d'électrons secondaires, noté  $I_s$ , dépend du coefficient de diffusion secondaire  $\delta$  qui mesure le nombre d'électrons secondaires émis par les électrons incidents. Une formule empirique a été proposée pour évaluer  $\delta$ , en fonction de l'énergie  $E$  des électrons arrivants sur la surface du grain, soit [10] :

$$\delta(E) = 7.4 \delta_m (E/E_m) \exp[-2(E/E_m)^{1/2}] \quad , \quad (2.8)$$

où  $\delta_m$  est la valeur maximale de  $\delta$  et  $E = E_m$  lorsque le rendement secondaire atteint son maximum. Les quantités  $\delta_m$  et  $E_m$  dépendent de la nature des matériaux des grains de poussière. Par exemple, les métaux et les semi-conducteurs ont des valeurs de  $\delta_m \sim 1$ , alors que les isolants ont généralement des valeurs de  $\delta_m$  entre 2 et 30. La valeur de  $E_m$  se situe généralement dans la plage de 300 à 2000 eV. Meyer-Vernet ont dérivé le courant d'émission d'électrons secondaires comme [11] :

$$I_s = 3,7\delta_m\pi r_d^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV_d}{kT_e}\right) F_{5,0}(x) \quad \text{pour } V_d < 0 \quad , \quad (2.9)$$

$$I_s = 3,7\delta_m\pi r_d^2 n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{eV_d}{kT_e}\right) \exp\left(\frac{eV_d}{kT_e} - \frac{eV_d}{kT_s}\right) F_{5,B}(x) \quad \text{pour } V_d > 0 \quad , \quad (2.10)$$

avec  $T_s$  est la température des électrons secondaire,  $x = E_m/4kT_e$  ,  $B = \sqrt{4eV_d/E_m}$  et  $F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp(-xu^2 - u) du$  est une fonction complexe définie par Jingyu Gong et al dans la référence [12].

#### 4.3. Emission d'électrons par photo ionisation

La photo ionisation par le rayonnement Ultraviolet (UV) peut entraîner l'émission des électrons à partir de la surface d'un grain suite à l'interaction entre le grain et le rayonnement. Ces électrons sont appelés photoélectrons et leur émission conduit à la création d'un courant de charge positif. La charge du grain est par suite de signe positive, car le rayonnement arrache

des électrons à la matière. Dans de nombreux cas, les photoélectrons libérés peuvent être décrits par une distribution maxwellienne avec une température  $T_v$ . Ainsi, le courant de charge par photoémission est calculé selon les équations suivantes :

$$I_{pho} = \begin{cases} \pi r_d^2 e \eta K & , & V_d < 0 & , & (2.11) \\ \pi r_d^2 e \eta K \exp\left(-\frac{eV_d}{k T_v}\right) & , & V_d > 0 & . & (2.12) \end{cases}$$

Ce courant dépend du rendement de la photo ionisation  $\eta$ , de la température  $T_v$  des photoélectrons et du coefficient  $k$ . En général  $\eta \approx 1$  pour les métaux et  $\eta \approx 0.1$  pour des diélectriques alors que  $k = (2.5 \cdot 10^{14}) D^{-2}$ , D est la distance exprimée en unité astrophysique<sup>1</sup>[13].

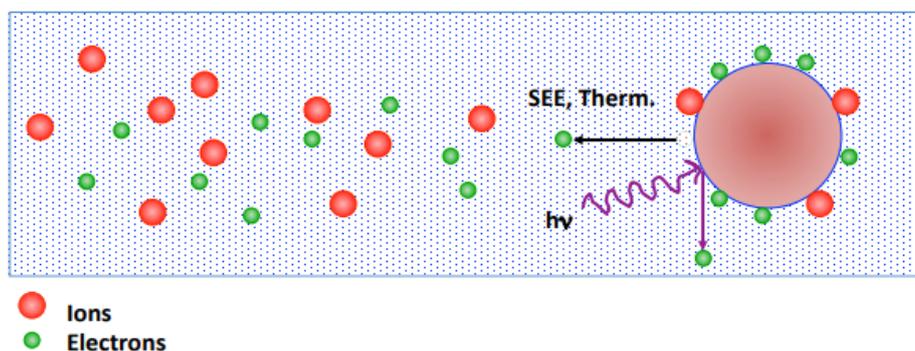


Figure (2.4) : Un photon incident qui libères des électrons [14].

## 5. Evaluation de la charge de grain de poussière isolé

L'équation qui décrit l'évolution temporelle de la charge  $Q_d$  d'un grain de poussière dépend des différents courants cités précédemment et s'exprime comme suit :

$$\frac{dQ_d}{dt} = \sum_{\alpha} I_{\alpha} = I_e + I_i + I_s + I_{pho} \quad . \quad (2.13)$$

Les électrons et les ions d'un plasma de laboratoire ne possèdent pas suffisamment d'énergie, les courants de l'émission secondaire d'électrons  $I_s$  et des photoélectrons  $I_{pho}$ , peuvent être considérés comme négligeables devant les courants de charge des électrons  $I_e$  et des ions  $I_i$ , par suite on peut écrire :

<sup>1</sup>D est une unité astronomique qui désigne la distance moyenne de la Terre-Soleil. 1UA= 1,5 10<sup>8</sup> Km.

$$\frac{dQ_d}{dt} = I_e + I_i \quad . \quad (2.14)$$

À l'état d'équilibre, la charge  $Q_d$  d'un grain de poussière fluctue autour d'une valeur  $Q_d(V_{flot})$ , où  $V_{flot}$  est le potentiel flottant. Ce potentiel est celui pour lequel les deux courants, électronique et ionique s'annulent, vérifiant l'équation :

$$I_e(V_{flot}) + I_i(V_{flot}) = 0 \quad . \quad (2.15)$$

Pour un grain de charge négative, il est possible d'écrire l'équation (2.15) comme :

$$\left(1 - \frac{eV_{flot}}{k_B T_i}\right) = \frac{n_e}{n_i} \sqrt{T_e/T_i} \sqrt{m_i/m_e} \exp\left(\frac{eV_{flot}}{k_B T_e}\right) \quad . \quad (2.16)$$

La résolution numérique de l'équation (2.16) permet de calculer le potentiel flottant  $V_{flot}$  en fonction des paramètres du plasma. Un grain de poussière est modélisé par un condensateur sphérique de rayon  $r_d$  et de capacité  $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$ , qui stocke la charge  $Q_d$  sur sa surface avec :

$$Q_d = C V_{flot} = 4\pi\epsilon_0 r_d V_{flot} \quad . \quad (2.17)$$

On signale que le potentiel flottant  $V_{flot}$  peut être également évalué numériquement en résolvant l'équation de Poisson Boltzmann, décrivant le système chargé formé de poussières en suspension dans un milieu plasma globalement neutre.

## 6. Dynamique de poussières dans un environnement plasma

Dans un environnement plasmas artificiel, les grains de poussière sont soumis à diverses forces qui influencent leur comportement. Ces forces sont responsables du mouvement et du piégeage de poussière dans le plasma. En général, ces forces peuvent être classées en deux catégories : celles qui sont indépendantes de la charge, telles que la force de gravité, la force thermophorèse et la force de traînée des neutres, et celles qui dépendent de la charge des grains, telles que la force électrostatique, la force de traînée des ions et la force de polarisation. En outre, les charges électriques réparties sur les grains de poussière influencent l'intensité des champs électriques des gaines électrostatiques. Ces gaines peuvent affecter les propriétés du plasma environnant et jouer un rôle important dans la dynamique des grains de poussière. Dans le présent travail, un grain de poussière, est modélisé par une sphère de masse  $m_d$  isolée de ces voisins, vérifiant *le modèle poussières isolées dans le plasma ; ceci permet de négliger les interactions grain-grain*. La dynamique d'un grain de vitesse  $\vec{v}$  est régie par la résultante

$\sum \vec{F}_{\text{ext}}$  des forces qui s'exercent sur lui, conformément au Principe Fondamental de la Dynamique, soit :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} = m_d \frac{d\vec{v}}{dt} \quad . \quad (2.18)$$

Lorsque la résultante des forces appliquées sur le grain est nulle, ce dernier se trouve localisé (piégé) dans des positions d'équilibre. En revanche lorsque,  $\sum \vec{F}_{\text{ext}} \neq \vec{0}$ , le grain continue à se mouvoir dans le plasma et peut être expulsé de celui-ci vers les parois [16].

