



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique
Université El-wancharissi de Tissemsilt



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences et de la Technologie

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en

Filière: **Electronique**

Spécialité: **Instrumentation**

Présenté par: **RENANE ALI**

Thème

Etude des caractéristiques d'une décharge électrique radiofréquence et leurs applications

Soutenu le,/ 09 /2021

Devant le Jury :

MARICH Mohamed	Président	M.C.B	Univ-Tissemsilt
HABEL Elhadj	Encadreur	M.C.B.	Univ-Tissemsilt
BERBARA Djilali	Examineur	M.C.B.	Univ-Tissemsilt

Année universitaire : 2020-2021

Dédicaces

*Je dédie ce travail ;
A mes très chers parents ;
A toute ma famille et mes amis ;
A tous ceux qui m'ont encouragé de près ou de loin.*

Remerciements

Nous remercions tout d'abord le grand Dieu pour l'achèvement de ce mémoire.

Il m'est agréable d'exprimer ma profonde gratitude à mon promoteur Mr HABEL ELHADJ qui m'a aidé et soutenu tout au long de mon travail, et qui n'a jamais manqué de m'orienter et de me conseiller pour la concrétisation de ce travail.

Mes remerciements les plus sincères aux membres de jury qui m'ont fait l'honneur d'avoir accepté d'examiner ce modeste travail.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus profonds à tous les membres de ma famille, pour leurs soutiens indéfectibles.

دراسة خصائص التفريغ الكهربائي للترددات الراديوية وتطبيقاتها

ملخص

يعرض هذا العمل الخصائص أو الخصائص الأساسية للتفريغ الكهربائي لنوع الترددات الراديوية. لقد كشفنا عن التطبيقات الصناعية المختلفة لبلازما التردد اللاسلكي التي تستخدم على نطاق واسع في الإلكترونيات الدقيقة وفي تصنيع الدوائر المتكاملة في هذه الدراسة, استخدمنا نموذجاً بسيطاً للسائل أحادي البعد يتكون من لحظتين أوليتين من معادلة بولتزمان (معادلات الاستمرارية ونقل الزخم) المقترنة بمعادلة بواسون. يتم تنفيذ حل هذه المعادلات من خلال مخطط التدفق الآسي. يتيح نموذجنا إمكانية الحصول على التوزيعات المكانية للمعلمات الأساسية للتفريغ في حالة وجود غاز موجب للكهرباء (الأرجون) في لحظات قليلة من دورة التردد الراديوي مثل الجهد والمجال الكهربائي وكثافة الإلكترون والأيونات.

كلمات مفتاحية

تفريغ الترددات الراديوية
نموذج السوائل
معادلة بولتزمان
غاز موجب للكهرباء

Etude des caractéristiques d'une décharge électrique radiofréquence et leurs applications

Résumé

Ce travail présente les caractéristiques ou les propriétés fondamentales des décharges électriques de type radiofréquence. Nous avons exposé les différentes applications industrielles des plasmas RF qui sont largement employés dans la microélectronique et dans la fabrication des circuits intégrés. Dans cette étude, nous avons utilisé un modèle fluide simple à une dimension qui est constitué de deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (équation de continuité et de transfert de quantité de mouvement) qui sont couplés à l'équation de Poisson. La résolution de ces équations est effectuée par le schéma de flux exponentiel. Notre modèle permet d'obtenir les distributions spatiales des paramètres fondamentales de la décharge dans le cas d'un gaz électropositif (Argon) à quelques instants du cycle RF comme le potentiel, le champ électrique, la densité électronique et ionique.

Mots clé

Décharge radiofréquence

Modèle fluide

Equation de Boltzmann

Gaz électropositif

Study of the characteristics of a radiofrequency electric discharge and their applications

Abstract

This work presents the characteristics or the fundamental properties of electric discharges of radiofrequency type. We have exposed the different industrial applications of RF plasmas which are widely used in microelectronics and in the manufacture of integrated circuits.

In this study, we used a simple one-dimensional fluid model which is made up of two first moments of the Boltzmann equation (continuity and momentum transfer equations) which are coupled to the Poisson equation.

Solving these equations is done by the exponential flow scheme.

Our model allows us to obtain the spatial distributions of the fundamental parameters of the discharge in the case of an electropositive gas (Argon) at a few instants of the RF cycle such as potential, electric field, electron and ion density.

Key words

Radiofrequency discharge

Fluid model

Boltzmann equation

Electropositive gas

Table des matières

Dédicace	
Remerciements	
Résumé	
Table des matières	
Liste des figures	
Liste des tableaux	
Introduction générale	1
 Chapitre I : Généralités et applications des décharges RF 	
I.1 INTRODUCTION	3
I.2 CONCEPTS FONDAMENTAUX DES PLASMAS FROID	3
I.2.1 Température électronique et ionique	3
I.2.2 Degré d'ionisation	4
I.2.3 Effets collectifs : longueurs de Debye et fréquence plasma	5
I.2.4 Libre parcours moyen	6
I.3 COLLISIONS DANS UN PLASMA FROIDS	6
I.4 DECHARGES ÉLECTRIQUES	7
I.4.1 Rappel sur les décharges DC	7
I.4.2 Décharges luminescentes DC	10
I.4.2.1 Types de décharges luminescentes	10
I.4.2.2 Différentes régions de la décharge luminescente normale	11
I.5 DECHARGES RF	12
I.5.1 Intérêt de l'excitation RF	12
I.5.2 Mécanismes de décharge RF	13
I.5.3 Couplage de l'excitation RF	14
I.6 APPLICATIONS DES PLASMAS RADIOFREQUENCE	16
I.6.1 Gravure Par Plasma Réactif	16
I.6.2 Dépôt De Films Mincees	17
I.6.3 Nettoyage Par Plasma Froid	17
I.6.4 Stérilisation Médicale	18
I.6.5 Traitement Des Polluants Gazeux	19
I.6.6 Soudage Par Plasma	21
I.7 Conclusion	21

Chapitre II : Modélisation Des Décharges RF

II.1 INTRODUCTION	23
II.2 MODELISATIONS DES PLASMAS DE DECHARGE ELECTRIQUE	23
II.2.1 MODELE PARTICULAIRE	27
II.2.2 MODELE FLUIDE	28
II.2.2.1 APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL	31
II.2.3. MODELE HYBRIDE	32
II.3 Conclusion	34

Chapitre III : Résultats et discussions

III.1 INTRODUCTION	37
III.2 FORMULATION DU MODELE	37
III.2.1 CONDITIONS AUX LIMITES	39
III.2.2 CONDITIONS INITIALES	39
III.3 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT EN 1D	39
III.4. RESULTATS ET DISCUSSIONS	43
III.4.1 VARIATIONS SPATIALE DU POTENTIEL ELECTRIQUE	45
III.4.2 VARIATIONS SPATIALE DU CHAMP ELECTRIQUE	46
III.4.3 VARIATIONS SPATIALE DES DENSITES ELECTRONIQUE ET IONIQUE	48
III.5. Conclusion	50
Conclusion générale	52
Références bibliographiques	54

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1	Dispositif de référence étudié par Townsend.	8
Figure I.2	Structure Tension de claquage en fonction du produit pression distance inter- électrode pour différents gaz.	8
Figure I.3	Schéma de la caractéristique courant - tension d'une décharge électrique.	9
Figure I.4	Représentation schématique des différentes régions d'une décharge luminescente normales.	11
Figure I.5	Schéma de principe du phénomène de charge d'une électrode isolante lors d'une décharge DC.	13
Figure I.6	Schémas simplifiés des décharges à couplage capacitif (A) et à couplage inductif (B).	14
Figure I.7	Post-décharge à basse pression - Réacteur de LAPLACE (Toulouse).	18

Chapitre II

Figure II.1	Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al.	34
--------------------	---	----

Chapitre III

Figure III.1	Distribution spatiale du potentiel électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF	45
Figure III.2	Distribution spatiale du potentiel électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF	46
Figure III.3	Distribution spatiale du champ électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF	47
Figure III.4	Distribution spatiale du champ électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF	47
Figure III.5	Distribution spatiale de la densité électronique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF	49
Figure III.6	Distribution spatiale de la densité électronique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF	49
Figure III.7	Distribution spatiale de la densité ionique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% et 75% du cycle RF	50

Liste des tableaux

Chapitre II

Tableau II.1	Nature des équations décrivant le transport des particules chargées en fonction de la nature des collisions entre particules	25
---------------------	--	----

Chapitre III

Tableau III.1	Conditions de fonctionnement pour les deux cas de décharges radiofréquence	44
Tableau III.2	paramètres de transport des particules chargés.	44

Introduction Générale

Introduction générale

La physique des décharges et des plasmas connaît actuellement un essor considérable car des applications industrielles, de plus en plus nombreuses, font appel aux technologies plasma. Citons pour exemple: le traitement de surfaces, le dépôt de couches minces, la micro gravure, les panneaux de visualisation à plasma ou bien encore les lasers à gaz ou les disjoncteurs. Ces quelques exemples montrent à quel point la technologie plasma est devenue courante dans différents secteurs industriels.

L'étude des plasmas a nécessité des efforts importants dans le domaine de la simulation numérique et bénéficie de la puissance actuelle des moyens de calculs et du développement de méthodes numériques de plus en plus performantes. L'objectif principal de ces études numériques est de proposer des méthodes numériques robustes, précises et les moins coûteux possibles pour simuler les phénomènes mis en jeu en différentes géométries. Par ailleurs, la modélisation et la simulation numérique, compléments indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une part importante dans l'étude des plasmas [13]. Elles permettent d'approcher le problème posé par une étude paramétrique qui donne la possibilité de faire varier des données pour comprendre les phénomènes dans des conditions nouvelles, et de trouver des conditions optimales de fonctionnement du procédé plasma. Grâce à leur caractère de reproductibilité, les simulations peuvent permettre par exemple, de vérifier une théorie à un coût moins important que l'expérience, mais aussi de compléter, voire de guider, des études expérimentales.

Ce travail est divisé en trois chapitres, dans le premier chapitre est présenté des généralités et notions de base sur les plasmas et les décharges électriques de type radiofréquence. Par la suite, nous allons présenter les principales applications des plasmas radiofréquence.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des différents modèles physiques permettant de décrire l'évolution des caractéristiques de la décharge luminescente radiofréquence au vu des conditions de fonctionnement de celui-ci. Cette description peut se faire soit de manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on parle alors de modèles fluides, soit de manière microscopique et on parle alors de modèles particulaires. Le modèle hybride dans lequel les deux approches microscopique et macroscopique sont combinées pour décrire le comportement du plasma est aussi présenté.

Dans le chapitre trois, nous allons présenter la structure du modèle utilisé et les distributions monodimensionnelles de certaines caractéristiques de la décharge, il s'agit du potentiel électrique, du champ électrique, des densités électrique et ionique des particules chargées.

Enfin, la conclusion générale reprend l'ensemble des résultats importants.

Chapitre I

Généralités et applications des décharges RF.

I.1. INTRODUCTION

L'état plasma est généralement défini comme étant le quatrième état de la matière. Les étoiles et la plupart de la matière interstellaire sont des plasmas. Il constitue de ce fait plus de 99% de la matière visible de l'univers. Ce concept a été introduit pour la première fois par le physicien-chimiste Irving Langmuir en 1928 pour désigner la « colonne positive » de certaines décharges électriques dans un milieu gazeux, et ceci par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement [1][2]. Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, d'électrons et d'ions positifs et négatifs, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre [3]. Cette définition a été étendue pour désigner tout milieu (gazeux en général) partiellement ou totalement ionisé, globalement quasi-neutre et qui consiste en un nombre égal de charges positives et négatives et de différents atomes et/ou molécules non ionisés.

La physique des plasmas est un domaine multidisciplinaire ; physique atomique, phénomènes de transport, électromagnétisme, matériaux, etc., et de ce fait leur étude théorique est assez complexe. Les plasmas de décharge sont aussi multi applications. C'est ainsi qu'ils sont utilisés dans les domaines des hautes technologies telles que les nanotechnologies (industrie de la microélectronique), l'exploration spatiale (propulsion ionique), les programmes de recherche sur la fusion thermonucléaire : la fusion inertielle et la fusion par confinement magnétique, et dans les dépôts de couches minces ou de traitement de surfaces.

I.2. CONCEPTS FONDAMENTAUX DES PLASMAS FROID

I.2.1. Température électronique et ionique

Un plasma froid est un système hors équilibre thermodynamique ; les énergies des électrons, des ions et des molécules neutres sont différentes. La faible inertie des électrons, la masse de l'électron est de l'ordre de 2000 fois plus faible que celle des ions, fait qu'ils sont plus « réactifs » et récupèrent de ce fait la plus grande partie de l'énergie déposée par le champ d'excitation extérieur [2]. C'est pour cette raison qu'il n'existe pas de température thermodynamique pour le plasma comme on peut la définir pour un gaz neutre. Cependant, la valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit une loi de distribution statistique qui peut être de type Maxwell-Boltzmann et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation [4]:

$$E_C = \left(\frac{1}{2}\right) mV^2 = \left(\frac{3}{2}\right) K_B T \quad (\text{I.1})$$

Où E_C est l'énergie cinétique, m la masse de la particule, V la vitesse moyenne, T la température en kelvin et K_B la constante de Boltzmann.

On définit ainsi trois températures :

T_e : pour les électrons ;

T_i : pour les ions ;

T_n : pour les espèces neutres.

Ces températures représentent uniquement l'état d'agitation des particules et sont exprimées en électron volt (eV).

Dans le cas des plasmas à l'équilibre thermodynamique, on peut définir une seule température T qui est aussi égale à la température physique du milieu :

$$T_e = T_L = T_i = T \quad (\text{I.2})$$

T_L désigne la température des espèces lourdes (ions et neutre). Les ions sont dans ce cas chauds et réactifs.

Dans le cas des plasmas hors-équilibre thermodynamiques, la température électronique et la température des espèces lourdes diffèrent ($T_L \neq T_i$). Les masses des ions et des neutres étant proches, leurs températures sont voisines et sont de l'ordre de la température ambiante. Par contre la température électronique est beaucoup plus élevée ($T_e \gg T_i \approx T_L \approx T_g$), les ions sont considérés comme « froids » et non réactifs.

La température électronique est de l'ordre de 1 à 10 eV alors que la température des ions et des neutres reste aux alentours de 0.025 à 0.05eV [5].

Les principales caractéristiques des plasmas froids sont les suivantes : (i) ils sont entretenus électriquement ; (ii) les collisions des particules chargées avec les molécules neutres du gaz sont importantes ; (iii) ils sont spatialement limités et les pertes aux surfaces sont importantes; (iv) l'ionisation des neutres maintient le plasma dans un état d'équilibre ; et (v) les électrons ne sont pas en équilibre thermique avec les ions [6].

I.2.2. Degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est un paramètre qui relie les densités électronique (n_e), ionique (n_i) et des neutres (n_n) par la relation :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_n + n_e} \quad (\text{I.3})$$

Cette notion est très importante car elle permet de distinguer les plasmas froids des autres types de plasma. Quand la valeur de α est inférieure à 10^{-4} alors on est en présence de plasmas faiblement ionisés ou encore plasmas froids, régis par les processus réactifs. Si la valeur de α est très supérieure à 10^{-4} on parle de plasma fortement ionisé ou plasma chaud. Le transport électronique est fortement conditionné par les collisions coulombiennes à longue portée et le plasma est dominé par les processus radiatifs. Ces plasmas on peut les trouver par exemple au cœur des étoiles où se produisent des réactions de fusions nucléaires.