### 6.1. La Force de gravité

Les grains de poussière peuvent prendre diverses formes et tailles, et sont soumis à la force de gravité, notée  $\vec{F}_g$ . En considérant un grain comme une sphère de rayon  $r_d$  et de masse  $m_d$ , la force gravitationnelle peut être modélisée par :

$$\vec{F}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho \vec{g} \quad , \quad (2.19)$$

où  $\rho$  est la masse volumique des grains et  $\vec{g}$  représente l'accélération de pesanteur.

### 6.2. La Force de traînée (résistance) des neutres (du gaz)

La résistance exercée par les neutres du gaz sur les grains de poussière représente la force de friction des neutres ; elle est également appelée force de traînée des neutres. Cette force est proportionnelle à la pression du gaz et résulte des transferts de quantité de mouvement lors des collisions entre les grains et les particules neutre du plasma. Cette force, notée  $\vec{F}_n$ , est exprimée comme :

$$\vec{F}_n = -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi} r_d^2 n_n m_n v_{\text{th},n} (\vec{v}_d - \vec{v}_n) \quad . \quad (2.20)$$

Les grandeurs  $m_n$ ,  $n_n$  et  $v_{\text{th},n} = (8K_B T / \pi m_n)^{1/2}$  étant respectivement la masse, la densité et la vitesse moyenne des neutres.

### 6.3. La force thermophorèse

Cette force stimule les particules d'un plasma à migrer des régions chaudes vers les régions froides sous l'effet d'un gradient de température. La force thermophorèse  $\vec{F}_T$  est donnée par l'équation suivante :

$$\vec{F}_T = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_{th,n}} \left(1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha)\right) K_m \vec{\nabla} T_n \quad . \quad (2.21)$$

Cette force prend en compte des paramètres tels que la conductivité thermique  $K_m$  et la vitesse d'agitation thermique des neutres du gaz  $v_{th,n}$ .  $\alpha$  est un coefficient dont la valeur approche l'unité pour des températures de gaz comprises entre 300 et 500 K. La force thermophorèse trouve diverses applications, notamment dans les processus de contrôle et de décontamination des plasmas de traitement.

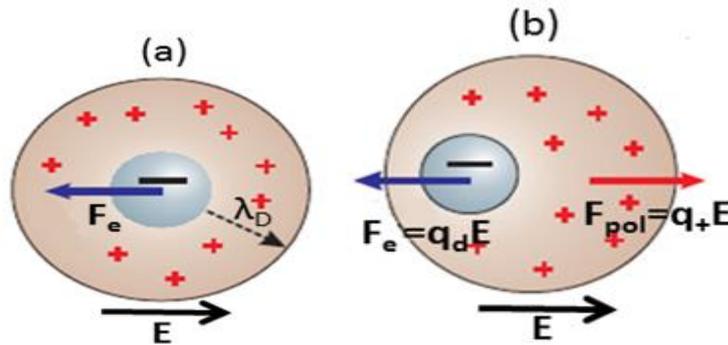
#### 6.4. La force électrostatique

Un grain de poussière de charge  $Q_d$ , est assujéti à une force électrostatique de la forme

$$\vec{F}_e = Q_d \vec{E} \quad . \quad (2.22)$$

$\vec{E}$ , étant un champ électrique. Le mouvement d'un grain peut causer la déformation de sa sphère de Debye effective, voir figure (2.5), et qui peut par suite engendrer des forces dipolaires. Cependant, ces forces sont négligeables pour des grains de poussière de taille moyenne. Tenant compte de l'équation (2, 17), la force électrostatique se réduit donc à :

$$\vec{F}_e = 4\pi \epsilon_0 r_d V_d \vec{E} \quad . \quad (2.23)$$



**Figure (2.5) :** Effet du champ électrique  $\vec{E}$  sur un grain de charge négative dans une sphère de Debye effective. (a) non déformée et b) déformée (impliquant l'apparition de force de polarisation  $\vec{F}_{pol}$ ).

### 6.5. La Force de friction ionique

La friction ionique est une force qui agit entre les ions et les grains chargés, elle est liée au transfert de quantité de mouvement (impulsion) de type ion-grain. Cette force, notée  $\vec{F}_{ion}$ , résulte de deux contributions distinctes, à savoir la force de résistance ionique de collection, notée  $\vec{F}_i^{coll}$ , et la force de résistance ionique de diffusion Coulombienne ou orbitale, notée  $\vec{F}_i^{orbit}$  :

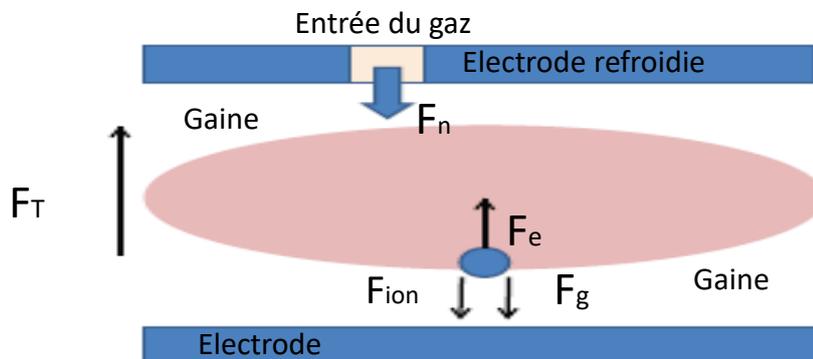
$$\vec{F}_{ion} = \vec{F}_i^{coll} + \vec{F}_i^{orbit} \quad . \quad (2.24)$$

La force de collection,  $\vec{F}_i^{coll}$ , donnée par l'équation (2.25.a), représente le transfert d'impulsion résultant de l'interaction directe entre les ions et les grains, tandis que la force orbitale,  $\vec{F}_i^{orbit}$ , donnée par l'équation (2.25.b), décrit l'effet du champ de force d'un grain sur les trajectoires des ions, sans que ces derniers ne touchent la surface du grain, soit :

$$\vec{F}_i^{coll} = \pi b_c^2 m_i n_i \vec{v}_i \quad , \quad (2.25. a)$$

$$\vec{F}_i^{orbit} = (n_i m_i) v_s (4\pi b_{\pi/2}^2) \sigma \vec{v}_i \quad . \quad (2.25. b)$$

L'équation (2.25.a) est exprimée en fonction des paramètres  $m_i, n_i$  et  $v_i$  qui représentent respectivement la masse, la densité et la vitesse moyenne des ions ainsi que le paramètre de collection des particules  $b_c^2 = r_d^2(1 - 2eV_d/m_i v_i^2)$ . L'équation (2.25.b) est exprimée en fonction des paramètres  $\sigma$  qui représente le logarithme coulombien ainsi que  $b_{\pi/2}^2$  qui désigne le paramètre d'impact correspondant à une déviation de  $\pi/2$  d'ions incident. La figure (2.6) illustre les différentes forces agissant sur un grain de poussière.



**Figure (2.6) :** Les différentes forces agissant sur une particule de poussière.

### **6.6. Influence des forces appliquées sur les grains de poussières dans un plasma :**

Les différentes forces ont des influences distinctes sur les grains de poussière dans un plasma. La force électrique dépend linéairement du rayon du grain. Pour les grains de taille nanométrique, la force électrique est prédominante et maintient les nanoparticules (grains) chargées à l'écart des parois du dispositif plasma. Dans une gaine électrostatique caractérisée par un champ électrique intense, la force électrostatique est plus importante comparée aux autres forces.

La force de friction des ions, la force de friction des neutres et la force de thermophorèse dépendent du carré du rayon du grain. Dans le volume du plasma, les forces de friction ionique et de thermophorèse peuvent contrebalancer la force électrostatique et accélérer les particules vers les frontières du plasma. Ces forces restent sous contrôle en régulant les paramètres du plasma.

La force gravitationnelle, quant à elle, dépend du cube du rayon du grain. Elle n'est importante que pour les grains de taille supérieur au micromètre et devient rapidement négligeable pour les particules de taille nanométrique.

### **Références**

- [1] G. S. Selwyn, J. E. Heidenreich, and K. L. Haller, 1990, "Particle trapping phenomena in radio frequency plasmas", *Appli. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 18, pp. 1876–1878.
- [2] G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S. Bennett, 1989, "In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination", *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 7, no. 4, pp. 2758–2765.
- [3] A. Bouchoule and L. Boufendi, 1993, "Particule formation and dusty plasma behaviour in argon-silane rf discharge", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 2, pp. 204–213.
- [4] Mendez, I.; et al. "Atom and Ion Chemistry in Low Pressure Hydrogen DC Plasmas." *J. Phys. Chem. A* 110 (2006) 18, 6060-6066.
- [5] Kathleen De B, Annemie B, and Renaat G and Wim G. "Numerical investigation of particle formation mechanisms in silane discharges" *PHYSICAL REVIEW E* 69, 056409 . pp1-16 (2004)
- [6] Danko, S., et al. "A global model study of silane/hydrogen discharges." *Plasma Sources Sci. Technol.* 22 (2013) 055009 (10pp).
- [7] Buckman, S.; Phelps, A. "Vibrational excitation of D<sub>2</sub> by low energy electrons." *J. Chem. Phys.* 82 (1985) 11, 4999-5011.

- [8] ] P.K. Shukla, A.A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma, IOP Publishing, (2002).
- [9] E. C. Whipple, Rep. Prog. Phys. 44, 1198 (1981).
- [10] A. M. Ignatov *Plasma Physics Reports, Vol. 31, No. 1, 2005, pp. 46–56.*
- [11] C. K. Goertz, Rev. Geophys. 27, 271 (1989).
- [12] Andre Melzer. Introduction to Colloidal (Dusty) Plasmas. Lecture Notes (2nd edition)2016.
- [13] Site Web: Wikipedia
- [14] Jr, T, Edward. Notes de cours “Dusty Plasmas 1. Auburn University. (2006)

---

# **Chapitre 3**

---

## **Simulation de l'attachement de charges sur les grains de poussières**

## 1. Introduction

Le modèle d'Orbit Motion Limited (OML) [1] est utilisé pour étudier l'attachement de charges sur les grains de poussière dans un plasma. Il repose sur des considérations cinétiques et orbitales pour modéliser l'interaction entre les espèces chargées du plasma et les grains de poussières. Nous nous concentrons sur l'application de la théorie OML pour simuler le processus de charge de grains de poussières. Nous allons également déterminer les courants des ions et des électrons attirés par les grains de poussière et calculer la charge des grains pour différentes conditions.

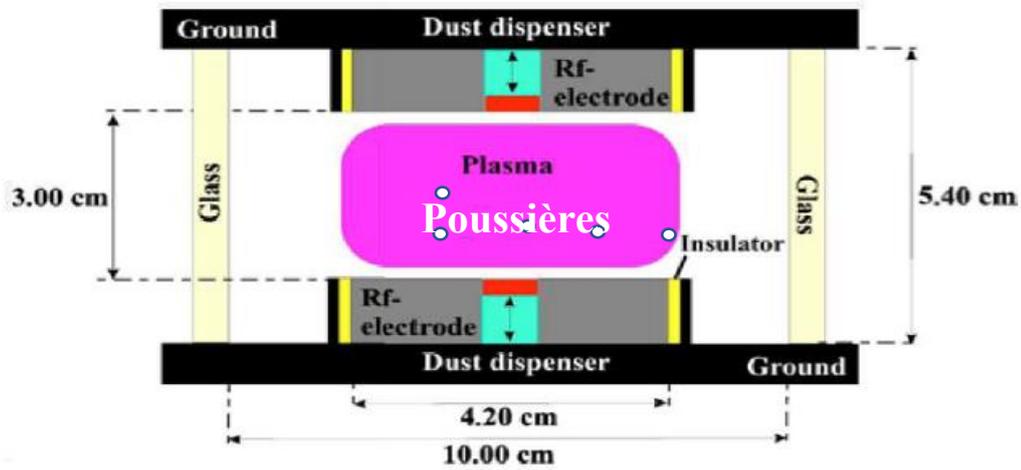
La simulation de l'attachement de charges sur les grains de poussière constitue un axe de recherche [2, 4] essentiel pour comprendre les interactions complexes entre la poussière et le plasma. Ces interactions jouent un rôle crucial dans de nombreux domaines, tels que le traitement de surface des matériaux et la production de nouveaux matériaux avec des propriétés uniques. Dans ce chapitre, nous allons entreprendre une analyse approfondie des méthodes de calcul utilisées pour déterminer la charge des grains de poussière dans un plasma de laboratoire. L'objectif principal est de mieux appréhender les mécanismes complexes de l'attachement de charges sur les grains de poussière.

## 2. Simulation et conditions de travail

Un plasma de décharge peut être produit en appliquant une tension entre deux électrodes, voir la Figure (3.1). Divers gaz avec des pressions variant sur une très large plage peuvent être utilisés. Pour estimer les paramètres caractéristiques du plasma, nous supposons que le gaz utilisé est porté à une pression relativement faible ( $<1$  torr). Les conditions physiques dans le cœur du plasma et dans la région de la gaine électrostatique sont assez distinctes, causant la prédominance de différents phénomènes. Ainsi, les structures des poussières formées dans le cœur du plasma diffèrent de celles formées dans la gaine électrostatique. Pour remédier à la complexité de la description, nous travaillons dans l'approche du modèle du grain isolé pour lequel la longueur de Debye  $\lambda_D$  est grande comparée aux dimensions des grains  $r_d \ll \lambda_D \ll a$  ; ceci est vérifié pour des systèmes ayant une faible densité de grains,  $a$  étant la distance inter-grains.

Un grain en suspension dans un plasma artificiel acquiert souvent une charge négative  $Q_d$  car le flux des électrons sur sa surface est plus important que le flux des ions en raison de la mobilité électronique plus élevée. La charge négative réduit, dans un temps ultérieur, le flux

d'électrons et augmente le flux d'ions positifs. L'état d'équilibre est atteint lorsque le courant électrique net à la surface du grain devient nul.



**Figure (3.1)** La chambre à décharge pour réaliser le plasma poussiéreux.

$$\frac{dQ_d}{dt} = I = I_e(Q_d) + I_i(Q_d) + \dots = 0. \quad (3.1)$$

Les quantités  $I_e(Q)$  et  $I_i(Q)$  désignent respectivement les courants des électrons et des ions, qui dépendent de la charge du grain  $Q_d$ . Les points de suspension représentent d'autres contributions de courants ; par exemple, ceux de l'émission secondaires d'électrons, de la photo-ionisation ou des ions négatifs. Dans le cas de notre étude, ces contributions sont négligeables. Pour évaluer la charge d'équilibre des grains, nous avons résolu l'équation (3.1) en ayant connaissance des relations définissant les courants électronique et ionique. Ces courants sont évalués dans un plasma isotrope et ceci en utilisant le modèle OML.

### 3. Description du système étudié

Notre système est un plasma unidimensionnelle stationnaire (non magnétisé) confiné entre deux électrodes planes et horizontales, notées 1 et 2 distantes d'une distance  $d$ , d'un réacteur plasma à courant continu ou radiofréquence. Ce plasma contient des électrons, des ions positifs d'une seule espèce, des neutres et des grains isolés de forme sphérique en suspension. On attribue respectivement les annotations :  $m_\alpha, T_\alpha$ , et  $n_\alpha$ , à la masse, la température et la densité de la particules chargés d'espèce  $\alpha$ , où  $\alpha = e$  pour les électrons et  $\alpha = i$  pour les ions. La quantité  $V_d$  étant le potentiel électrique de surface d'un grain sphérique de rayon  $r_d$ . Pour

un grain de charge négative, le potentiel de surface  $V_d$  prend des valeurs négatives et on définit respectivement les courants ionique  $I_i$  et électronique  $I_e$  comme :

$$I_i = 4\pi r_d^2 n_i e \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{eV_d}{T_i}\right) \quad , \quad (3.2)$$

$$I_e = -4\pi r_d^2 n_e e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV_d}{T_e}\right) \quad . \quad (3.3)$$