I.2.3. Effets collectifs : longueurs de Debye et fréquence plasma

La neutralité électrique n'est qu'une propriété macroscopique du plasma puisque, considérée individuellement, une charge se trouve entourée d'un certain nombre de charge de signe opposé. En réalité, par un phénomène semblable à celui observé dans les électrolytes, le potentiel de la charge est écranté sur une distance dite longueur de Debye (λ_D), définie par la relation [7] :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2} \right)^{1/2} \quad (I.4)$$

En remplaçant la permittivité électrique du vide (ε_0) et la charge électrique élémentaire (q) par leurs valeurs, on aboutit aux formules pratiques suivantes :

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e(K)}{n_e}} = 743 \sqrt{\frac{T_e(eV)}{n_e}} \quad (I.5)$$

λ_D est exprimée en cm et n_e en cm^{-3}

La neutralité électrique n'existe donc qu'à une échelle d'observation supérieure à λ_D . Tout gaz ionisé dont la dimension L (la plus petite dimension de l'enceinte qui le contient) satisfait l'inégalité $L \gg \lambda_D$ est dominé par les effets collectifs qui masquent les comportements individuels. Ce comportement collectif se manifeste en particulier lorsque l'on écarte le plasma de l'équilibre électrostatique.

Supposons, par exemple, que l'on sépare, sur une distance δ_x , deux tranches d'électrons et d'ions, initialement superposées. La charge superficielle qui en résulte sur les faces opposées crée une force de rappel pendulaire, entraînant une oscillation sinusoïdale de pulsation [7] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e q^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (I.6)$$

ω_{pe} est dite pulsation plasma électronique, à laquelle est associée la fréquence $f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$, donnée par la formule pratique [7] :

$$f_{pe} = 9000 \sqrt{n_e} \quad (I.7)$$

où f_{pe} est donnée en Hz et n_e en cm^{-3} .

Dans certaines conditions, les ions effectuent aussi de très oscillations [1] avec une pulsation ω_{pi} appelée pulsation plasma ionique :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_i q^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} = \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (\text{I.8})$$

I.2.4. Libre parcours moyen

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen (λ), qui correspond à la distance parcourue entre deux collisions successives, est donné par la relation [6, 8]:

$$\lambda = \frac{1}{n_g \cdot \sigma} \quad (\text{I.9})$$

où n_g est la densité du gaz et $\sigma = \pi \cdot r^2$ est la section efficace, où r désigne le rayon de l'atome cible.

La fréquence de collision (ν) entre l'électron et les atomes cibles est donnée par :

$$\nu = \frac{V_{th}}{\lambda} = \sigma \cdot n_g \cdot \left(\frac{2k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

$V_{th} = \left(\frac{2k_B T}{m_e} \right)^{1/2}$ représente la vitesse thermique des électrons.

I.3. COLLISIONS DANS UN PLASMA FROIDS

Les collisions entre les électrons et les particules neutres du milieu sont les phénomènes précurseurs de création d'ion et/ou de radicaux qui jouent un rôle primordial dans les applications industrielles (gravure, dépôt, émission lumineuse,...) [5]. Les processus collisionnels peuvent se décomposer en deux groupes [5]: les collisions primaires entre les électrons et les particules neutres du gaz et les collisions secondaires qui font intervenir les produits formés dans le premier groupe. Les collisions entre une molécule (AB) d'un gaz donné et un électron peuvent être élastiques ou inélastiques. Dans le premier cas il y'a uniquement transfert d'énergie cinétique. Dans le second cas, une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne (l'énergie cinétique totale n'est plus conservée). Ce sont des processus qui ont un seuil d'énergie d'excitation dont l'ordre de grandeur dépend non seulement de la cible mais surtout des processus considérés : les niveaux rotationnels présentent un seuil inférieur à 10 meV et sont de ce fait plus facilement excités, pour les processus vibrationnels, ce seuil varie (en fonction des molécules considérées) entre 0.1 et 0.5 eV. Notons que l'attachement requière moins d'énergie que l'ionisation.

Dans un plasma froid, les processus les plus importants sont les collisions inélastiques entre les molécules neutres et les électrons. On peut les décrire comme suit [8] :

✓ **Ionisation de la molécule AB**

Ionisation simple : $AB + e^- \rightarrow AB^+ + 2e^-$

Ionisation dissociative : $AB + e^- \rightarrow A^+ + B + 2e^-$ ou encore $AB + e^- \rightarrow A^+ + B^- + e^-$

✓ **Attachement des électrons sur la molécule AB**

Attachement simple : $AB + e^- \rightarrow AB^-$

Attachement dissociatif : $AB + e^- \rightarrow A + B^-$

✓ **Excitation de la molécule AB**

Différents modes d'excitation sont possibles (rotation, vibration...) : $AB + e^- \rightarrow AB^* + e^-$ (AB^* désigne une molécule dans un état excité)

✓ **Dissociation en neutres de la molécule AB**

Formation de radicaux : $AB + e^- \rightarrow A^* + B + e^-$

A cette liste, il faut ajouter les processus de recombinaison électrons-ion ou ion-ion, de détachement, de relaxation. Il est utile de rappeler que la relaxation d'états excités s'accompagne souvent d'émission de photons, d'où la luminosité de certaines décharges.

Les probabilités des divers types de collisions électrons-molécules sont fonctions de l'énergie des électrons. Elles ont été déterminées expérimentalement pour un certain nombre de gaz. Elles sont traduites en termes de sections efficaces d'ionisation, de dissociation, d'attachement, etc.

I.4. DECHARGES ÉLECTRIQUES

Avant d'aborder la description des décharges radiofréquences, il nous a paru utile de faire la distinction entre les sources d'excitation dites «basse densité» et celles dites «haute densité». Celles permettant de produire des plasmas dont les densités électroniques sont supérieures à 10^{10} cm^{-3} sont appelées hautes densité et les autres sont appelées basse densité. Les décharges DC (courant continu) et RF à couplage capacitif sont généralement des sources basses densités.

I.4.1. Rappel sur les décharges DC

La décharge électrique est un phénomène qui se produit lors du passage d'un courant électronique dans un gaz. Les premières études sur les mécanismes d'initiation de décharge ont été menées par Townsend au début des années 1930 [9]. Le dispositif étudié est représenté schématiquement sur la figure I.1. Il est composé de deux électrodes métalliques planes

soumises à une tension continue V et séparées par une distance d . Le dispositif est placé dans une enceinte fermée, contenant un gaz dont la pression P est de l'ordre du torr.

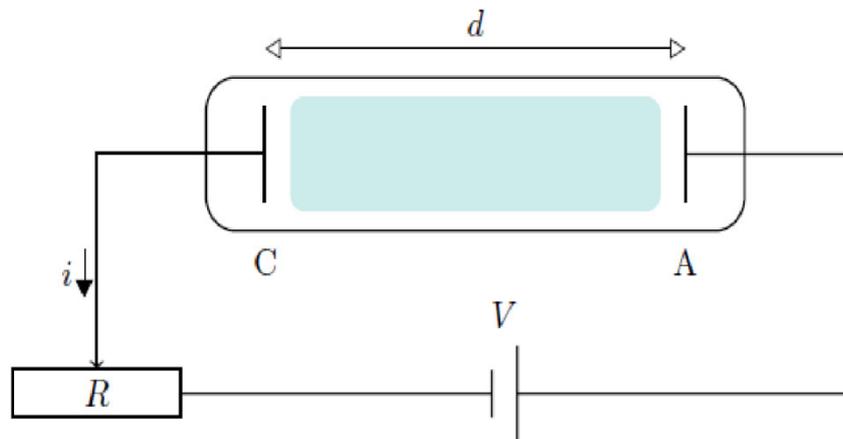


Figure I.1 : Dispositif de référence étudié par Townsend [9].

Les gaz étant de bons isolants, aucun courant ne les traverse. Mais si la tension dépasse une valeur critique V_d dite tension disruptive ou tension de claquage, il y a claquage : on mesure brutalement une intensité dans le circuit et on observe par la suite une émission lumineuse. La valeur de la tension disruptive est donnée par les courbes de Paschen (1916) [10], représentées sur la figure I.2 et qui sont fonction du produit de l'épaisseur d par la pression P et dépendent également de la composition du gaz. On remarque que la tension de claquage présente un minimum pour une certaine valeur du produit pd .

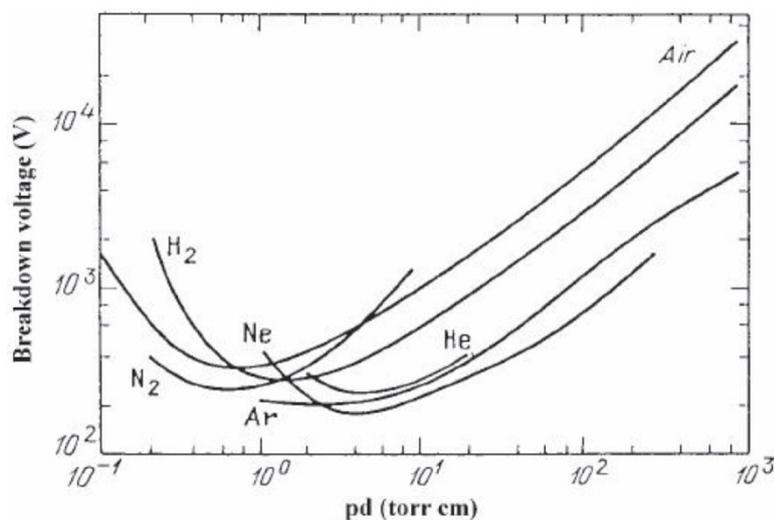


Figure I.2 : Tension de claquage en fonction du produit pression distance inter-électrode pour différents gaz (courbes de Paschen) dans le cas de deux électrodes planes parallèles [10].

Une fois la décharge amorcée, différents régimes sont observés en fonction du potentiel V appliqué. On peut représenter la caractéristique typique courant - tension par le schéma de la figure I.3.

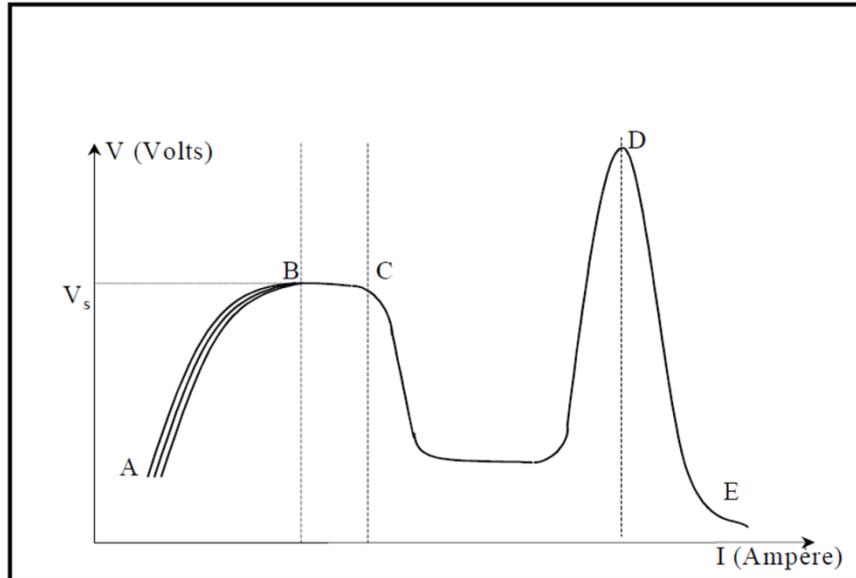


Figure I.3 : Schéma de la caractéristique courant - tension d'une décharge électrique [11].

La figure I.3 donne un aperçu sur les différents types de décharges apparaissant lorsque l'on fait varier la tension (V).

Le gaz est initialement isolant. Puis, si on commence par appliquer une tension faible, un courant apparaît, dû au déplacement des électrons germes déjà présents dans le gaz en raison de l'ionisation produite par des agents extérieurs (rayonnement UV par exemple).

Si le processus extérieur d'émission d'électrons s'arrête (arrêt de l'éclairement par exemple), la décharge cesse et ne s'entretient pas par elle-même, c'est donc une décharge non autoentretenu ou décharge non autonome (région AB). En revanche, pour un courant plus important, les ions formés par ionisation arrivant à la cathode peuvent extraire d'autres électrons par processus d'émission secondaire. La décharge devient autonome et le courant n'est plus limité que par le circuit extérieur. On parle alors d'une décharge de Townsend ou décharge sombre (région BC). Dans tout le domaine ABC, la charge d'espace est négligeable (l'intensité du courant électrique est faible) et la distribution du champ électrique ne dépend que de la géométrie des électrodes et de la tension appliquée. Puis, si l'on augmente davantage le courant, on atteint la zone des décharges lumineuses (région CD). Le tube devient assez lumineux et le potentiel V décroît.

La luminosité n'est pas homogène (apparition de régions lumineuses et sombres), le champ électrique n'est plus uniforme et les effets de charge d'espace deviennent importants.

Enfin, lorsque le courant est suffisamment important, la tension recommence à décroître, on atteint le régime d'arc électrique (région DE). Les électrons qui étaient émis jusqu'ici à la cathode sous l'effet du bombardement ionique, le deviennent par effet thermoélectronique. Le gaz est maintenant complètement conducteur.

Il est à noter que cette théorie est seulement adaptée pour décrire les décharges à faible produit $P \times d$, la théorie de Townsend n'est cependant plus valable pour décrire les décharges à haute pression [11]. En effet, lorsque le produit $P \times d$ dépasse un certain seuil de l'ordre de 300-500 torr.cm selon le gaz considéré les propriétés de la décharge sont profondément modifiées. Les modifications portent essentiellement sur le régime de Townsend et sur la décharge luminescente, tandis que les arcs à haute pression ne diffèrent pas essentiellement des arcs à basse pression. Pour l'étude de ce type de décharge on peut se référer aux ouvrages cités dans les références [11 - 12].

Le domaine de travail pour les procédés de dépôt par plasma froid est celui des décharges luminescentes (région CD) basse pression.

I.4.2. Décharges luminescentes DC

I.4.2.1. Types de décharges luminescentes

On distingue généralement trois types de décharges luminescentes [12] :

➤ **décharge luminescente subnormale :**

Après la zone de la décharge de Townsend, si le courant de la décharge augmente, le potentiel décroît d'abord rapidement puis lentement jusqu'à atteindre une valeur constante : c'est le régime subnormal. Le courant est faible et la décharge n'occupe qu'une partie de la cathode.

➤ **décharge luminescente normale :**

Dans ce régime, le potentiel de la décharge reste constant même si le courant devient plus important, cette propriété a été utilisée pour produire des sources de tension constante.

➤ **décharge luminescente anormale :**

Elle apparaît lorsque le courant i est supérieur à jS ($i > jS$), où S est l'aire totale de la cathode. Le courant et le potentiel augmentent ensemble. La décharge s'établit sur n'importe quelle surface autour de la cathode (Supports, câbles métalliques, etc.).

I.4.2.2. Différentes régions de la décharge lumineuse normale

La décharge lumineuse se différencie facilement de la décharge de Townsend car l'espace inter-électrodes est divisé en une série de régions lumineuses et sombres. Celles-ci sont caractérisées par des propriétés électriques qui leur sont propres.

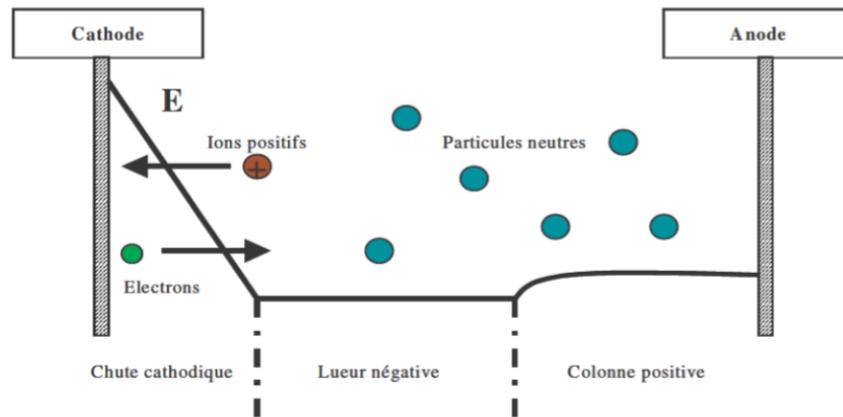


Figure I.4 : Représentation schématique des différentes régions d'une décharge lumineuse normale [13].