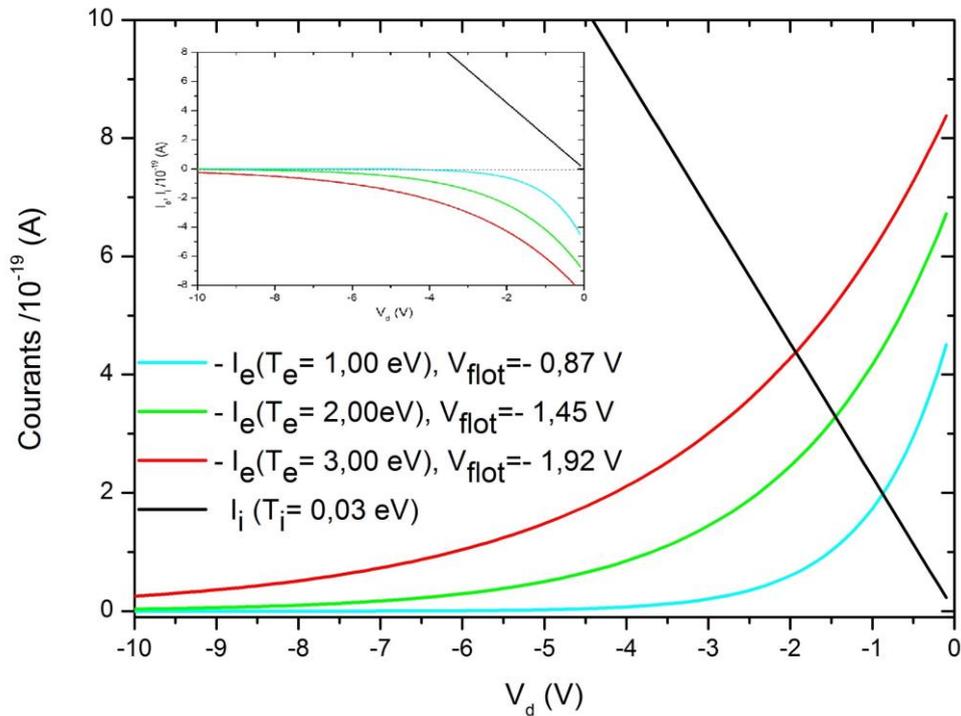
## 4. Résultats et discussions

### 4.1. Courant électronique et courant ionique

#### 4.1.1. Effet des températures ionique et électronique pour un plasma d'hydrogène

Un plasma de décharge d'Hydrogène, est caractérisée par une masse ionique  $m_i = m_H = 1.00784 \text{ uma}$ , la masse d'un électron étant  $m_e = 5.489 \cdot 10^{-4} \text{ uma}$ . Les masses sont exprimées en unité de masse atomique, avec  $1 \text{ uma} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ . La figure (3.2), illustre l'évolution, en fonction du potentiel de surface du grain  $V_d$ , du courant ionique (courbe noir) et du courant électronique multiplié par (-1) (courbe en couleur) correspondant à trois valeurs de température électronique. Pour des raisons de clarté, nous avons préféré tracer les courbes  $-I_e$  afin de pouvoir localiser géométriquement le potentiel flottant  $V_{Flot}$ , pour lequel les courants ionique et électronique se neutralisent. Les données de simulation utilisées pour générer la figure (3.2) sont : rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu m$ , densité des électrons et des ions  $n_i = n_e = 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , température ionique  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ . Trois valeurs de température électronique ont été utilisées,  $T_e = 1.00 \text{ eV}$  ( courbe en bleu),  $T_e = 2.00 \text{ eV}$  (courbe en vert), et  $T_e = 3.00 \text{ eV}$  (courbe en rouge).

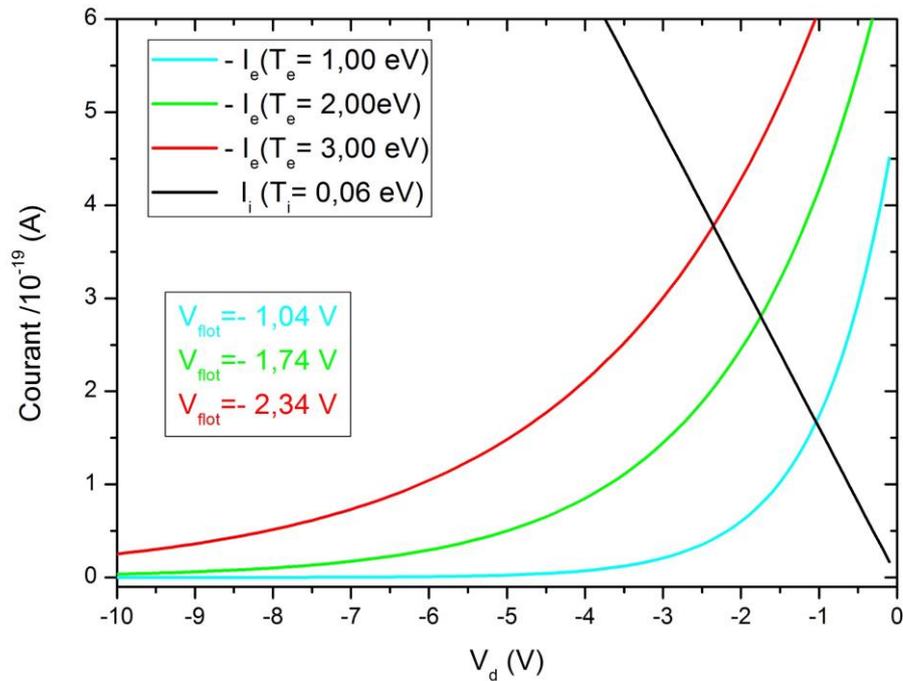
La figure (3.2) est générée pour un système dont la densité ionique est équivalente à la densité électronique  $n_i = n_e = 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  et un rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu m$  constant. L'analyse de cette figure montre : que le courant ionique diminue à mesure que le potentiel électrostatique de la particule de poussière devient moins négatif, en raison du facteur de réduction  $f_i = \left(1 - \frac{eV_d}{T_i}\right)$  qui prend en compte le potentiel électrostatique. À mesure que le potentiel électrostatique tend vers la valeur -10 V, la densité de courant ionique est réduite et atteint finalement la valeur zéro lorsque le facteur de réduction  $f_i$  est égal à zéro.



**Figure (3.2)** Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , du courant ionique (courbe noir) et du courant électronique multiplié par (-1) (courbe en couleurs) dans un plasma d'Hydrogène. Rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu\text{m}$ ,  $n_i = n_e = 1.10^9 \text{cm}^{-3}$  et température ionique  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ . Les températures électroniques utilisées sont :  $T_e = 3.00 \text{ eV}$ ,  $T_e = 2.00 \text{ eV}$  et  $T_e = 1.00 \text{ eV}$ .

En revanche, le courant électronique augmente exponentiellement à mesure que le potentiel électrostatique devient moins négatif, avec une pente déterminée par le facteur d'amplification  $f_e = \exp\left(\frac{eV_d}{T_e}\right)$  qui prend en compte la température électronique. À mesure que le potentiel électrostatique devient plus négatif, le courant électronique diminue exponentiellement jusqu'à atteindre une valeur asymptotique, qui représente le courant de saturation. À partir de ce point, le courant électronique ne varie plus avec une augmentation de la différence de potentiel. La variation des valeurs de la température ionique et de la température électronique influence l'intensité du courant ionique et du courant électronique. Ceci est confirmé par la Figure (3.3) où nous avons tracé, en fonction du potentiel de surface du grain, la variation des courants  $I_e$  et  $I_i$  pour une température ionique  $T_i = 0.06 \text{ eV}$  pour les mêmes conditions de simulation utilisées pour générer la figure (3.2). Pour  $T_i = 0.06 \text{ eV}$ , les

ions du plasma d'hydrogène ont une énergie thermique plus grandes comparés à ceux ayant  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ .



**Figure (3.3)** Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , des courant ionique (courbe noir) et électronique (courbe en couleur) dans un plasma d'Hydrogène pour  $T_i = 0.06 \text{ eV}$  pour les mêmes conditions de simulation utilisées dans la figure (3.2).

La comparaison des courbes en courants ioniques des figures (3.2) et (3.3) montre que l'augmentation du courant ionique est plus lente à mesure que le potentiel de surface  $V_d$  augmente pour  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ . De plus, la valeur maximale du courant ionique est également plus faible pour  $T_i = 0.03 \text{ eV}$  par rapport à  $T_i = 0.06 \text{ eV}$ . Cela indique que, à des potentiels de surface élevés, le courant ionique est plus important pour  $T_i = 0.06 \text{ eV}$  que pour  $T_i = 0.03 \text{ eV}$ .

Les points d'intersection entre les courbes des courants ionique et électronique déterminent les valeurs du potentiel flottant,  $V_{Flot}$ . En effet lorsque  $T_i = 0.03 \text{ eV}$  et pour  $T_e = 1.00 \text{ eV}$ ,  $T_e = 2.00 \text{ eV}$  et  $T_e = 3.00 \text{ eV}$  respectivement, nous obtenons :  $V_{Flot} = -0.87 \text{ V}$ ,  $V_{Flot} = -1.45 \text{ V}$  et  $V_{Flot} = -1.92 \text{ V}$ , voir la figure (3.2). La Figure (3,3) indique que pour  $T_i = 0.06 \text{ eV}$ , le potentiel flottant prend les valeurs suivantes :  $V_{Flot}(T_e = 1.00 \text{ eV}) = -1.04 \text{ V}$ ,  $V_{Flot}(T_e = 2.00 \text{ eV}) = -1.74 \text{ V}$  et  $V_{Flot}(T_e = 3.00 \text{ eV}) = -2.34 \text{ V}$ . Il est important de noter que ces observations dépendent des valeurs spécifiques des paramètres utilisés, tels que le rayon

du grain, les densités des ions et des électrons, la masse des ions, et la nature du plasma (dans ce cas, il s'agit d'hydrogène).

#### 4.1.2. Effet de la masse des ions du gaz ionisé

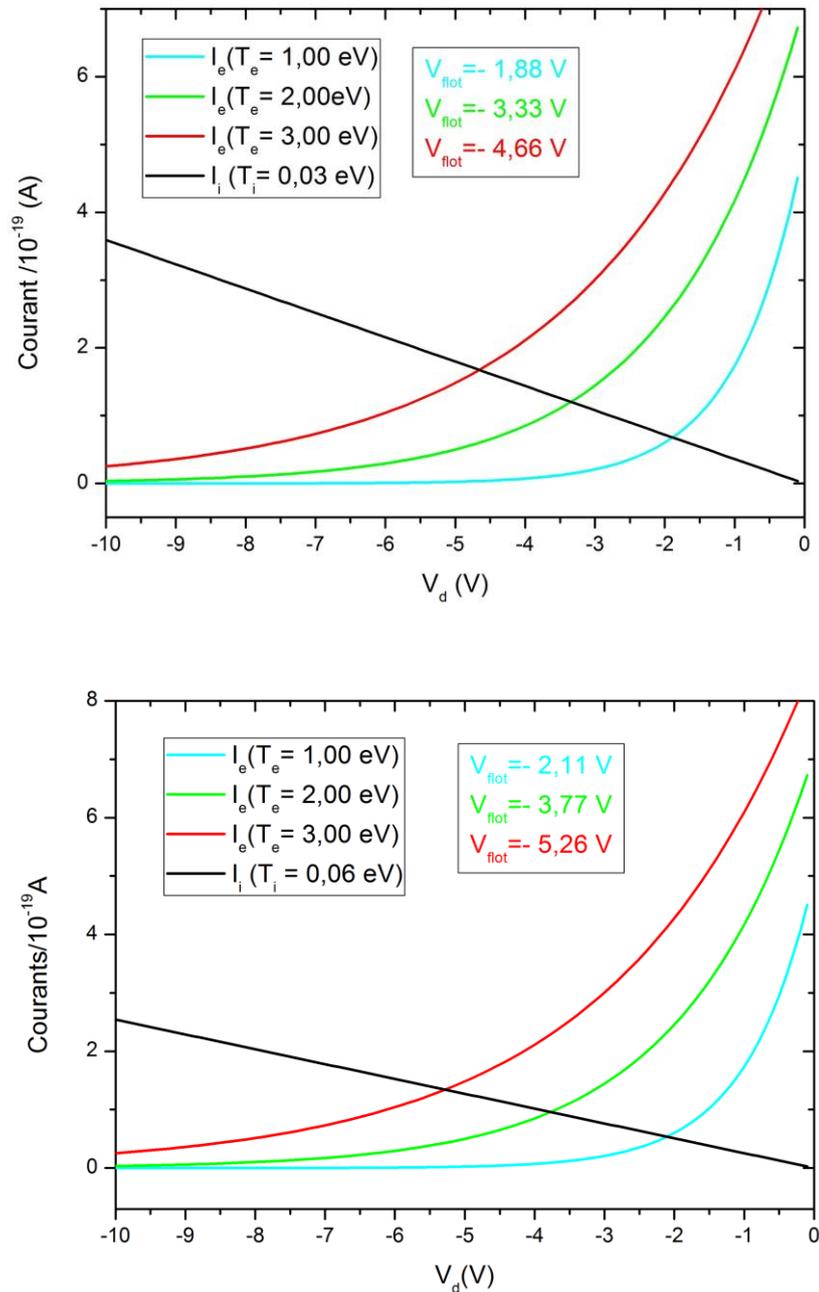
En laboratoire, plusieurs gaz peuvent être utilisés pour assurer la décharge plasma. Dans une simulation, changée la valeur de la masse  $m_i$ , revient à modifier le gaz utilisé dans la décharge. Le tableau (3.1) regroupe des valeurs des masses  $m_i$  d'ions souvent utilisés en laboratoire, on cite : l'Hélium (He), le Néon (Ne) et l'argon (Ar). Les valeurs du paramètre de masses  $\mu = m_i/m_e$  correspondantes sont également regroupées.

Ion	He	Ne	Ar
$m_i$ (uma)	4.0026	20.1797	39.948
$\mu = m_i/m_e$	7992.03	36763.89	72778.2

**Tableau (3.1)** Valeurs des masses, exprimées en unité de masse atomique, des ions : Hélium (He), Néon (Ne) et Argon (Ar). La masse de l'électron  $m_e = 5.489 \cdot 10^{-4}$  uma.  $\mu = m_i/m_e$  est le rapport de masse.

La figure (3.4.a) montre l'évolution, en fonction du potentiel de surface du grain  $V_d$ , du courant ionique (courbe noir) et du courant électronique (courbe en couleurs) dans un plasma d'Argon. Les données de simulation utilisées sont : rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu m$ ,  $n_i = n_e = 1 \cdot 10^9 cm^{-3}$ , température ionique  $T_i = 0.03 eV$ . Les valeurs des températures électroniques utilisées sont :  $T_e = 1.00 eV$  (courbe en bleu),  $T_e = 2.00 eV$  (courbe en vert) et  $T_e = 3.00 eV$  (courbe en rouge). Alors que la figure (3.4.b) montre les résultats d'une simulation utilisant les mêmes données utilisées pour générer la figure (3.4.a) pour une température ionique  $T_i = 0.06 eV$ .

Une comparaison qualitative des courants ioniques dans un plasma d'Hydrogène et un plasma d'Argon calculées dans les mêmes conditions thermodynamiques montre une diminution apparente et considérable de l'intensité du courant ionique lorsque la valeur de la masse ionique augmente.



**Figure (3.4)** l'évolution, en fonction du potentiel de surface du grain  $V_d$ , des courants ionique (courbe noir) et électronique (courbe en couleurs) dans un plasma d'Argon. Les données de simulation utilisées sont : rayon de grain  $r_d = 4.7 \mu m$ ,  $n_i = n_e = 1.10^9 m^{-1}$  pour différentes valeurs de température ionique a)  $T_i = 0.03$  eV et b)  $T_i = 0.06$  eV. Les valeurs des températures électroniques utilisées sont :  $T_e = 1.00$  eV,  $T_e = 2.00$  eV et  $T_e = 3.00$  eV.

En effet, la masse des ions joue un rôle crucial dans l'influence du courant ionique et, par conséquent, de la charge de surface des grains de poussière. L'expression du courant ionique dans un plasma poussiéreux, donné par l'équation (3.1), montre clairement la dépendance à la masse des ions  $m_i$ . La masse des ions affecte le courant ionique par son influence sur la mobilité ionique et la fréquence de collision. Les ions plus lourds (Argon par exemple) ont une mobilité plus faible par rapport aux ions plus légers (hydrogène par exemple) en raison de leur inertie plus élevée. Par conséquent, le courant ionique transporté par des ions plus lourds est généralement inférieur à celui transporté par des ions plus légers. Cela signifie que lorsque la masse des ions augmente, le courant ionique diminue. Ce résultat est bien confirmé par les figures (3.2) – (3.4).

#### ***4.1.3. Implications pour la charge de surface des grains de poussière***

Le courant ionique contribue à la charge des grains de poussière dans un plasma. En examinant l'expression du courant ionique, on peut observer que la masse des ions ( $m_i$ ) apparaît dans le dénominateur sous le terme de la racine carrée  $I_i \propto (m_i)^{-0.5}$ . Lorsque la masse des ions augmente, le terme de la racine carrée diminue, ce qui entraîne une diminution du courant ionique global. Un courant ionique plus faible implique un transfert de charge réduit vers ou depuis le grain de poussière. Par conséquent, une augmentation de la masse des ions entraîne une diminution du courant ionique et, par conséquent, un taux de charge réduit des grains de poussière. Les ions plus lourds présentent des dynamiques de charge plus lentes par rapport aux ions plus légers dans un environnement de plasma poussiéreux.