La figure I.4 représente les différentes régions existant dans le cas de deux électrodes planes et parallèles placées dans un tube cylindrique rempli de gaz à une pression comprise entre quelques milliers de torr jusqu'à quelques torr. Les principales régions sont [13]:

➤ **Région sombre de chute cathodique ou gaine :**

Une zone de charge d'espace positive située entre le plasma et les électrodes crée un champ électrique intense qui agit sur les particules chargées : les électrons sont accélérés vers le plasma alors que les ions sont accélérés vers les parois. Les électrons gagnent de l'énergie dans la chute cathodique, pour ioniser et exciter les particules neutres du gaz.

➤ **Région de la lueur négative :**

Dans cette zone le champ électrique est faible et les électrons ne peuvent plus gagner d'énergie. L'énergie accumulée est déposée sous forme d'excitation et d'ionisation des neutres du gaz. Un grand nombre d'atomes se désexcite en émettant des photons qui sont à l'origine de la forte luminosité de cette région. C'est la partie la plus lumineuse de la décharge

➤ **Région de la colonne positive :**

Pour une pression P constante et une distance inter-électrodes suffisamment élevée, la colonne positive peut apparaître. Dans cette région le champ électrique augmente localement permettant aux électrons d'ioniser le gaz et ainsi compenser les pertes des espèces chargées par recombinaison, attachement et diffusion aux parois.

L'importance relative des différentes zones qui viennent d'être présentées dépend de la nature du gaz, de la distance inter-électrodes, de la pression et du potentiel appliqué aux électrodes. Il est important de mentionner que seules la lueur négative et la colonne positive sont des zones neutres et constituent de ce fait un plasma. Elles diffèrent cependant par le mode d'accélération des électrons causant l'ionisation. Dans le cas de la lueur négative, les électrons gagnent leur énergie à l'extérieur (*i.e.* dans la gaine cathodique), tandis que dans le cas de la colonne positive c'est le champ électrique qui confère leur énergie aux électrons.

Par ailleurs, dans le cas où l'on souhaite déposer un matériau isolant et ce en appliquant une décharge luminescente continue (DC), l'écoulement des charges à travers les électrodes n'est plus possible dès que celles-ci commencent à être recouvertes. Pour éviter l'extinction de la décharge, on applique un signal d'excitation radiofréquence dont la demi-période est inférieure au temps de charge de l'isolant. Les charges accumulées durant la première demi-période seront alors neutralisées au cours de la seconde demi-période. Ce type de décharge s'appelle : *décharges radiofréquences*. Elles sont largement utilisées dans les procédés d'élaboration de couches minces.

I.5. DECHARGES RF

Les décharges luminescentes radiofréquences (RF) sont des décharges fonctionnant avec une excitation dont la plage de fréquence varie de quelques dizaines de kHz à quelques MHz [19]. Elles sont largement utilisées dans les procédés d'élaboration de couches minces (PECVD) [8]. Dans la gamme radiofréquence, on utilise généralement la valeur de 13.56 MHz comme fréquence d'excitation. Celle-ci n'est pas un chiffre magique ; il représente seulement une valeur qui a été imposée par la réglementation internationale des télécommunications avec laquelle on peut émettre une certaine quantité d'énergie sans interférer avec les signaux de télécommunications.

I.5.1. Intérêt de l'excitation RF

Comme mentionné précédemment, l'intérêt majeur de l'excitation RF est de pouvoir déposer des matériaux isolants contrairement à l'excitation DC. Comment cela est possible ? C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

Pour illustrer cela, considérons la figure I.5(a) : un potentiel DC est appliqué entre deux électrodes dont l'une est recouverte par une matière isolante. Le circuit est équivalent au schéma électrique présenté en figure I.5(b). L'évolution au cours du temps de la différence de potentiel V aux bornes de l'isolant est représentée sur la figure I.5(c). A l'instant $t = 0$ nous

avons $V = -V_s$. Si la tension V_s est suffisante, la décharge s'amorce, puis progressivement la différence de potentiel aux bornes de l'isolant chute et s'annule ($V=0$) et la décharge s'éteint.

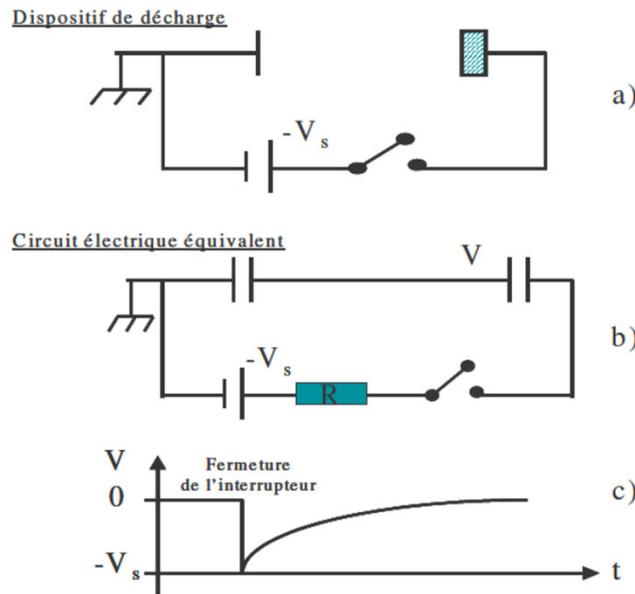


Figure I.5 : Schéma de principe du phénomène de charge d'une électrode isolante lors d'une décharge DC [13].

L'application d'un potentiel DC à une électrode recouverte d'un matériau non-conducteur est équivalente au phénomène classique de charge d'un condensateur. La différence de potentiel s'annule car les électrons présents à la surface de l'isolant sont neutralisés par les ions du plasma et ne sont pas renouvelés : le courant DC ne pouvant plus circuler la décharge s'éteint. Pour une valeur de tension appliquée V_s de 1000 V, un courant I de 1 mA et une capacité C de 1 pF, le temps de charge est d'environ : $t = \frac{Q}{I} = \frac{V_s}{I} \approx 10^{-6} s$, avec Q la quantité de charge accumulée pendant le temps t .

Dans le cadre de cet exemple, une excitation alternative de fréquence $f \geq 1 MHz$ est suffisante pour empêcher l'accumulation de charges superficielles et entretenir une décharge sur l'échantillon isolant. Périodiquement chacune des électrodes devient une cathode puis une anode et les charges positives déposées durant la partie cathodique du cycle sont neutralisées par un flux d'électrons durant la partie anodique du cycle.

I.5.2. Mécanismes de décharge RF

Quand la fréquence est basse, la décharge RF ressemble à une décharge fonctionnant en régime continu (DC) avec un changement périodique du rôle des électrodes à chaque moitié du cycle RF. En effet, l'émission secondaire joue un rôle non négligeable pour l'entretien du

plasma dans cette gamme de fréquences. On parle de décharge fonctionnant en régime gamma (γ). Cependant, quand la fréquence de la décharge augmente et atteint des valeurs de quelques MHz, les ions ne peuvent plus suivre le mouvement du champ électrique. Seuls les électrons, ayant une mobilité très grande à cause de leur masse, sont capables de suivre les oscillations du champ électrique. L'énergie gagnée par les électrons dans le champ électrique sera dissipée localement par ionisation et excitation. Les électrons du plasma sont dans ce cas les responsables de l'entretien de la décharge. Les électrons issus de l'émission secondaire par impact ionique sur les parois n'ont plus d'importance capitale. On parle de régime (α) [13,14].

I.5.3. Couplage de l'excitation RF

Il existe plusieurs modes de couplage de l'énergie au gaz (capacitif, inductif, hélicon, résonance cyclotronique électronique, magnétron, cavité résonnante...). En ce qui concerne les décharges RF nous distinguons deux façons fondamentales et surtout classiques qui sont : (A) le couplage inductif (ICP) et (B) le couplage capacitif (CCP) (voir la figure I.6).

Pour la fabrication des microprocesseurs, l'industrie microélectronique utilise massivement les décharges inductives et capacitives double fréquences (DFC) [15]. L'industrie des écrans plats et des panneaux photovoltaïques quant à elle, utilise principalement les réacteurs capacitifs qui permettent d'obtenir des procédés uniformes sur des surfaces importantes [16]. Les décharges RF à couplage capacitif sont généralement utilisées dans des applications basse pression et les densités électroniques produites, typiquement autour $10^{15} - 10^{16} m^{-3}$ [15], sont plus faibles comparées à celles produites par les ICP et qui sont de l'ordre de $10^{16} - 10^{18} m^{-3}$ [15].

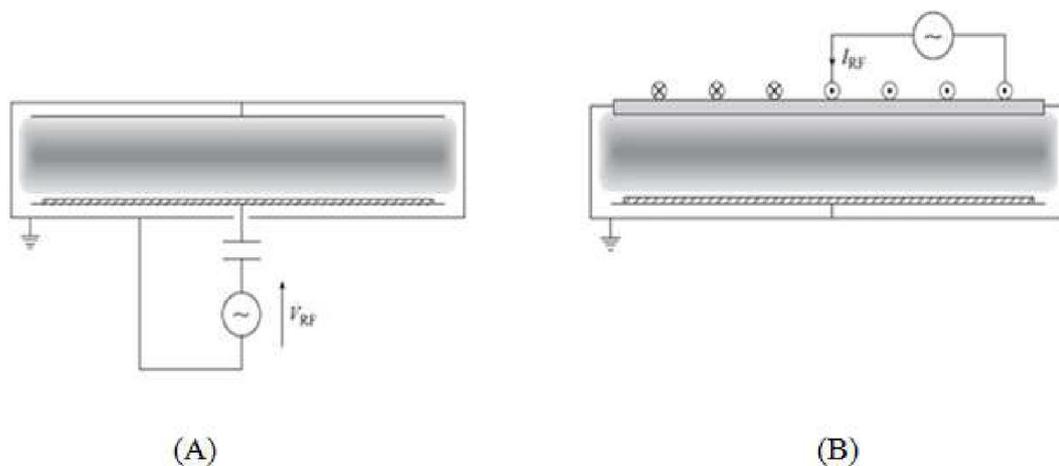


Figure I.6 : Schémas simplifiés des décharges à couplage capacitif (A) et à couplage inductif (B).

Le schéma B de la figure I.6, présente le principe du réacteur à couplage inductif, la puissance est transmise aux électrons de la décharge à travers une électrode diélectrique à partir d'un champ électromagnétique RF induit. La circulation d'un courant RF dans plusieurs enroulements conducteurs génère un champ magnétique alternatif. La force de Lorentz oblige les électrons à décrire des trajectoires hélicoïdales autour des lignes de champ magnétique perpendiculaires aux plans des enroulements : le champ électrique et la densité de courant sont azimutaux. Dans ce type de configuration à couplage électrique indirect, les gaines de champ électrique sont fines et l'énergie des ions est peu élevée. Quant au schéma A de la même figure, il représente le principe du réacteur à couplage capacitif qui fut développé dans les années 1970 et historiquement, il était le premier réacteur RF industriel capable de fonctionner même avec des électrodes non-conductrices [15].

Son principe est relativement simple, il consiste en un jeu de deux électrodes planes et parallèles séparées d'une distance de quelques centimètres. Un gaz neutre de faible pression remplit l'espace inter-électrodes. L'une des électrodes est alimentée par un générateur de tension RF (généralement $f = 13,56$ MHz), alors que l'autre est reliée à la masse électrique. Les électrons ayant une fréquence plasma beaucoup plus élevée que celle des ions, sont préférentiellement chauffés dans le champ électrique. L'ionisation des particules neutres par impact électronique est le processus prédominant de création d'espèces chargées (ions, électrons). Les particules chargées créées disparaissent principalement par diffusion et/ou recombinaison aux parois du réacteur. La mobilité des électrons étant beaucoup plus élevée que celle des ions, les pertes électroniques aux parois sont initialement plus élevées que les pertes ioniques : une charge d'espace positive (gaine), dans laquelle nous retrouvons la majeure partie de la tension appliquée, se forme en face de chaque électrode. Dans ces zones, il règne un fort champ électrique qui repousse les électrons vers le plasma et accélère les ions vers les parois. C'est cette propriété de bombardement ionique des parois qui est principalement mise à profit dans la plupart des procédés plasma industriel.

Dans ce type de configuration à couplage électrique direct, les gaines sont relativement larges et l'énergie des ions est élevée. Par rapport aux décharges RF à couplage inductif, il existe un fort couplage entre la densité, l'énergie des espèces ionisées et la puissance dissipée dans la décharge : plus la puissance dissipée dans le plasma est élevée, plus la densité (le flux) ionique est élevée, et plus l'énergie de bombardement des ions est importante. Cette interaction empêche un contrôle indépendant de l'énergie et du flux d'ions.

I.6. APPLICATIONS DES PLASMAS RADIOFREQUENCE

Les plasmas radiofréquence ont la remarquable particularité de produire des espèces neutres réactives (atomes, radicaux, molécules) et des espèces ionisées (positives, négatives) à des températures relativement basses. Ces particules peuvent ensuite réagir et/ou interagir avec des surfaces exposées au plasma par des processus chimiques, physiques ou une synergie des deux. L'efficacité des plasmas de décharge RF basse pression (la pression est comprise entre 10^{-3} et 10 Torr) utilisés dans des procédés de traitement et/ou de modification de l'état de surface de matériaux est actuellement bien établie. Ils sont largement employés dans l'industrie de la micro et nano-électronique pour la fabrication de circuits intégrés, avec des résolutions micrométriques et sub-micrométriques [16].

Le dépôt de matière par plasma est mis en œuvre, par exemple, pour la croissance de couches minces protectrices ou de films spéciaux, modifiant ainsi les propriétés initiales (mécaniques, optiques, chimiques) des substrats sur lesquels ils sont déposés. En comparaison à des méthodes classiques comme le Dépôt en phase Vapeur Chimique (CVD) ou le Dépôt en phase Vapeur Physique (PVD), l'écart de température entre les particules du plasma rend possible, le traitement de substrats sensibles à la température comme les verres ou les polymères [16].

L'implantation ionique par immersion est encore une méthode largement utilisée pour la production de dispositifs électroniques semi-conducteurs, et pour le renforcement de matériaux.

Les plasmas RF sont également utilisés dans le domaine de la chimie analytique pour des diagnostics élémentaires qualitatifs et quantitatifs de matériaux principalement par spectrométrie optique et spectrométrie de masse.

D'autres exemples d'application des plasmas RF sont en plein développement, concernent leur utilisation comme outils de nettoyage de surfaces industrielles ou encore comme moyen de stérilisation [16].

I.6.1. Gravure Par Plasma Réactif

Le terme de plasma réactif est utilisé pour décrire une décharge dans laquelle l'ionisation et la fragmentation du gaz produisent des espèces chimiques actives, fréquemment des agents oxydants et réducteurs. Quand ces interactions sont utilisées pour former des produits volatiles, de telle manière que le matériau est arraché de la surface ou gravé sur la surface, qui n'est pas masquée par des dessins lithographiques, cette technique porte le nom de gravure par plasma réactif. Les particules chargées résultent de l'interaction du gaz initialement introduit avec un champ électrique. Une méthode simple pour exciter un plasma est de lui soumettre un potentiel continu ou radiofréquence entre deux électrodes conductrices placées

dans la chambre contenant le gaz [17].

I.6.2. Dépôt De Films Minces

La déposition de films conducteurs ou diélectriques est largement utilisée dans la fabrication de circuits intégrés. Ces films fournissent des régions conductrices dans le système, une isolation électrique entre des métaux et une protection contre l'environnement extérieur. L'épaisseur de film doit être uniforme et reproductible, la structure et la composition du film doivent pouvoir être contrôlées et également être reproductible [17].

Les principales techniques de dépôt sont les suivantes:

- Dépôt en phase vapeur à pression atmosphérique.
- Dépôt en phase vapeur à basse pression.
- Dépôt en phase vapeur activé par plasma (PECVD ou dépôt plasma).

Les techniques de dépôt à basse température deviennent de plus en plus importantes, car la température maximale de traitement pour des systèmes comprenant des jonctions superficielles est de 800 à 900 °C et diminue jusqu'à moins de 350 °C pour des systèmes avec métallisation. Ces techniques comprenant les dépôts assistés par plasma, les dépôts photo-induits et les dépôts assistés par énergie ultrasonique.

I.6.3. Nettoyage Par Plasma Froid

Avant toute réalisation d'un traitement de surface, comme un revêtement ou une peinture, il est indispensable de préparer la surface réceptrice par un traitement d'activation ou de nettoyage. Les surfaces "industrielles" sont en effet couvertes d'oxydes, de graisses et de composés organiques qu'il est préférable d'enlever préalablement à toute modification de surface. Aujourd'hui encore, les traitements de nettoyage destinés à remplir cette fonction sont effectués par voie aqueuse. Un milieu acide est utilisé pour réduire les oxydes alors que le dégraissage est réalisé dans des milieux alcalins ou des solvants organiques. Avec l'accroissement des contraintes environnementales, il devient indispensable de proposer des alternatives à ces procédés de nettoyage classiques. Parmi les technologies à fort potentiel de développement se trouvent les procédés de nettoyage par plasmas.

Les espèces oxygénées vont être adsorbées par la pellicule graisseuse. Finalement s'opère une destruction de la chaîne carbonée par combustion et désorption d'eau, et de gaz carbonique, éléments de combinaison du gaz oxydant avec les éléments de la chaîne graisseuse [18].

I.6.4. Stérilisation Médicale

De nombreuses définitions de la stérilisation ont été proposées par les institutions et les auteurs. Une des plus fréquemment admise aujourd'hui est la suivante: L'état stérile est défini par l'absence de micro-organismes vivants et la probabilité d'avoir une unité non stérile inférieure à 10^{-6} . La stérilisation est l'opération permettant d'éliminer ou de tuer les micro-organismes portés par des milieux inertes contaminés, le résultat de l'opération, étant l'état de stérilité [19].

Il existe différentes méthodes de stérilisation. Elles se divisent en deux grandes familles: d'un côté, les techniques utilisant des températures de traitement élevées, et de l'autre, celles utilisant des températures ambiantes ou quasi ambiantes, dites "à froid".

Parmi les techniques utilisant des températures de traitement élevées, les procédés "vapeur saturée", type autoclave, sont actuellement la référence. Ils présentent deux inconvénients principaux. Tout d'abord, ils sont particulièrement agressifs pour l'instrumentation médicale thermosensible (polymères, matériel rotatif, endoscopes, fibroscopes). De plus, le principe stérilisant est oxydant. Actuellement, la stérilisation à la vapeur d'eau à 134 °C pendant 18 minutes est le seul procédé de stérilisation reconnu vis-à-vis de l'inactivation des prions.

Ainsi, les outils actuellement disponibles dans le domaine de la stérilisation médicale, semblent montrer leurs limites. Le nouveau défi est de développer un agent de stérilisation non toxique, respectant le matériel thermosensible, actif sur les prions.

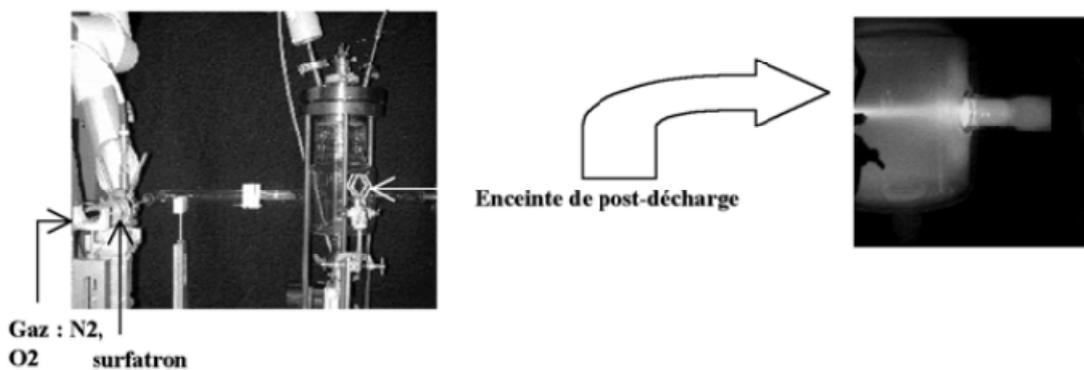


Figure I-7: Post-décharge à basse pression - Réacteur de LAPLACE (Toulouse).

❖ Apport des technologies plasma dans la stérilisation médicale

Dans la stérilisation plasma, deux types de procédés existent [19]:

- Utilisation du plasma lui-même: c'est la zone dite de "décharge".
- Utilisation du flux gazeux émanant du plasma; c'est la zone de "post décharge" (voir figure (I-7)).

Par comparaison à la zone de "décharge", la zone de "post-décharge" ne contient pas de particules chargées; elle est essentiellement composée d'atomes, molécules et radicaux, dont certains sont dans un état excité. Les espèces actives ont des durées de vie, comprises entre 10^{-3} et 10^{-1} seconde. L'utilisation de la post-décharge, pour une application à la stérilisation, présente certains avantages:

- Au niveau de cette zone, la température est inférieure à 50 °C.
- Du fait de l'absence de particules chargées (électrons et ions), les surfaces à traiter ne sont pas altérées.
- Ce sont les espèces neutres qui sont actives dans la stérilisation plasma. Il n'y a donc pas de nécessité à travailler en zone de décharge.

Les plasmas de décharges ou de post-décharges peuvent être produits à la pression atmosphérique, par des décharges à barrière diélectrique, de type ozoneur. L'absence de pompe réduit le coût du réacteur. L'intérêt des réacteurs à pressions réduites est de permettre la diffusion des espèces actives dans de plus gros volumes de traitement. Cependant, le temps de stérilisation est plus court en zone de décharge qu'en post-décharge.

❖ Intérêts de la stérilisation par plasma froid

La stérilisation par plasma présente de nombreux avantages :

- Elle permet de travailler à des températures de traitement quasi-ambiantes.
- Elle utilise des gaz non toxiques, comme l'azote et l'oxygène.
- Son principe d'action, et en particulier la phase de gravure, laisse supposer une efficacité sur les agents transmissibles non conventionnels (prions).

I.6.5. Traitement des Polluants Gazeux

L'évolution de la consommation d'énergie pose des problèmes fondamentaux car les activités industrielles produisent des rejets qui contiennent des produits nocifs.

Les émissions d'effluents sont maintenant réglementées et les normes sont de plus en plus contraignantes pour les industriels. Les techniques classiques de dépollution ont permis de réduire avec succès les émissions nocives. Cependant, une nouvelle voie est apparue: l'utilisation des plasmas "non thermiques" ou "froids".

Les plasmas non thermiques et les plasmas thermiques sont des milieux à haute densité d'énergie qui peuvent produire des radicaux par collisions électroniques. Ces radicaux sont obtenus à partir des molécules, constituant le gaz nuisible, injectées dans un plasma adapté. L'idée qui consiste à utiliser des plasmas pour détruire des molécules polluantes s'est développée récemment par suite des rejets industriels et de la réglementation [20].

Les principaux polluants liés aux activités industrielles sont les dioxydes de soufre (SO_2), les oxydes d'azote (NO_x), l'ozone (O_3), le monoxyde de carbone (CO), les poussières et les métaux toxiques. Le monoxyde d'azote (NO) et le dioxyde d'azote (NO_2) sont émis par les différents phénomènes de combustion qui sont produites par les principales sources polluantes comme les véhicules qui produisent presque 60% de la pollution et les installations de combustion (centrales thermiques, dispositifs de chauffage, etc.).

En effet, bien que les plasmas thermiques puissent conduire à la dissociation des diverses molécules polluantes, leur utilisation sollicite une importante consommation d'énergie, car celle-ci est transférée à l'ensemble des molécules du gaz dont la majorité n'est pas nocive.

L'objectif à atteindre pour réaliser un traitement économique idéal des effluents gazeux serait de travailler avec un plasma susceptible d'induire la dissociation des molécules de polluant sans transférer l'énergie à l'ensemble du gaz: c'est ce que l'on cherche à réaliser avec un plasma "non thermique" [21].

L'intérêt croissant pour le traitement des effluents gazeux industriels comme des gaz nuisibles à l'environnement ouvre une nouvelle perspective à l'utilisation des plasmas à la pression atmosphérique. A de telles pressions, le plasma se contracte transversalement et le volume ainsi occupé devient petit par comparaison à celui de l'enceinte à décharge. La luminosité de la colonne de plasma devient aussi très importante. En plus de ces changements d'état macroscopiques, les propriétés microscopiques du gaz sont fortement affectées: baisse de la température électronique et augmentation de la densité électronique et de la température du gaz.

Cependant, dans le cas des arcs stabilisés la contraction empêche le plasma d'entrer en contact avec la paroi et de l'endommager à cause de la température élevée du gaz [22].

Plusieurs études ont été menées afin de paramétrer ce phénomène de contraction en fonction de la pression et du courant dans la décharge. Lorsque la pression du gaz varie entre une dizaine et quelques centaines de torrs, pour une valeur fixe du courant dans la décharge, la contraction radiale de la colonne de plasma devient de plus en plus importante que la pression augmente. Ainsi, il existe une valeur critique de la pression pour laquelle on passe de l'état diffus à l'état contracté. Les causes physiques qui sont à l'origine du phénomène de contraction diffèrent suivant les théories [23].

Bien que les différents types de réacteurs soient connus depuis très longtemps, la dépollution par des techniques "plasmas froids" constitue un domaine de recherche et d'application très ouvert. Il est nécessaire de poursuivre et de renforcer les recherches, afin d'aboutir à des descriptions physico-chimiques suffisamment complètes pour effectuer une prédétermination

des réacteurs. Les connaissances actuelles permettent néanmoins de proposer des dispositifs de traitement des gaz, dont certains sont déjà exploités par des industriels [24].

I.6.6. Soudage Par Plasma

Le soudage par plasma est un des plus répandus pour le soudage des métaux. C'est un arc très rigide et très énergétique obtenu grâce à des tuyères spéciales et à une protection par un gaz auxiliaire. Le jet plasma est constricté mécaniquement et pneumatiquement par la tuyère, ce qui permet d'obtenir une plus grande puissance, spécifique de la colonne plasma, et donc des zones fondues très étroites. Jusqu'à une épaisseur de matériau d'environ 3 mm, le soudage par plasma ne possède pas de caractéristiques spécifiques mais lorsqu'il s'agit de matériaux plus épais, il se forme, du fait de la concentration d'énergie, un trou appelé "Key Hole" qui traverse complètement le joint et qui est constamment maintenu lors de l'opération de soudage. Ce phénomène favorise les pénétrations et les vitesses de soudage [25].

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions simples relatives aux plasmas notamment leurs propriétés électriques et les différentes collisions mises en jeu. Nous avons ensuite évoqué les différentes régions créées dans l'espace inter-électrodes dans les décharges continues, pour ensuite aborder les décharges excitées RF.

Enfin, nous avons exposé les différentes applications des plasmas radiofréquence qui sont largement employé dans l'industrie des semi-conducteurs ou plus précisément dans le domaine de gravure et le dépôt de films minces.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les différents modèles physiques pour la modélisation des décharges électriques en générale.

Chapitre II

Modélisation Des Décharges RF.

II.1. INTRODUCTION

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions.

Le plasma est un gaz complètement ou partiellement ionisé mais électriquement neutre. Les plasmas qui nous intéressent dans notre étude sont des plasmas froids hors équilibre thermodynamique produisant des espèces actives variées (particules chargées, espèces excitées, photons, etc.) dont les propriétés sont exploitées dans de nombreuses applications.

Dans ce chapitre nous donnons une description générale de différents modèles utilisés en complément des mesures pour caractériser le comportement électrique, physique et chimique des décharges électriques.

II.2. MODELISATIONS DES PLASMAS DE DECHARGE ELECTRIQUE

Les premiers modèles qui ont tenté de décrire la physique d'une décharge luminescente sont les modèles analytiques apparaissant dans les années trente et quarante. Ces théories ont permis d'obtenir les relations entre la chute de potentiel dans la région cathodique V_c , la longueur de la région cathodique d_c et la densité de courant de décharge j dans le régime anormal. Les chercheurs ont établi des relations analytiques entre V_c , d_c et j en supposant la distribution linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique, fait déduit de l'expérience. Les premiers modèles, ainsi que les modèles analytiques développés ultérieurement ont rendu possible la compréhension des caractéristiques individuelle de la décharge. La description de la décharge dans son ensemble et la compréhension plus approfondie nécessite la simulation numérique.

Après les premiers résultats numériques sur l'effet de la charge d'espace sur la caractéristique courant-tension [26] et sur les caractéristiques de la région cathodique publiés par Ward [27], l'intérêt et l'effort fournis dans ce domaine redoublent grâce aux nouvelles applications industrielles.

L'accès aux ordinateurs performants a stimulé le développement des modèles numériques permettant la description et les prédictions de plus en plus précises et la compréhension des phénomènes physiques inexpliqués jusqu'à présent.

La modélisation des plasmas de décharge électrique est aujourd'hui considérée comme un outil complémentaire à l'analyse expérimentale pour la conception et l'optimisation du réacteur plasma en vue de telle ou telle application.

La modélisation et la simulation numérique nous permet pour un dimensionnement précis du réacteur plasma d'avoir les paramètres opératoires optimaux en ce qui concerne notamment la composition du gaz, sa pression, la configuration des électrodes, les caractéristiques de l'alimentation électrique, etc.

En effet, par la simulation on obtient des réponses rapides concernant les effets de tous ces différents paramètres opératoires sur la performance générale du système. Pour un réacteur donné, les modèles les plus précis de la décharge doivent être utilisés pour étudier le transport des particules chargées, épaisseurs des gaines, la distribution spatiale des radicaux, la dynamique de la gaine, etc.

En ce moment, il n'y a vraiment pas des logiciels commerciaux traitant tous les processus pertinents physiques et chimiques se produisant dans un plasma hors équilibre à basse pression.

En raison de la complexité des systèmes et des restrictions du temps d'ordinateurs, des modèles simplifiés avec beaucoup d'approximations existent dans la littérature comme les modèles (0D, 1D). Ces approches permettent d'estimer quantitativement les caractéristiques fondamentales du plasma (densité d'électron, température, etc.) avec des temps de calcul raisonnable. De tels modèles peuvent être utilisés dans une première approche pour sélectionner certaines réactions et les données de base associées mais ne peuvent pas être utilisés comme outil prédictif.

Le développement d'un modèle de décharge plus rigoureux et réaliste doit tenir compte du fort couplage qui existe entre le champ électrique appliqué et le transport des particules chargées (les particules chargées se déplacent dans le champ qui dépend lui-même de leurs densités) [28][29].

Le mouvement des particules dans la décharge est conditionné d'une part par les forces extérieures et d'autre part par les collisions avec les autres particules.

Suivant la nature des collisions prépondérantes, le système formé par le plasma est décrit par plusieurs types d'équations [30] (voir tableau (II.1)).