Il est important de noter que l'effet de la masse des ions sur la charge de surface des grains de poussière est également influencé par d'autres facteurs tels que les densités ionique et électronique, la taille des grains de poussière etc. Ces facteurs déterminent collectivement le comportement global de charge des grains de poussière dans le plasma. La masse des ions affecte de manière significative le courant ionique et, par conséquent, influence la dynamique de charge des grains de poussière. Les ions plus lourds entraînent un courant ionique plus faible et des taux de charge plus lents sur la surface des grains de poussière par rapport aux ions plus légers.

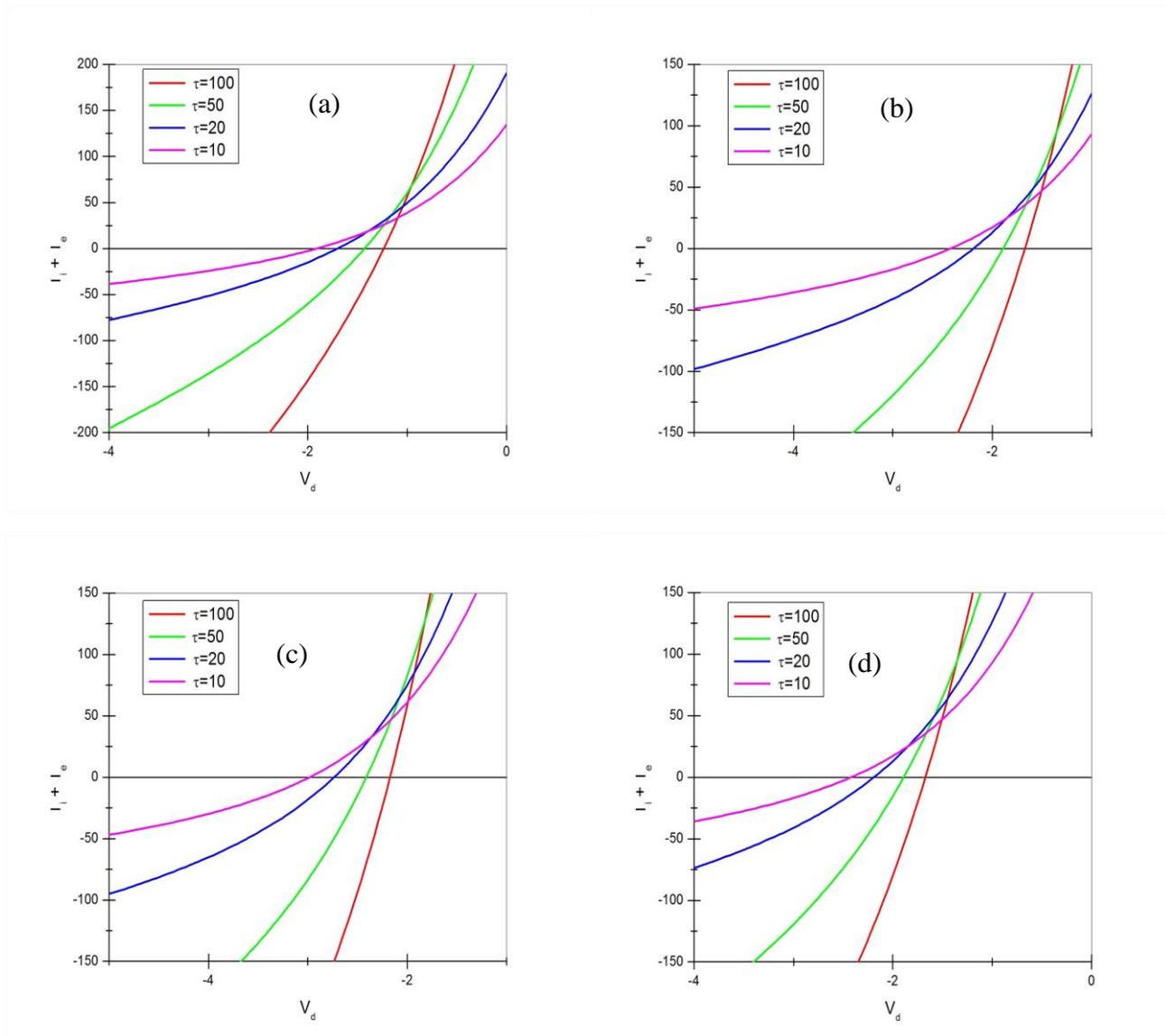
## 4.2. Potentiel flottant de grain de poussière

### 4.2.1. Effet de la température

La figure (3.5) illustre l'évolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , du courant total  $I = I_i + I_e$  pour différentes valeurs du rapport de température  $\tau = T_e/T_i$  dans un : a) plasma d'hydrogène, b) plasma d'hélium, c) plasma de Néon et c) plasma d'Argon. Les densités ionique et électronique sont fixées comme  $n_i/n_e = 1$ , le rayon des grains sphériques isolés est  $r_d = 4.7 \mu m$ . Le potentiel flottant représente la valeur du potentiel de la surface du grain à l'état d'équilibre c.à.d. lorsque le courant ionique neutralise le courant électronique. Ce dernier peut être soit calculer analytiquement en égalisant les équations (3.1) et (3.2), ou bien évaluer géométriquement en localisant les points d'interceptions des courbes de du courant  $I = I_i + I_e$  avec la droite  $I = y = 0$ . En observant l'expression du potentiel flottant pour un plasma d'hydrogène en fonction du rapport de température  $\tau = T_e/T_i$ , nous pouvons tirer les conclusions suivantes : Une augmentation du rapport de température  $\tau$  entraîne une diminution du potentiel flottant ( $V_{flot}$ ) du grain de poussière. Cela s'explique par le fait qu'une augmentation de la température électronique ( $T_e$  par rapport à la température ionique ( $T_i$ )) conduit à une augmentation du courant électronique ( $I_e$ ) par rapport au courant ionique ( $I_i$ ). Plus le rapport de température  $\tau$  est élevé, plus la différence entre les courants électronique et ionique est marquée.

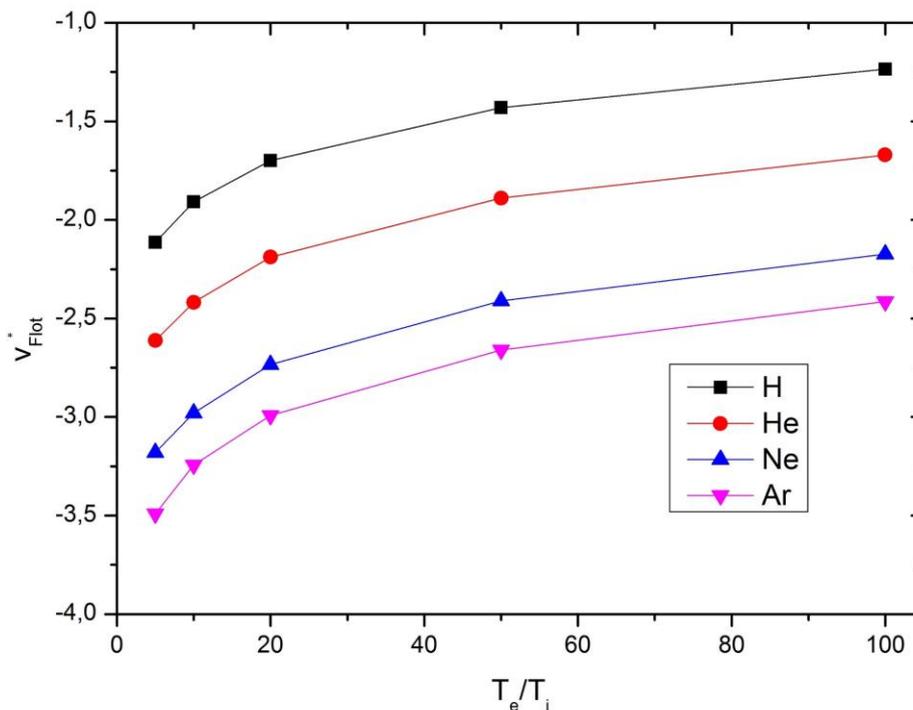
Il est important de noter que le potentiel flottant est toujours négatif, car la charge du grain de poussière est négative. Ainsi, le potentiel de surface du grain est maintenu à une valeur inférieure à celle du plasma environnant pour permettre l'équilibrage des courants et maintenir la charge négative du grain. L'effet de masse des ions dans un plasma poussiéreux n'affecte pas directement la valeur du potentiel flottant, mais il peut influencer le courant ionique et, par conséquent, le courant net qui détermine le potentiel flottant. Les ions plus légers, tels que l'hydrogène (voir figure (3.5.a)) et hélium (3.5.b)), peuvent avoir une vitesse thermique plus élevée et des collisions plus énergétiques avec les grains de poussières, ce qui peut conduire à un courant ionique plus élevé. Cela peut entraîner une plus grande contribution du courant ionique au courant net, ce qui renforce le potentiel flottant. D'autre part, les ions plus lourds, tels que l'argon (voir figure (3.5.d)), peuvent avoir une vitesse thermique plus basse et des collisions moins énergétiques avec les grains de poussières, ce qui peut entraîner un courant

ionique moins important. Cela peut réduire la contribution du courant ionique au courant net et affaiblir le potentiel flottant négatif.