Nature des collisions prépondérantes	Equations décrivant le transport des particules chargées
Particules chargées - Neutres	Boltzmann
Particules chargées - Particules chargées	Focker – Planck
Régime non collisionnel	Vlasov

Tableau II.1: Nature des équations décrivant le transport des particules chargées en fonction de la nature des collisions entre particules.

Pour le type de décharges auxquelles nous nous intéressons (décharge luminescente basse pression), le plasma est faiblement ionisé et dominé par les collisions entre particules chargées et neutres, l'équation de Boltzmann régit alors le transport des particules.

L'équation de Boltzmann s'écrit [31][32][33]

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \vec{a} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\delta f_i}{\delta t} \right)_{coll} \quad (\text{II.1})$$

Avec :

\vec{v} : vitesse de la particule i , $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$: l'accélération

Où $\vec{F}(\vec{r}, t)$ est la force extérieure qui agit sur les particules de masse m

Dans cette équation, la fonction de distribution f_i relative à une espèce i , est décrite dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{v}, t) de telle façon que la quantité $f_i = (\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r d^3v$ représente le nombre de particules de type i ayant leur position \vec{r} et leur vitesse \vec{v} dans l'élément de volume $d^3r d^3v$ de l'espace des phases, autour de la position (\vec{r}, \vec{v}) , à l'instant t .

Le premier terme du membre gauche de l'équation (II.1), $\frac{\partial f_i}{\partial t}$, représente les variations temporelles de la fonction de distribution f_i , le second, $\vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}}$ l'effet de la diffusion spatiale des particules et le troisième $\vec{a} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}}$ est l'action des forces extérieures sur les particules.

Le terme de droite, appelé communément "terme de collision", traduit l'effet des collisions sur la redistribution en vitesse des espèces chargées de la décharge.

Dans un environnement plasma avec plusieurs espèces particulières, la représentation de la fonction de distribution correspondant à chaque particule est évaluée conformément aux propriétés macroscopiques qui caractérisent l'ensemble des particules. En général, les fonctions de distribution des différentes particules s'écartent de leur forme Maxwellienne c'est la raison pour laquelle le plasma est considéré dans des conditions de non-équilibre.

Les divers particules présentent dans un gaz faiblement ionisé (électrons, ions, neutres) ont différentes influences sur les propriétés de la décharge électrique. L'analyse des populations de particule est essentielle pour les évaluations quantitatives dans le modèle de la décharge. Dans ce cas, la description du système exige la résolution de l'équation de Boltzmann pour chaque espèce chargée de la décharge électrique en prenant en compte l'importante différence qui existe dans leur comportement.

Les électrons, étant plus légers que les autres espèces, acquièrent la plupart de leur énergie durant l'intervalle de temps entre collisions par le champ électrique appliquée. Le transfert d'énergie entre électron-neutre est négligeable à cause de la différence qui existe entre leur masse alors que les collisions électron-ion sont des événements relativement rares dans des plasmas faiblement ionisés.

Nous pouvons supposer que l'énergie électronique est la plus importante comparée aux énergies des ions et des neutres. En présence de forces extérieures et des gradients spatiaux, le mouvement de la particule acquiert une vitesse de dérive et leur fonction de distribution devient anisotropique. Encore une fois, cet effet est particulièrement important pour les électrons ayant des masses beaucoup plus faibles. Pour cette raison la mobilité et le coefficient de diffusion électronique ont des valeurs beaucoup plus importantes que ceux des ions et des neutres.

Finalement, les électrons jouent un rôle fondamental dans l'entretien de la décharge. Ils sont responsables de la recombinaison, de la dissociation et de l'ionisation du gaz. Ces arguments justifient entièrement l'importance donnée à l'estimation correcte de la fonction de distribution électronique dans le modèle de la décharge électrique.

Le transfert d'énergie très efficace entre ions et neutres, combiné avec le fait que l'énergie moyenne ionique est généralement beaucoup plus faible que l'énergie moyenne électronique, justifie l'usage d'une fonction de distribution ionique presque Maxwellienne à la température du gaz. La dernière supposition est correcte à conditions que la valeur du champ électrique soit raisonnable pour considérer que les ions et les neutres sont en équilibre. Cet équilibre Maxwellienmène à l'équipartition d'énergie parmi les degrés de liberté c'est-à-dire chaque degré de liberté à la même valeur d'énergie à équilibre [34][35]. Cependant, l'énergie ionique peut augmenter au-dessus de l'énergie thermique des neutres dans les zones de la décharge électrique où les valeurs du champ électrique sont plus intenses, loin de ces zones la fonction de distribution présente des caractéristiques de non-équilibre.

La résolution de l'équation (II.1) permet de connaître la fonction de distribution f_i de la particule i en chaque point et en chaque instant. Dans notre cas, les forces extérieures sont

celles engendrées par le champ électrique, qui a par conséquent une influence sur les fonctions de distribution. Or, le champ électrique dépend lui-même des densités de charge par l'intermédiaire de l'équation de Poisson (II.2).

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_-) \quad (\text{II.2})$$

On voit donc la nécessité ici de coupler la résolution des équations de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson. La dénomination de "modèle auto-cohérent" s'applique aux modèles pour lesquels un tel couplage est réalisé.

En déterminant la fonction de distribution f_i , on a accès à toutes les grandeurs macroscopiques caractérisant l'espèce i à un instant t donné, sachant que la grandeur moyenne χ de l'espèce i est liée à f_i par:

$$\chi_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int_{\vec{v}} \chi f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{II.3})$$

Où $n_i(\vec{r}, t)$ est la densité moyenne de l'espèce i , définit par:

$$n_i(\vec{r}, t) = \int_{\vec{v}} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{II.4})$$

La résolution numérique directe de l'équation de Boltzmann sans lui apporter des simplifications considérables est relativement complexe. Trois approches sont alors possibles pour décrire plus simplement la cinétique des particules chargées de la décharge électrique.

- ❖ Modèle Particulaire (Microscopique)
- ❖ Modèle Fluide (Macroscopique)
- ❖ Modèle hybride

II.2.1. MODELE PARTICULAIRE

Dans un modèle particulaire, on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des particules chargées et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatiale (II.1) peut être résolue de façon pratique en faisant appel à une approche cinétique de types Monte Carlo [36][37] pour une description plus détaillée de la décharge électrique [38][39]. Le calcul rigoureux des coefficients de transport est complexe et fait intervenir les sections efficaces des collisions élastiques et inélastiques qui caractérisent la

probabilité de l'interaction entre deux particules chargées qui peuvent être électron, ion, atome neutre ou molécule.

Le modèle particulaire est basé sur le traitement d'un échantillon représentatif de chaque type de particules jouant un rôle dans la formation du plasma (par exemple, des électrons et des ions) et suivre leurs mouvements dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique.

Le domaine de calcul est spatialement divisé en cellule élémentaires. Les densités des particules chargées sont calculées au centre de chaque cellule. Le champ électrique est calculé dans ces cellules par la résolution de l'équation de Poisson. Puis, on calcule les nouvelles forces exercées sur chaque particule compte tenu de la charge d'espace accumulée. Le libre parcours ou le temps de vol libre de chaque particule est déterminé à l'aide de tirage d'un nombre aléatoire. Le type de collision est ensuite obtenu en comparant le rapport des fréquences ou des sections efficaces à un autre nombre aléatoire.

Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (Monte Carlo) [40], l'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèles fluides) peut aussi être analysée grâce à ces techniques [41]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de décharge. Le lecteur peut avoir plus de détails sur les méthodes particulières dans la littérature [42][43][44][45].

II.2.2. MODELE FLUIDE

Le modèle de décharge où la description du transport des particules est basée sur les valeurs moyennes est appelé modèle fluide.

En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un plasma faiblement ionisé doit être caractérisée en toute rigueur en utilisant l'équation de Boltzmann ou le modèle particulaire. Mais en pratique, on peut aussi caractériser le plasma de décharge directement à partir des grandeurs moyennes: densité, vitesse moyenne, énergie moyenne, etc. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par les moments de l'équation de Boltzmann [46]. Ces moments correspondent à une série en théorie illimitée d'équations hydrodynamiques. La base des modèles fluide nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues.

La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère les équations de conservation de la densité et de la quantité de mouvement tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie. Comme le système d'équations ainsi obtenu est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture du système ce qui exige des hypothèses supplémentaires sur les moments d'ordre supérieur et sur la fonction de distribution (pour calculer les fréquences moyennes de collisions). A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. On utilise donc des données de base pré-tabulées en fonction du champ électrique réduit E/N . A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées.

Après intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses, l'équation générale de transport d'une grandeur physique $\chi(\vec{V})$, dépendant de la vitesse s'écrit:

$$\frac{\partial n \bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} n \bar{\chi v} - n a \nabla_{\vec{v}} \bar{\chi} = \int_{\vec{v}} \chi \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3 v \quad (II.5)$$

La grandeur physique $\chi(\vec{v})$ peut être un scalaire (densité), un vecteur (quantité de mouvement) ou encore un tenseur (énergie).

En pratique, les équations décrivant le transport des particules chargées représentent les moments de l'équation de Boltzmann, obtenues en multipliant celle-ci par les grandeurs 1 , \vec{v} , (\vec{v}, \vec{v}) , etc., et en l'intégrant dans l'espace des vitesses. D'une manière générale, on utilise les trois premiers moments, en établissant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

En remplaçant $\chi(\vec{v})$ par 1 dans l'équation (II.5), on obtient l'équation de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} n \bar{v} = \int_{\vec{v}} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = S \quad (II.6)$$

Les deux termes gauches de l'équation (II.6) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux $n\bar{v}$.

Le terme de droite de la même expression correspond au terme source; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la fonction de distribution des espèces et de la pression.

De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant $\chi(\vec{v})$ égale à $m\vec{v}$ dans l'équation (II.5)

$$\frac{\partial nm\vec{v}}{\partial t} + nm(\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}}) \cdot \vec{v} + \vec{v} (\nabla_{\vec{r}} \cdot nm\vec{v}) + \nabla_{\vec{r}} P - n\vec{F} = \int_{\vec{v}} m\vec{v} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (II.7)$$

Avec :

- F : Force totale exercée sur la particule
- m : Masse de la particule, v : vitesse de la particule, \bar{v} sa valeur moyenne.
- P : Tenseur de pression cinétique[46].

Le membre gauche de l'équation (II.7) représente la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement ($m\vec{v}$), sous l'effet des forces extérieures \vec{F} et de la pression P . Le terme de droite traduit l'effet des collisions sur le transport de la quantité de mouvement.

On le simplifie généralement en l'écrivant $nmv_m\bar{v}$ (v_m est la fréquence moyenne de transfert de la quantité de mouvement). En injectant l'équation de continuité dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}}) \right] \vec{v} = n\vec{F} - \nabla_{\vec{r}} P - Sm\vec{v} - nmv_m\bar{v} \quad (II.8)$$

Une simplification nécessaire si l'on veut se contenter d'une équation d'énergie scalaire, est de supposer que le tenseur de pression est isotrope et diagonal. Le terme de pression se réduit alors au gradient de la pression scalaire :

$$p = nkT = \left(\frac{2}{3} n\bar{\varepsilon} \right) \text{ (où } p \text{ est la pression scalaire)}$$

et

$$\bar{\nabla} \bar{P} = \bar{\nabla} p \text{ (où } \bar{P} \text{ est le tenseur de pression cinétique)}$$

Les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann écrits ci-dessus ne forment pas un système fermé, pour les trois raisons suivantes :

- Le terme de gradient de pression fait intervenir l'énergie moyenne.
- La fréquence d'échange de quantité de mouvement dépend de la forme de la fonction de distribution.

➤ La fréquence moyenne d'ionisation (dans le terme source S) dépend aussi de cette fonction de distribution.

Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse de "l'équilibre local".

II.2.2.1 APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL

L'hypothèse de l'approximation du champ électrique local suppose que les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions calculés au point r et à l'instant t données, sont une fonction exclusive du champ électrique local réduit $\vec{E}(\vec{r}, t) / N$ où E est l'amplitude du champ électrique et N est la densité du gaz. En d'autres termes, la fonction de distribution électronique en un point de l'espace des phases (\vec{r}, t) est supposée être la même que celle existant dans un champ électrique uniforme réduit. Cet équilibre avec le champ électrique local implique que l'énergie gagnée par les électrons soumis au champ électrique est compensée localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes d'énergie dues aux collisions [47]. L'idée originale derrière cette approximation était d'utiliser les données expérimentales des paramètres de transports électroniques d'une décharge à courant continu de Townsend avec les coefficients de réaction électroniques calculées pour différentes valeurs du champ électrique réduit. Les coefficients de réaction électroniques ont été obtenus par intégration de l'échantillon d'électron correspondant à une fonction de distribution électronique locale.

Cette approximation généralement utilisée pour assurer la fermeture du système d'équations dans les modèles des décharges électriques [47] est normalement insuffisante dans les régions de la gaine (où les électrons ne sont plus en équilibre avec le champ électrique) ce qui conduit à une surévaluation des paramètres de transports électroniques au niveau des limites du domaine de calcul. En général, Ce problème est évité en imposant comme solution pratique des paramètres constants de transports électroniques dans la région des gaines. En effet, ils peuvent gagner de l'énergie dans le champ intense et la déposer plus loin dans la lueur négative.

L'hypothèse n'est donc valable que pour certains cas restrictifs quand la variation du champ électrique sur la distance de relaxation d'énergie des particules chargées est faible. Une étude monodimensionnelle dans le cas d'une décharge luminescente a été effectuée par Meyyappan et Pedoussat [48].

Cette approche a été utilisée par Boeuf pour étudier la transition entre les décharges normales et anormales dans le cas d'une géométrie cartésienne bidimensionnelle. La discussion des différents comportements de décharge a été effectuée par Fiala [48].

Pour décrire d'une manière plus réaliste l'évolution des paramètres de la décharge, il est donc préférable d'introduire un moment supérieur de l'équation de Boltzmann. Ce moment correspondant à l'équation de transport de l'énergie, est obtenue en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$ dans l'équation (II.5)[48]:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm\bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \left[\frac{1}{2} nm \overline{(v.v)v} \right] - nF.v = \int_{\vec{v}} \frac{1}{2} mv^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (\text{II.9})$$

L'expression (II.9) est une équation scalaire, elle correspond en fait à la trace d'une équation tensorielle obtenue en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $(m\vec{v}\vec{v})$ dans l'équation (II.5). Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble), le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième la perte ou le gain d'énergie dû aux forces. Le membre de droite, quant à lui, traduit le terme de perte ou de gain de l'énergie dû aux collisions avec les autres espèces, c'est le terme de collision.

II.2.3. MODELE HYBRIDE

Implicitement, le terme hybride désigne une catégorie de modèle combinant les deux techniques de description des décharges citées précédemment, fluides et particulières [49]. Cependant, cette appellation ne se limite pas à cela, puisque la structure d'un modèle de ce type peut englober deux modules fluides couplés. L'idée est d'utiliser une zone tampon où les deux modèles fluide et particulaire seront déterminés.

La solution du nouveau système d'équations sera égale à la somme des solutions obtenues à partir des équations des deux modèles.

Une fonction artificielle est utilisée pour relier les équations à la fin de la zone tampon sur chaque domaine discrétisé. Ce modèle hybride évite la recherche d'une condition limite pour la méthode de décomposition particulière du domaine qui associe les équations cinétiques aux équations fluides [50].

Le terme modèle hybride est utilisé pour désigner une simulation en considérant deux groupes d'électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants [50].

Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie.

Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique.

Le problème principal, associé au modèle basé sur les moments de l'équation de Boltzmann, est de trouver une description réaliste du terme source d'ionisation due aux électrons énergétiques. Cet obstacle est surmonté en utilisant le modèle hybride. Dans ce type de modèle, on traite les propriétés des électrons rapides de façon microscopique tandis que les électrons froids du plasma sont décrits par les équations fluides sous l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale afin d'optimiser le temps de calcul [51].