**Figure (3.5)** Evolution, en fonction du potentiel de surface de grains  $V_d$ , du courant total  $I_i + I_e$  pour différentes valeurs du rapport de température  $\tau = T_e/T_i$  dans un : a) plasma d'Hydrogène, b) plasma d'Hélium, c) plasma de Néon et d) plasma d'Argon. Les densités ionique et électronique sont fixées comme  $n_i/n_e = 1$ , le rayons des grains sphériques isolées est  $r_d = 4.7 \mu m$ .

La figure (3.6) illustre la variation du potentiel flottant réduit  $V^* = e V_{flot}/k T_e$  en fonction du paramètre de température  $\tau = T_e/T_i$  pour différents gaz ionisés correspondant à l'hydrogène, l'hélium, le Néon et l'argon. L'analyse de cette figure montre que le potentiel flottant réduit est négatif dans tous les cas, ce qui signifie que le grain attire plus d'électrons que d'ions et devient chargé négativement. Cela s'explique par le fait que pour ces conditions thermodynamiques, les ions ne sont pas en mesure de neutraliser la charge négative sur le grain. Impliquant que la charge des grains est négative.



**Figure (3.6)** Variation, en fonction du rapport des températures  $\tau = T_e/T_i$ , du potentiel flottant réduit  $V_{Flot}^* = e V_{flot}/k T_e$  dans un plasma d'Hydrogène (H), un plasma d'Hélium (He), un plasma de Néon (Ne) et plasma d'Argon (Ar). Les densité ionique et électronique sont fixées comme  $n_i/n_e = 1$ , le rayons des grains sphériques isolées est  $r_d = 4.7 \mu m$ .

### 4.3. Charge surfacique des grains de poussières

Le comportement de la charge des grains en fonction du potentiel flottant est un aspect important dans l'étude des plasmas poussiéreux. Le modèle de la capacité [16] considère un grain de poussière comme un condensateur sphérique de rayon  $r_d$  et une capacité  $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$

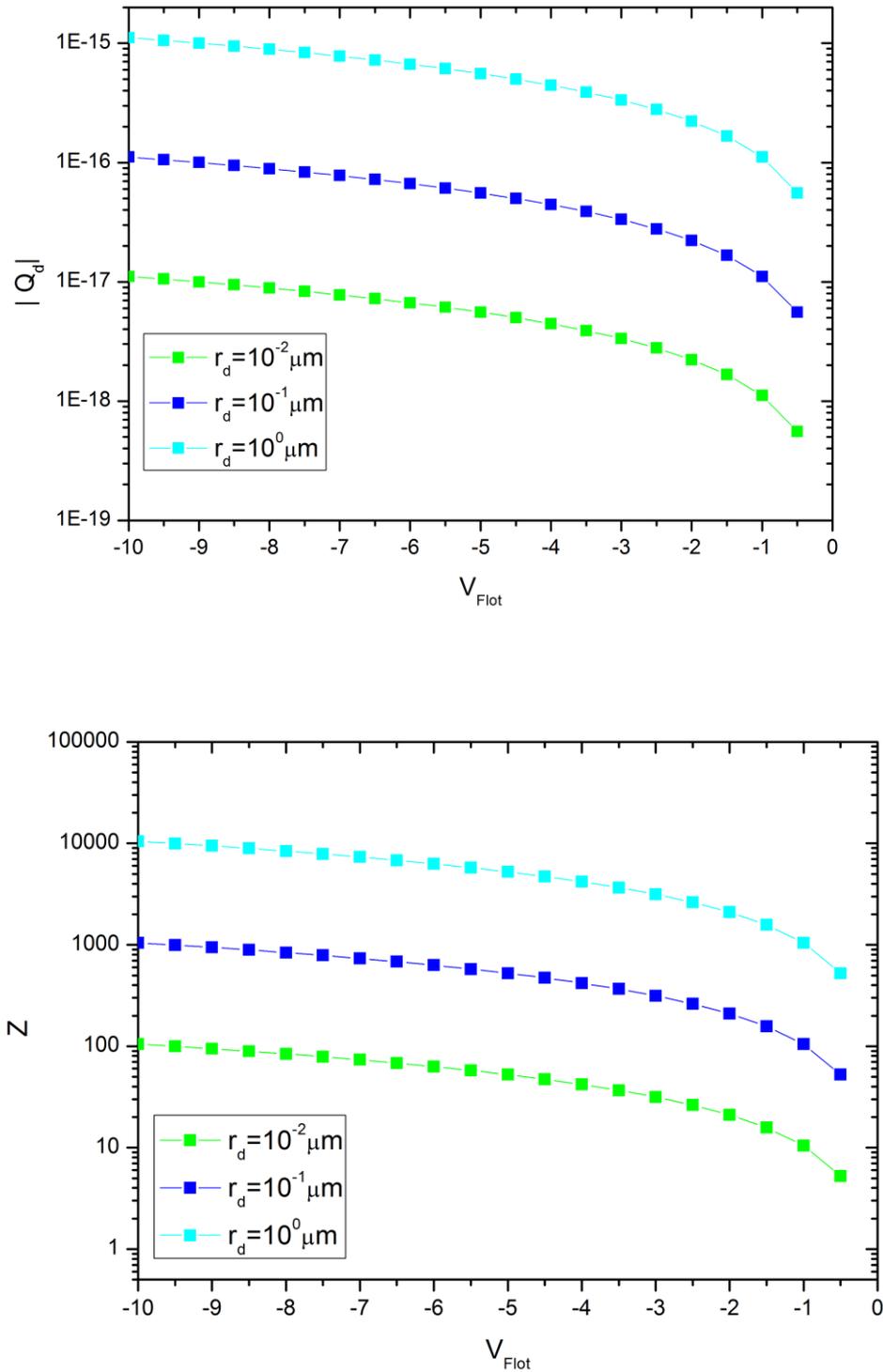
qui stocke la charge  $Q_d$ . La charge de surface  $Q_d$ , est calculée en terme du potentiel flottant comme suit :

$$Q_d = -Z_d e = C V_{\text{flot}} \quad , \quad (3.4)$$

où  $Z_d$  représente le nombre de charges élémentaires portées par la particule de poussière.

La figure (3.7) illustre la variation, en fonction du potentiel flottant, de la valeur absolue de la charge  $Q_d$  d'un grain de poussière de rayon de valeurs différentes  $r_d = 10^{-2} \mu m, 10^{-1} \mu m$  et  $1 \mu m$ , correspondants à :  $\tau = T_e/T_i = 100, n_e/n_i = 1$ . On constate que  $|Q_d|$  est importante et presque constante pour des potentiels suffisamment négatifs. Ceci est interprété par le flux important des électrons sur la surface de grain ; la charge des grains attire ensuite les ions positifs. Le courant d'électrons est alors réduit et le courant d'ions est renforcé, créant un courant total moins important. La charge des grains de taille importante de l'ordre de  $1 \mu m$ , peut atteindre plusieurs milliers de charge élémentaire. On constate qu'une particule de rayon  $1 \mu m$ , dont le potentiel flottant est de l'ordre  $V_d = -10 V$  peut porter sur sa surface 10495 de charge élémentaire. Pour des poussières de rayon  $r_d = 10^{-2} \mu m, 10^{-1} \mu m$ , la charge prend des valeurs considérables mais moins importantes que le premier cas. Le Nombre d'électron attachés à la surface du grain est illustré sur la figure (3.7.b). Comprendre la relation entre le potentiel flottant et la charge des particules de poussière est essentiel pour caractériser le comportement des plasmas poussiéreux et étudier des phénomènes tels que la lévitation des particules de poussières, la dynamique des nuages de poussière, etc.