Le terme source d'ionisation et le terme source d'excitation par impact électronique dans ce modèle, n'apparaîtront pas dans les équations hydrodynamiques car les électrons responsables à ces deux phénomènes sont les électrons les plus énergétiques. Alors, il ne reste comme terme source dans les équations de transport, que les termes des réactions de faible énergie (recombinaison, attachement, etc). Le modèle permet aussi une description des régions anisotropes (gaines) avec un temps de calcul raisonnable, comme il permet de décrire les interactions particules surfaces, ce qui est ajusté entre la description physique complète, le temps de calcul et la précision.

Cette approche est utilisée pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses par Fiala [50] ainsi que par Pitchford [51]. Borgaerts [52] sépare aussi la description des deux groupes d'électrons d'une décharge en continu (espace sombre de Faraday et leur négative) en utilisant un modèle hybride, dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrits par un modèle fluide (voir figure (II.1)).

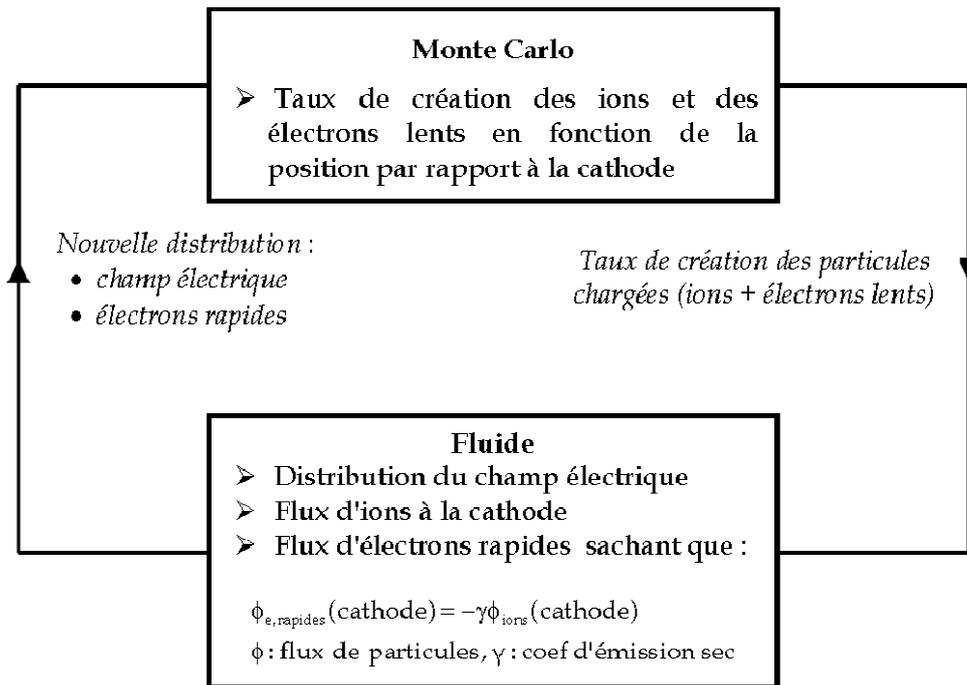


Figure II.1: Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al. [53].

Le module Monte Carlo est basé sur le principe décrit précédemment, les électrons dont l'énergie est inférieure au seuil d'excitation sont considérés comme lents et sont alors injectés dans la partie fluide du modèle. Le module fluide est entièrement implicite et ne contient pas d'équations d'énergie puisque les électrons énergétiques sont traités par le module Monte Carlo. Le couplage entre les parties, fluide et Monte Carlo du modèle est illustré dans la figure (II-1). Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide, grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite.

II.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les différentes approches physiques pour caractériser ces décharges hors équilibre: le modèle fluide répond à de nombreuses approximations, mais permet, sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapidement.

Il existe à l'opposer une approche dite microscopique ou particulaire traitant directement l'équation de Boltzmann; Des modèles hybrides à mi-chemin des deux extrêmes précédents ont également été développées.

Le chapitre suivant sera consacré au développement d'un modèle fluide d'ordre 1 en géométrie monodimensionnelle. Ce modèle sera appliqué aux décharges luminescentes basse pression en régime alternatif.

Chapitre III

Résultats et Discussions.

III.1. INTRODUCTION

Au chapitre précédent, nous avons présenté les différentes approches qui ont été utilisées dans l'élaboration des modèles de décharges radiofréquence. Comme il a été mentionné précédemment, ces approches peuvent être classées en deux catégories, les modèles microscopiques ou cinétiques et les modèles macroscopiques ou fluides. Les modèles microscopiques ou cinétiques, comme nous l'avons vu, sont basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann. Comme inconvénient, ces modèles sont beaucoup consommateurs de temps de calcul surtout à pression élevée.

Les modèles macroscopiques ou fluides, utilisés à basses et hautes pressions, font intervenir à la place de l'équation de Boltzmann les moments d'ordre zéro, un et deux de cette équation couplées à l'équation de Poisson. Ces modèles sont plus rapides et robustes.

Dans ce travail, on s'intéresse aux modèles fluides (c'est-à-dire une description hydrodynamique de la physique des plasmas) qui sont appliqués aux décharges à basse et haute pression.

Dans ce chapitre, nous allons présenter, sous forme d'illustration, les résultats de ce modèle à une dimension ou plus précisément, les variations spatiale du champ électrique, de la densité électronique, de la densité ionique appliquée dans un gaz électropositif (Argon).

III.2. FORMULATION DU MODELE

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les modèles fluides sont des modèles auto-cohérents, où les équations décrivant le transport des particules chargées sont couplées à l'équation de Poisson pour le champ électrique. La cinétique des particules chargées est décrite par un ensemble de grandeurs moyennes, comme la densité, la vitesse moyenne, ou encore l'énergie moyenne. Ces grandeurs sont calculées en remplaçant l'équation de Boltzmann par ses moments qui sont obtenus en multipliant l'équation de Boltzmann par m , mv ,... (1er moment, 2ème moment, etc...) et en intégrant dans l'espace des vitesses.

Dans ce travail, le modèle développé est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation du champ électrique local.

Dans cette approximation, on suppose qu'il y a compensation des énergies gagnées et perdues par les particules chargées qui se fait respectivement par le champ électrique et par les collisions.

Cette hypothèse de l'équilibre local peut servir de relation de fermeture pour un système d'équations qui décrit la cinétique des particules chargées.

Dans ce qui suit, nous allons présenter dans une géométrie monodimensionnelle les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement pour les électrons et les ions positifs qui sont couplées à l'équation de Poisson.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma n_e n_+ \quad [54](III.1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} = S' + n_+ \alpha \mu_+ E - \gamma n_e n_+ \quad [54](III.2)$$

$$\Phi_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad [54](III.3)$$

$$\Phi_+ = +n_+ \mu_+ E - D_+ \frac{\partial n_+}{\partial x} \quad [54](III.4)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e - n_-) \quad [54](III.5)$$

Les équations III.1, III.2 sont respectivement les équations de continuité des électrons et des ions positifs [54].

Les équations III.3, III.4 sont respectivement les équations de transfert de quantité de mouvement des électrons, des ions positifs [54].

L'équation III.5 est l'équation de Poisson qui permet d'obtenir le champ électrique.

Le terme S' représente la fonction source de la production uniforme des électrons donnée par Lowke et Davies. Cette fonction est égale à $3.6 \cdot 10^{22} \text{ (m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$.

Le terme source d'ionisation dans notre étude est constant. Le paramètre α représente le premier coefficient d'ionisation de Townsend donné par la relation suivante :

$$\alpha / N = 2.9 \times 10^{-17} \exp(-1.48 \times 10^{-15} N / E) (\text{cm}^2) \quad (III.6)$$

Où N est la densité du gaz. Le paramètre γ dans les équations III.1 et III.2 est le coefficient de recombinaison des ions. Dans notre étude $\gamma = 8.81 \times 10^{-7} \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$ [54].

n_e, n_+ sont respectivement la densité des électrons et des ions positifs.

Φ_e, Φ_+ sont respectivement le flux des électrons et des ions positifs.

V est le potentiel électrique et D_j ($j=e, +$), et μ_j ($j=e, +$) sont respectivement le coefficient de diffusion et la mobilité de chaque particule. ϵ_0 est la permittivité du vide.

III.2.1 CONDITIONS AUX LIMITES

Dans ce modèle, nous considérons une décharge radiofréquence à électrodes parallèles qui s'étend de $x=0$ à $x=d$ [69].

A $x=0$ (l'électrode de gauche)

$$V(t) = V_{rf} \sin(2\pi ft) \quad (\text{III.7})$$

A $x=d$ (l'électrode de droite)

$$V(t) = 0. \quad (\text{III.8})$$

V_{rf} est la tension maximale radiofréquence, d est la distance interélectrodes, f est la fréquence d'excitation,

III.2.2 CONDITIONS INITIALES

Il a été montré dans beaucoup de modèles que les solutions des équations de transport ne dépendent pas du choix des conditions initiales. Afin d'épargner le temps de calcul, nous proposons, pour les densités de charges, comme conditions initiales :

$$n_e = n_+ = 10^7 + 10^9 (1 - x/d)^2 (x/d)^2 \quad \text{en (cm}^{-3}\text{)} \quad (\text{III.9})$$

Ces densités initiales sont introduites dans l'équation de Poisson pour calculer la répartition initiale du potentiel le long de la décharge.

III.3. DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT EN 1D

Les équations III.1, III.2 et III.5 forment un système d'équations aux dérivées partielles fortement couplées. Ces équations sont discrétisés par La méthode de différences finies. Des difficultés de grande importance se présentent lorsqu'on veut appliquer cette méthode. Une de ces difficultés vient du fait que les densités des particules présentent des gradients spatiaux très élevés dans l'interface gaine-plasma. Une autre difficulté, que l'on peut rencontrer, est que les flux des particules sont composés de deux termes : un terme de dérive et un terme de diffusion qui sont tous deux très grands mais peuvent s'opposer. Finalement une autre difficulté, qui n'est pas moins d'importance que les autres, c'est que des petites variations de

densités dans le plasma peut induire une grande variation dans le champ électrique qui rend le schéma instable.

La discrétisation spatiale des équations de transport des particules doit pouvoir traiter ces énormes gradients de densité et les inversions du champ électrique qui sont couramment présents dans les décharges radiofréquences.

Le schéma numérique adopté dans notre modèle est similaire à celui décrit par Sharfetter et Gummel dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs [55]. Les équations sont discrétisées par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel. En effet, ce schéma stable et extrêmement robuste peut supporter des gradients très élevés et rendre compte d'une façon continue de situation où soit le terme de dérive est dominant, où soit le terme de diffusion est dominant et tenir compte des inversions de champ. L'équation de transport est résolue dans un domaine D que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$ on suppose que le flux de particules, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion sont constants. Le système d'équations est linéarisé et intégré implicitement.

Les équations III.1 et III.2 peuvent s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (\text{III.10})$$

$$\text{Et} \quad \Phi(x,t) = s.n(x,t)\mu E(x,t) - D \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (\text{III.11})$$

Avec $s=1$ pour les particules de charge positive. Où n , Φ , μ et D sont respectivement, la densité, le flux, la mobilité et le coefficient de diffusion des particules chargées.

La discrétisation de l'équation III-10 s'écrit sous la forme:

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i+1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} = S_i^k \quad (\text{III.12})$$

Le principe du schéma de flux exponentiel est basé sur la supposition que le flux des particules, la mobilité et le coefficient de diffusion sont constants entre deux points consécutifs du maillage.

L'intégration de l'équation III.11 donne le flux au point milieu de i et $i+1$ et le flux au point milieu de i et $i-1$.

D'après l'équation III.11, en posant :

$$\Phi(x, t) = n(x, t) s\mu E(x, t) - \frac{\partial n(x, t) D}{\partial x} \quad (\text{III.13})$$

$\Phi(x, t)$ peut aussi s'écrire:

$$\Phi(x, t) = n(x, t) s\mu D \frac{E(x, t)}{D} - \frac{\partial n(x, t) D}{\partial x} \quad (\text{III.14})$$

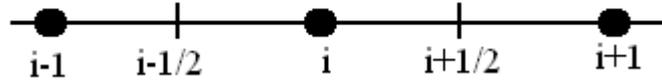
On pose $y(x, t) = n(x, t) D$, $\Phi(x, t)$ peut s'écrire de la manière suivante:

$$\Phi(x, t) = y(x, t) \frac{s\mu E(x, t)}{D} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (\text{III.15})$$

L'équation est étudiée dans un domaine D que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des particules qui se déplacent dans l'espace inter-électrodes.

$$\Phi(x, t) = \Phi(x_{i+1/2}, t) \text{ noté } \Phi_{i+1/2}$$

$$E(x, t) = E(x_{i+1/2}, t) \text{ noté } E_{i+1/2}$$



Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation (III.15) peut s'écrire :

$$\Phi_{i+1/2} = y(x, t) \frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} : \text{ est une équation différentielle du premier degré dont la}$$

solution générale est la somme d'une intégrale particulière de l'équation et de l'intégrale générale de l'équation homogène associée. La solution est de la forme:

$$y(x, t) = y_0 \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} x\right) + \frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2}, \text{ étant une constante que l'on va déterminer.}$$

On écrit l'expression de $\Phi_{i+1/2}$ en fonction de y_i et y_{i+1}

Au point , d'où:

$$y_0 = \left[y_i - \frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(-\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} x_i\right), \text{ l'expression de } \Phi_{i+1/2} \text{ devient :}$$

$$y(x, t) = \left[y_i - \frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} (x - x_i)\right) + \frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad (\text{III.16})$$

Au point , d'où :

$$y_{i+1} = y_i \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D}(x_{i+1} - x_i)\right) + \frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} [1 - \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D}(x_{i+1} - x_i)\right)] \quad (\text{III.17})$$

Finalement, s'écrit :

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_+\right)}{\frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} [1 - \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_+\right)]} \quad (\text{III.18})$$

Avec $\Delta x_+ = x_{i+1} - x_i$

On peut de la même manière déduire l'expression de $\Phi_{i-1/2}$ en fonction de y_i et y_{i-1} :

$$\Phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \exp\left(\frac{s\mu E_{i-1/2}}{D} \Delta x_-\right)}{\frac{D}{s\mu E_{i-1/2}} [1 - \exp\left(\frac{s\mu E_{i-1/2}}{D} \Delta x_-\right)]} \quad (\text{III.19})$$

Avec $\Delta x_- = x_i - x_{i-1}$.

Enfin, on obtient les équations des flux sous la forme simplifiée suivante:

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{n_{i+1}^{k+1} D - n_i^{k+1} D \exp(T_1)}{\Delta x} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \quad (\text{III.20})$$

$$\Phi_{i-1/2}^{k+1} = \frac{n_i^{k+1} D - n_{i-1}^{k+1} D \exp(T_2)}{\Delta x} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \quad (\text{III.21})$$

Avec $T_1 = -s \frac{\mu}{D} (V_{i+1} - V_i)$ et $T_2 = -s \frac{\mu}{D} (V_i - V_{i-1})$

Où : $\Phi_{i+1/2}^{k+1}$ est le flux au point milieu de i et $i+1$.

$\Phi_{i-1/2}^{k+1}$ est le flux au point milieu de i et $i-1$.

Si la différence de potentiel ($V_{i+1} - V_i$) entre deux points voisins est grande ($|T_1| \gg 1$) alors, ce flux tend vers le terme de dérive (cas des gaines) et si cette différence est petite ($|T_1| \ll 1$) alors, ce flux tend vers le terme de diffusion (cas de la colonne positive).

Le schéma du flux exponentiel, décrit par les équations III.20 et III.21, peut tenir compte de la nature du flux dans les différentes zones de la décharge radiofréquence.

L'écriture de l'équation III.10 pour les électrons, les ions positifs, les ions négatifs et l'équation de l'énergie électronique avec l'équation de Poisson conduit à un ensemble de systèmes d'équations non-linéaires fortement couplées.

$$\begin{aligned}
& n_{i-1}^{k+1} \left[\frac{D}{\Delta x^2} \frac{T_2 \exp(T_2)}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\
& n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D}{\Delta x^2} \left(\frac{T_1 \exp(T_1)}{1 - \exp(T_1)} + \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right) \right] + \\
& n_{i+1}^{k+1} \left[\frac{D_e}{\Delta x^2} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t}
\end{aligned} \tag{III.22}$$

Avec S_i^k est le terme source au point i évalué à l'instant t_k . Notons que, dans de nombreux travaux, ces termes sources sont évalués à l'instant t_k pour ne pas obtenir des systèmes fortement non linéaires.

La solution de tels systèmes complexes n'est pas toujours facile par la méthode des approximations successives ou par la méthode de Newton-Raphson. Une technique très sophistiquée a été utilisée pour la résolution de ce problème. Elle consiste à résoudre séparément par l'algorithme de Thomas les systèmes tridiagonaux obtenus par la discrétisation des équations de transport des particules chargées et de l'équation de Poisson [55].

La résolution du système d'équations III.22 est effectuée par la méthode de Thomas pour les systèmes tridiagonaux.

En conclusion de cette partie, pour atteindre une solution périodique stationnaire, on doit refaire le calcul pour un nombre aussi grand de cycles qui peut aller de quelques centaines à plusieurs milliers de cycles tout dépend des conditions de décharge.

A chaque répétition, on utilise les résultats du cycle précédent comme solution initiale du cycle qui suit, on fait répéter cette procédure de résolution jusqu'à ce qu'elle converge vers une solution finale, c'est-à-dire l'état stationnaire de la décharge RF.

III.4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans cette partie du mémoire, nous allons présenter les propriétés électriques de la décharge RF issues de notre modèle fluide 1D développé dans le cadre de ce travail. Cette étude est effectuée dans un gaz électropositif l'Argon. Cette étude va nous permettre d'analyser le comportement électrique de la décharge type RF.

Dans ce qui suit, nous présentons les variations spatiale du champ et du potentiel électrique, des densités électronique et ionique. Au cours de la discussion des résultats obtenus, nous

mentionnons les propriétés générales caractérisant les décharges radiofréquence dans des gazes électropositif.

Les conditions de simulation pour gaze électropositif (l'Argon) de décharges radiofréquence sont montrées dans le tableau III-1:

Paramètres	Symbole	Argon (Ar)
Pression du gaz	P (Torr)	240
Distance inter- électrodes	d (cm)	0.3
Tension RF maximale	V_{rf} (V)	100
Fréquence d'excitation	f (MHz)	10
Température du gaz	T (°K)	293

Tableau III-1 Conditions de fonctionnement pour la décharge radiofréquence [69].

Les paramètres de transport utilisé dans notre étude pour l'argon sont consignés dans le tableau III.2

Paramètres de transport dans l'argon	Valeurs
Mobilité électronique $N\mu_e$ (V cm s) ⁻¹	8.5 10 ²¹
Mobilité ionique $N\mu_+$ (V cm s) ⁻¹	3.6 10 ¹⁹
Coefficient de diffusion électronique ND_e (cm s) ⁻¹	1.7 10 ²²
Coefficient de diffusion ionique ND_+ (cm s) ⁻¹	8 10 ¹⁷

Tableau III-2 paramètres de transport des particules chargés.

Dans cette partie, nous allons présenter les propriétés électriques de la décharge RF à l'état stationnaire en présence d'un gaz électropositif (l'argon).

III.4.1. VARIATIONS SPATIALE DU POTENTIEL ELECTRIQUE

La distribution spatiale du potentiel électrique à l'état stationnaire dans le cas d'une décharge radiofréquence dans l'Argon est représentée dans la figure III-1 et III-2. Nous rappelons que le potentiel RF $V(t, x=0) = V_{rf} \sin(2\pi ft)$ est appliqué à l'électrode de gauche avec une fréquence de 10 MHz et l'électrode de droite est mise à la terre ($x=d$). D'après cette figure, on remarque qu'entre le début et la moitié du cycle RF, l'électrode de gauche joue le rôle d'une anode et la valeur du potentiel dans la colonne positive est quasi identique au potentiel appliqué à l'électrode de droite. Dans la deuxième moitié du cycle RF, l'électrode de gauche devient cathode et le potentiel dans la colonne positive est celui de l'électrode de gauche. Ce comportement est tout à fait normal dans le cas d'une décharge RF. Généralement, on considère que la décharge RF est formée de deux décharges luminescentes DC. Dans la première moitié du cycle RF, la décharge luminescente est alimentée par un potentiel positif, et dans l'autre moitié du cycle, cette décharge est alimentée par un potentiel négatif. En conclusion, la variation RF du potentiel électrique appliqué, donne naissance à une dualité entre deux décharges luminescentes DC. Cette dualité induit impérativement à la présence de deux gaines cathodique dans un cycle RF.

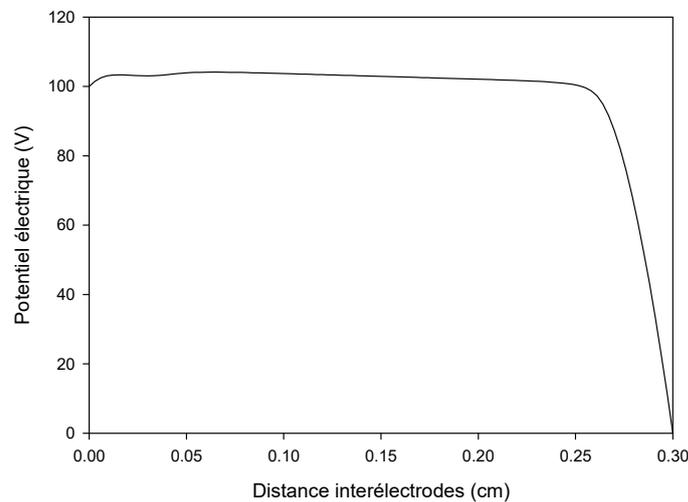


Figure III-1 : Distribution spatiale du potentiel électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF.

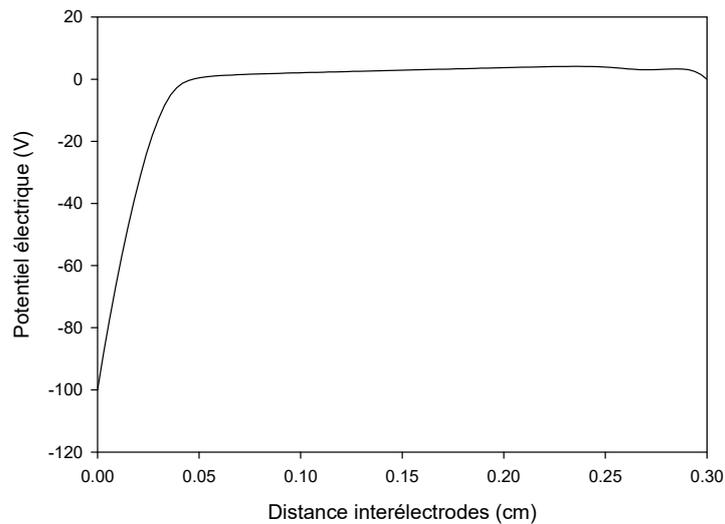


Figure III-2 : Distribution spatiale du potentiel électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF.

III.4.2. VARIATIONS SPATIALE DU CHAMP ELECTRIQUE

Les figure III-3 et III-4 représente la variation du champ électrique dans l'espace inter-électrodes. On remarque qu'entre le début du cycle radiofréquence et la première moitié du cycle, la gaine de droite subit une expansion (croissance d'épaisseur de gaine et d'amplitude de champ électrique) et la gaine de gauche subit une contraction (diminution d'épaisseur de gaine et d'amplitude de champ). Dans la deuxième moitié du cycle RF, la situation est tout à fait inverse, la gaine de droite est en état de contraction et la gaine de gauche est en état d'expansion. Ce phénomène de contraction et d'expansion de gaine qui se répète à chaque demi cycle radiofréquence est lié à la cinétique des particules chargées (électrons, ions positifs). On remarque aussi que la variation du champ électrique dans la colonne positive est indépendante de la fréquence de variation du potentiel appliquée. Le champ électrique dans cette zone est quasi nul à cause de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la colonne positive de la décharge RF.

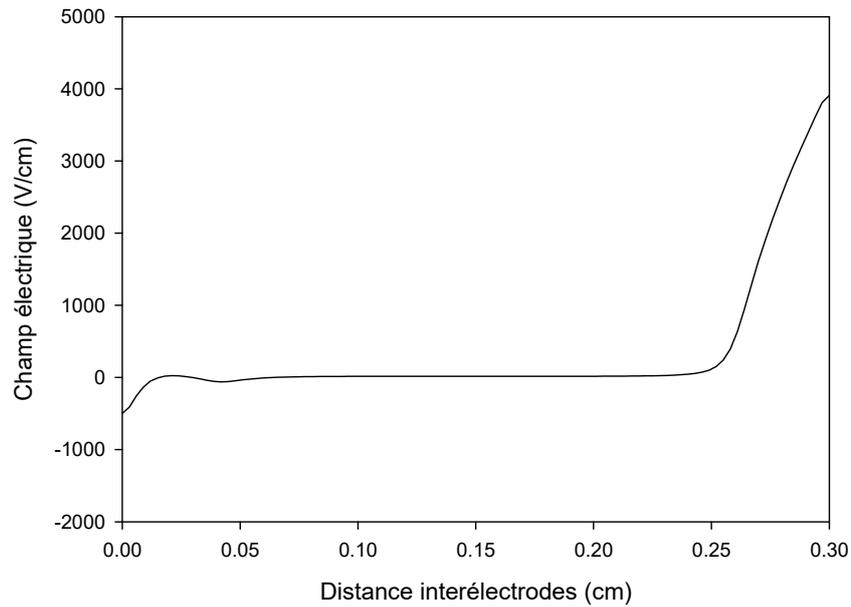


Figure III-3 : Distribution spatiale du champ électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF.

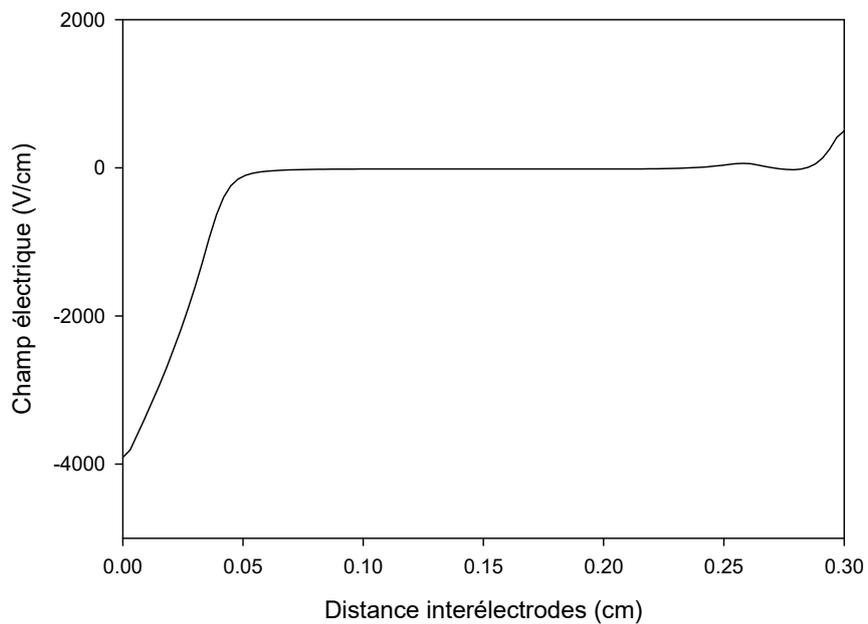


Figure III-4 : Distribution spatiale du champ électrique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF.

III.4.3. VARIATIONS SPATIALE DES DENSITES ELECTRONIQUE ET IONIQUE

La variation spatiale de la densité ionique dans le cas d'une décharge radiofréquence dans l'Argon est représentée dans la figure III-7. On constate que le profil de cette densité est identique sur tout le cycle RF. Cette situation est due à l'inertie ionique. C'est-à-dire que les ions positifs ne suivent pas effectivement les variations instantanées du champ électrique. Dans ce cas, le profil de la densité des ions positifs n'est fonction que de la position.

les figure III-5 et III-6, représentent la variation spatiale de la densité électronique dans le cas d'une décharge radiofréquence dans l'Argon. On remarque que contrairement aux ions positifs et à cause de leurs mobilités, les électrons suivent instantanément les variations du champ électrique.

En effet, durant la première moitié du cycle radiofréquence, l'électrode de droite a le rôle d'une cathode. Les électrons sont repoussés vers le plasma en découvrant une charge d'ions positive qui fait croître le champ électrique au voisinage de l'électrode de droite ce qui entraîne l'expansion de la gaine dans cette région de la décharge. Durant la deuxième moitié du cycle radiofréquence, l'électrode de droite a le rôle d'une anode. Les électrons sont attirés vers cette électrode en couvrant une charge d'ions positive. Par conséquent, le champ électrique décroît et entraîne la contraction de la gaine de gauche.

Dans la région du plasma (colonne positive), la densité électronique est pratiquement égale à celle des ions positifs ce qui explique les faibles valeurs du champ électrique dans le plasma. D'après ce constat, on peut dire que le mouvement des électrons en couvrant et découvrant une charge d'espace positive est à la base de la formation et de l'oscillation des gaines.

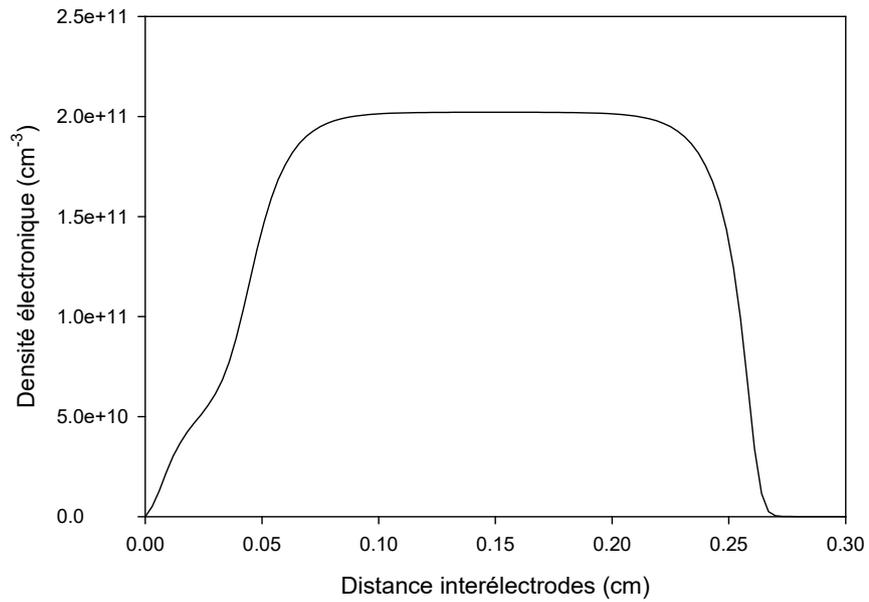


Figure III-5 : Distribution spatiale de la densité électronique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% du cycle RF.