Les plasmas de décharge à gaz sont maintenus par des champs électriques qui peuvent accélérer les ions à des vitesses de dérive  $u_i$  comparables ou supérieures à leur vitesse thermique  $v_i$ . Cette influence peut être prise en compte dans la fonction de distribution ionique. Fortov et al. [6] ont étudié le comportement de la charge des particules dans la région de la gaine au-dessus d'une électrode polarisée négativement dans un plasma de décharge. Les ions sont accélérés par le champ électrique présent dans la gaine et peuvent atteindre des vitesses plusieurs fois supérieures à leur vitesse thermique. Lorsque  $u_i \geq v_i$ , la charge était presque constante, puis augmentait avec  $u_i$ , atteignant un maximum à  $u_i \approx (2 - 3)c_s$  (où  $c_s = (kT_e/m_i)^{0.5}$  représente la vitesse ion-acoustique ou vitesse de Bohm), avant de diminuer. La charge des particules de poussière peut même atteindre des valeurs positives, s'approchant suffisamment de l'électrode, là où la plupart des électrons ne peuvent pas pénétrer. L'effet du flux ionique est particulièrement important dans le cas de la charge des engins spatiaux, car la vitesse de ces derniers dépasse généralement la vitesse thermique des ions [7,8].



**Figure (3.7)** Variation, en fonction du potentiel flottant, de : (a) la charge de surface  $Q_d$ , en valeur absolue d'un grain de poussière de rayon de valeurs différentes  $r_d = 10^{-2} \mu m$ ,  $10^{-1} \mu m$  et  $1 \mu m$ , correspondants à :  $\tau = T_e/T_i = 100$ ,  $n_e/n_i=1$ . (b) La valence  $Z_d = |Q_d|/e$

En fonction de la position de la particule de poussière dans la gaine au-dessus de l'électrode inférieure, il peut y avoir une réduction substantielle de la densité électronique, ce qui réduit l'ampleur de la charge (négative) des poussières, car seuls les électrons les plus énergétiques peuvent pénétrer profondément dans la gaine. Le champ électrique dirigé vers le bas présent dans la gaine de l'électrode inférieure crée une force ascendante sur les grains de poussière chargés négativement, équilibrant ainsi leur poids et leur permettant de se maintenir en lévitation au-dessus de l'électrode inférieure.

### Références

- [1]. Allen. J.E. (1992) *Physica Scripta* **45**,497.
- [2] Melzer. A, Trottenberg. T and Piel. A. (1994), *Phys. Lett. A*, **191**, 301
- [3] Sickafoose .A. A, Colwell J. E . Horanyi M and Robertson. S. (2002) *JOUR. GEOPHYS RES*, **107**, A11, 1408
- [4] Iris Pilch, L. Caillault, T. Minea, Ulf Helmersson, Alexey Tal, Igor Abrikosov, Peter Münger and Nils Brenning, Nanoparticle growth by collection of ions : (2016), *Journal of Physics D*,. **49**, 39, pp.395208.
- [5] Shafiq. M. (2006) Doctoral Thesis « Test Charge Response of a Dusty Plasma with Grain Size istribution and Charging Dynamics ». Stockholm.
- [6] Fortov VE, Ivlev AV, Khrapak SA, et al. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives. *Phys Rep*. 2005;421:1.
- [7] Melandsø F, Goree J. Polarized supersonic plasma flow simulation for charged bodies such as dust particles and spacecraft. *Phys Rev E*. 1995;53:5312.
- [8] Winske D, Jones ME. Particulate dynamics at the plasma-sheath boundary in DC glow discharges. *IEEE Trans Plasma Sci*. 1994;22:454. (This article presents numerical results of dust grain dynamics at the plasma-sheath boundary of a DC glow discharge, including the effect of finite spacing between grains on grain charging).

---

# Conclusion

---

## Conclusion et Perspectives

Ce mémoire de master a exploré en détail le phénomène d'attachement de charges sur les grains de poussière dans un plasma en utilisant le modèle d'Orbit Motion Limited (OML) et des simulations numériques.

Le système étudié était un plasma unidimensionnel entre deux électrodes, comprenant des électrons, des ions positifs, des neutres et des grains sphériques isolés. En utilisant le modèle OML, nous avons calculé les courants ionique ( $I_i$ ) et électronique ( $I_e$ ) en fonction du potentiel de surface du grain ( $V_d$ ) pour évaluer l'équilibre des courants et la charge d'équilibre des grains.

Les résultats obtenus ont révélé des variations significatives des courants ionique et électronique en fonction du potentiel de surface du grain dans un plasma. Nous avons observé que le courant ionique diminuait à mesure que le potentiel de surface du grain augmentait, tandis que le courant électronique augmentait de manière exponentielle. Ces variations dépendaient des températures électronique et ionique.

L'influence de la masse des ions sur l'intensité du courant ionique a également été étudiée. Les simulations ont montré une diminution significative du courant ionique lorsque la masse ionique augmentait dans un plasma d'argon par rapport à un plasma d'hydrogène, pour des conditions thermodynamiques similaires. Cette observation indique que la masse des ions joue un rôle important dans la dynamique de charge des grains de poussières.

D'autres paramètres tels que les densités d'électrons et d'ions, ainsi que les températures ionique et électronique, ont également été identifiés comme des facteurs influençant la charge de surface des grains de poussière.

Comme perspective, on compte développer des simulations numériques qui prennent en compte les interactions entre plusieurs grains de poussière dans le plasma de décharge, afin d'étudier les phénomènes de formation de structures des grains. Il sera intéressant d'examiner l'effet de la charge des grains de poussière sur leur dynamique dans la gaine électrostatique du plasma de décharge.

## Résumé

Parmi les conséquences de l'interaction plasma-paroi est la formation de poussières de taille mésoscopique dans les gaines électrostatiques (zone du plasma proche de la paroi). Les grains de poussières, traités comme des impuretés, se comportent comme des condensateurs qui récoltent des charges de leurs voisinages. La perte de particules (électrons, ions) du plasma par effet d'attachement sur la surface de la poussière est un sérieux problème car les caractéristiques du gaz ionisé peuvent être influencées. Le travail présenté dans ce manuscrit est une contribution à l'étude du comportement de la charge résiduelle des imputées (grains de poussières) dans les gaines électrostatiques d'un plasma de décharge électrique. La méthode utilisée, pour calculer la charge des grains, exploite le modèle du mouvement de l'orbite limité (OML)

**Mots clés :** Plasma de décharge électrique, poussière, condensateur, gaine électrostatique.

## Abstract

Among the consequences of the plasma-wall interaction is the formation of dust of mesoscopic size in the electrostatic sheaths (plasma zone close to the wall). The dust grains, treated as impurities, behave like capacitors that pick up charges from their surroundings. The loss of particles (electrons, ions) from the plasma by attachment effect on the dust surface is a serious problem because the characteristics of the ionized gas can be influenced. The work presented in this manuscript is a contribution to the study of the behavior of the residual charge of imputed particles (dust grains) in the electrostatic sheaths of an electric discharge plasma. The method used to calculate the grain charge exploits the limited orbital motion model (OML)

**Keywords:** Electrical discharge plasma, dust, capacitor, electrostatic sheath.

## ملخص

من بين نتائج تفاعل جدار البلازما هو تكوين غبار بحجم ميزوسكوبي في الأغمد الكهروستاتيكية (منطقة البلازما بالقرب من الجدار). تتصرف حبيبات الغبار، التي تُعامل على أنها شوائب، مثل المكثفات التي تلتقط الشحنات من محيطها. يعد فقدان الجسيمات (الإلكترونات والأيونات) من البلازما بسبب تأثير التعلق على سطح الغبار مشكلة خطيرة لأن خصائص الغاز المتأين يمكن أن تتأثر. العمل المقدم في هذه المخطوطة هو مساهمة في دراسة سلوك الشحنة المتبقية للجسيمات المنسوبة (حبيبات الغبار) في الأغمد الكهروستاتيكية لبلازما التفريغ الكهربائي. الطريقة المستخدمة لحساب شحنة الحبوب تستغل نموذج الحركة المدارية المحدودة (OML)

**الكلمات المفتاحية:** بلازما التفريغ الكهربائي، غبار، مكثف، غلاف إلكتروستاتيكي.