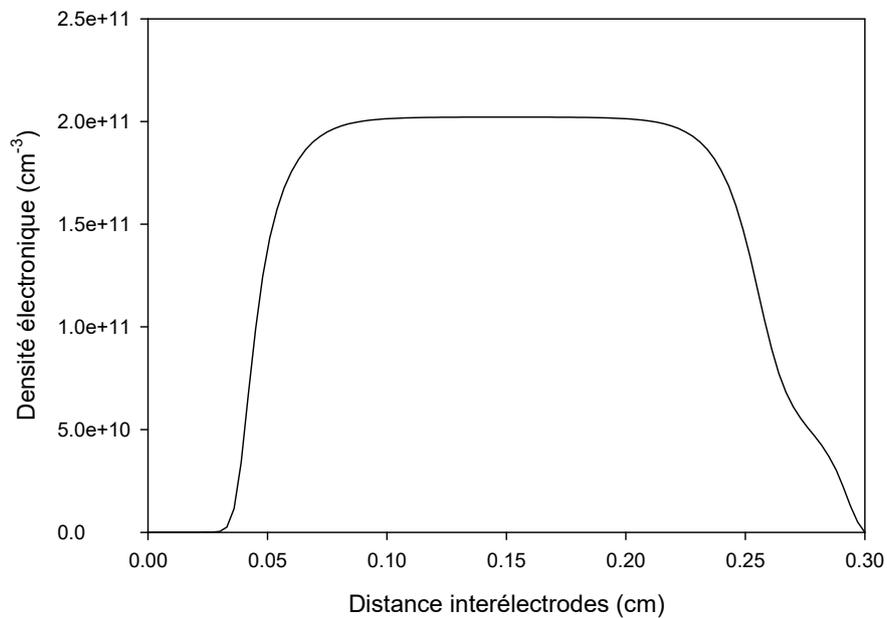


Figure III-6 : Distribution spatiale de la densité électronique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 75% du cycle RF.

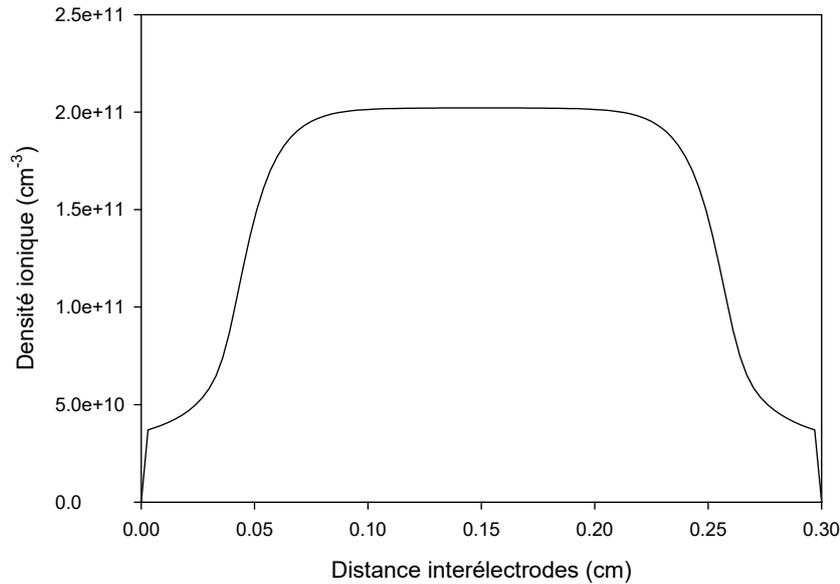


Figure III-7 : Distribution spatiale de la densité ionique dans une décharge radiofréquence dans l'Argon à 25% et 75% du cycle RF.

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales propriétés des décharges radiofréquence dans le cas d'un gaz électropositif (Argon). Une décharge radiofréquence est composée d'une part d'un plasma presque neutre, qui ressemble à la colonne positive d'une décharge luminescente continue DC, dans lequel le champ électrique est relativement faible et d'autre part par la formation de deux gaines à chaque demi cycle RF. L'apparition des gaines au voisinage des électrodes induit de fortes valeurs du champ électrique. Ces zones de la décharge ressemblent à la chute cathodique d'une décharge luminescente continue à l'exception qu'elles oscillent (expansion et contraction des gaines) à la fréquence du potentiel appliqué aux électrodes. C'est à dire au voisinage des électrodes, la cinétique des particules chargées est fortement couplée au champ électrique. En effet, le mouvement des électrons, en couvrant et découvrant une charge d'espace fixe, est à la base de la formation et de l'oscillation des gaines. Contrairement à la densité des électrons qui suit instantanément la variation du champ électrique, la densité ionique positive reste pratiquement indépendante du temps à cause de la grande inertie que présentent les ions envers les variations instantanées du champ électrique.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Ce travail a été consacré à la modélisation unidimensionnel d'une décharge excitée RF à couplage capacitif basse pression.

La modélisation est réalisée en utilisant le modèle fluide auto-cohérent qui décrit la distribution des particules chargées, du champ et du potentiel électriques dans l'espace inter électrodes.

Ce modèle adopté considère le plasma comme un milieu fluide continu, et se base sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann pour les électrons et les ions, couplés à l'équation de Poisson pour le champ électrique.

D'après les résultats obtenus on constate que la densité électronique varie instantanément avec le champ électrique. Par contre, les densités ioniques suivent le champ effectif moyen d'où des profils constants pour toutes les phases du signal d'excitation.

Les résultats obtenus nous ont permis de mieux comprendre le fonctionnement de ce type de décharges électriques et de distinguer la différence de comportement selon que le gaz utilisé est atomique ou moléculaire ou encore de nature électropositif. Ainsi, on a pu constater que la chute de potentiel se fait essentiellement dans les gaines de charge d'espace alors qu'il est relativement uniforme dans le volume du plasma. Ceci se traduit par un champ très variable dans les gaines et relativement faible et uniforme dans le volume du plasma.

Les profils de densités électronique et ionique exhibent des allures en formes de cloche, relativement uniforme dans le cœur du plasma et décroît dans les gaines pour s'annuler sur les électrodes. Notons que la densité électronique suit instantanément la variation du champ électrique alors que la densité ionique présente un profil constant pour toutes les phases du signal d'excitation radiofréquence à cause de leur inertie.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] I. Langmuir, " Oscillations in Ionized Gases " ,proc.nat.acadi.Sci, US, 14. 627 (1928).
- [2] M.Moissan, J.Pelletier ; " Physique des plasmas collisionnels ; Application aux décharges haute fréquence", Collection Grenoble Science, 2006
- [3] P. Chabert, N. Braithwaite, "Physics of Radio-Frequency Plasmas" , Cambridge, 2011.
- [4] Francis F.Chen, Jane P. Chang, " Principles of Plasma Processing " ,University of California, Los Angeles, pp (1, 4, 16-18), 2002.
- [5] A. Mezeghrane, " Caractérisation des plasmas froids d'hydrocarbures azote/méthane et argon/méthane : Application aux dépôts de couches minces" ,thèse de doctorat, Université de Tizi-Ouzou, Algérie 2010.
- [6] A. Pointu, J. Jolly, J. Perrin, Technique d'ingénieur; " plasmas froids de décharge propriétés Electriques".
- [7]H. Bahouh, «Contribution à la modélisation d'une décharge continue d'un gaz moléculaire», mémoire de master, Université Mentouri Constantine, Algérie 2010.
- [8] M. Moreno, "Synthèse en phase gazeuse de nanoparticules de carbone par plasma hors équilibre" ,thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, France 2006.
- [9] Françoise Massines, Stéphane Mottin , "Plasmas froids : Génération, caractérisation et technologies" , Publication de l'université de Saint – Etienne, 2004.
- [10] P. Seimandi, " Modélisation mathématique et numérique de décharges couronnes pour le contrôle d'écoulement " ; thèse de doctorat, 2010, Université Toulouse III-Paul Sabatier, France 2010.
- [11] Chapman, B, Glow ; " Discharge Processes, Sputtering and Plasma Etching" ; New York USA 1980
- [12] L. Therese, "Plasmas radiofréquence pour l'analyse des matériaux. Etudes expérimental, analytique et numérique", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, (2005).
- [13] P. Belenguer, "Modélisation des décharge radiofréquence en régime collisionnel", Thèse de Doctorat, Université de Nancy I, France, n° 831(1990).
- [14] H. Tebani, "Modélisation tridimensionnelle de la décharge luminescente basse pression", thèse de Doctorat de l'université USTO MB Oran, 2015.
- [15] A. Ricard, "Apportt des technologies plasma dans la stérilisation médicale", La revue trimestrielle du Réseau ECRIN – N° 55, Université Paul Sabatier Toulouse.
- [16] E. M. Van Veldhuizen, "Electrical discharges for environmental purposes Fundamentals and applications", New York: NOVA Science Publishers, 2000.

- [17] K. Bonsor, "<http://science.howstuffworks.com/fusion-propulsion.htm>", 13 July 2008.
- [18] E. Amanatides, A. Hammad, E. Katsia, and D. Mataras, "On the high pressure regime of plasma enhanced deposition of microcrystalline silicon", *J. Appl. Phys.*, 2005.
- [19] E. Marode, "Le traitement des effluents gazeux par plasmas froids", *REE* N° 4, p.99, avril 1998.
- [20] A.L. Ward, *Phys. Rev.* 112, 1852 (1958).
- [21] A.L. Ward, *J. Appl. Phys.* 33, 2789 (1962).
- [22] D. B. Graves and K. F. Jensen, "A Continuum Model of DC and RF Discharges", *J. Appl. Phys.* 62, 88 1987.
- [23] G. J. M. Hagelaar, F. J. de Hoog and G. M. Kroesen, "Boundary conditions in fluid models of gas discharges", *Phys. Rev. E*, Vol 62, N 1, 1452-1454, July 2000.
- [24] D. Herrebout, "Modelling of methane, acetylene and silane plasmas: study of the plasma chemistry", Thesis University Antwerpen, 2003.
- [25] E. Marode, "Le traitement des effluents gazeux par plasmas froids", *REE* N° 4, p.99, avril 1998.
- [26] J P Verboncoeur, "Particle simulation of plasmas: review and advances", *Plasma Phys. Control. Fusion* 47, A231–A260, 19 April 2005.
- [27] A. Merad, "Modélisation fluide des décharges radiofréquences basse pression, à couplage capacitif, et considération de la présence de poudres", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2932 (1998).
- [28] G. J. M. Hagelaar, "Modelling of micro-discharge for display technology", These Univ. Eindhoven, 13 November 2000.
- [29] E. I. Vorobyov and C. Theis, "Boltzmann moment equation approach for the numerical study of anisotropic stellar discs", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 373, 197–208, 2006.
- [30] Y. Zheng, "Analysis of Kinetic Models and Macroscopic Continuum Equations for Rare fied Gas Dynamics", PhD University of Victoria, 2004.
- [31] A. Hennad, "Cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulations de Monte Carlo classique et optimisée : détermination des données de base dans l'air ", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2458 (1996).
- [32] A. Alkaa, P. Segur, A. Zahraoui, and M. Kadri-H, "Monte Carlo treatment of the transport of electrons in a gas including electron-electron interaction", *Physical Review* 50 (4), 3006-3017 (1994).
- [33] K. L. Cartwright, J. P. Verboncoeur and C. K. Birdsall, "Nonlinear hybrid Boltzmann–particle-in-cell acceleration algorithm", *Phys. Plasma* Vol. 7, N° 8, 3252-3264, August 2000
- [34] T.E. Nitchke, and D.B. Graves, "A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges", *J. Appl. Phys.* 76, 5646-60 (1994).

- [35] M. Surendra, and M. Dalvie, "Moment analysis of rf parallel-plate discharges imulations using the particle-in-cellwith Monte Carlo collisions technique", *PhysicalReview E* 48 (5), 3914-3924, (1993).
- [36] V. Vahedi and M. Surenda, "A Monte Carlo collision model for the particle-in-cellmethod: Application to argon and oxygendischarge", *Comput. Phys. Commun.*, 87, 1,2, 179, 1995.
- [37] K. Radouane, B. Despax, M. Yousfi, J. P. Couderc, E. Klusmann, H. Meyer, R.Schulz, and J. Schulze, " Two-dimensional electrical modeling of asymmetric radio frequency discharges for geometry effect analysis: comparison with experiments", *J. App. Phys.*, 90, 9, 4346, 2001.
- [38] D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani, A. Settaouti, "PIC MC Using Free Pathfor the Simulation of Low Pressure RF Discharge in Argon', *IEEE Trans.on Plasma Science*", 38, 4, 902, 2010
- [39] D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani, "RF discharge characteristics fromparticle model based on two optimized Monte Carlo methods for collision treatment",*ICPIG Cancun 13-18July*, 2009.
- [40] Antoine Descoedres, "Characterization of electrical discharge machining plasmas", Thèse de l'Ecole polytechnique de Lausanne, 2006
- [41] A. D. Richards, B. E. Thompson and H. H. Sawin, "Continuum modeling of argon radio frequency glow discharge", *Appl. Phys. Lett.*, 492, 1987.
- [42] Z. Guo, H. Liu, L.-S. Luo and K. Xu, "A comparative study of the LBE and GKS methods for 2D near incompressible laminar flows", *J. Comp. Phys* 227, 4955–4976, January 2008.
- [43] W. Liao, Y. Peng and L.-S. Luo, "Modified gas-kinetics cheme for shock structuresin argon", *Prog. Comput. Fluid. Dyn.*, Vol. 8, N° 1–4, 97, 2008
- [44] C. Pedoussat, "Modélisation auto-cohérente de la pulvérisation cathodique dans les décharges luminescentes basse pression", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n°3524 (1999).
- [45] A. Fiala, "Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge luminescente à basse pression", Thèse de Doctorat , Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).
- [46] E. Havlícková, "Fluid Model of Plasma and Computational Methods for Solution ",*WDS '06 Proceedings of Contributed Papers, Part III*, 180–186, 2006.
- [47] P. Degond, S. Jin, L. Mieussens, "A Smooth transition model betweenkinetic andhydrodynamic equations", *J. Comput. Phys.* Vol 209, Issue 2, 665-694, 2005
- [48] V. Vahedi, C. K. Birdsall, M. A. Lieberman, G. DiPeso, and T. D. Rognlien, "Verification of frequencyscalinglaws for capacitive radio-frequency dischargesusing two-dimensional simulations", *Phys. Fluids* , 5, 7, 2719, 1993.

- [49] T. J. Sommerer and M. J. Kushner, "Numerical investigation on the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo-fluid hybrid model", J. Appl. Phys., 1654, 71, 1992.
- [50] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J.-P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low pressure glow discharge", Physical Review E 49 (6), 5607-5622 (1994).
- [50] Yi-Hung Lin, Raymond A. Adomatis, "A Global basis Function Approach to DCG low Discharge Simulation", Physics Letters A 243, 142, 1998.
- [51] L. C. Pitchford, N. Ouadoudi, J.P. Boeuf, M. Legentil, V. Puech, J. C. Thomaz, and M. A. Gundersen, "Triggered breakdown in low-pressure hollow cathode (pseudospark) discharge", J. Appl. Phys. 78, 77-89 (1995).
- [52] A. Bogaerts, R. Gijbels, and W.J. Goedheer, "Hybrid Monte Carlo- fluid model of a direct current glow discharge", J. Appl. Phys. 78(4), 2233-2241 (1995).
- [53] Y.-H. Lin, "From Detailed Simulation to Model Reduction: Development of Numerical Tools for a Plasma Processing Application", Ph.D. University of Maryland, College Park, 1999.
- [54] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi ; " Détermination des caractéristiques électriques d'une décharge luminescence en 1D " ; 5^{ème} conférence sur la Haute Tension USTMB. Oran 1 à 3 Déc. 2003
- [55] HABEL El hadj, thèse de doctorat, " Modélisation bidimensionnelle des décharges Radiofréquences à basse pression ", - USTO-MB, ORAN 2018.