

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

UNIVERSITE CONSTANTINE 1
Faculté des Sciences de la Technologie
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :

Série :

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences
en Électronique

Par

BAHOUH HANENE

THEME

Modèle fluide d'une décharge plasma radiofréquence

Soutenue le : 28 / 06 / 2014

Devant le jury :

Président: Mr M. BOUCHEMAT *Prof. Université Constantine 1*

Rapporteur: Mme S. REBIAI *Prof. Université Constantine 1*

Examineurs: Mr A. BENHAYA *Prof. Université Batna*

Mr D. BENATIA *Prof. Université Batna*

Mr A. BELLEL *Prof. Université Constantine 1*

Invité: Mr S. Sahli *Prof. Université Constantine 1*

REMERCIEMENTS

*Je remercie tout d'abord **DIEU** le tout puissant qui m'a éclairé le Bon chemin et m'a donné la force pour le suivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés. Nous en sommes reconnaissants et continuons infiniment à le remercier et le glorifier.*

*Je suis reconnaissante à ma directrice de thèse, le Professeur **SAIDA REBIAI** d'avoir accepté de diriger ma thèse de doctorat, de son soutien, de ses multiples coups de main, de la confiance qu'elle a placée en moi et de toutes les choses que j'ai pu apprendre à ses côtés.*

*Je voudrais remercier Monsieur le Professeur **S. SAHLI**, directeur du Laboratoire **L.M.I.** pour m'avoir accueillie dans son laboratoire.*

*Je remercie également Monsieur **Michel DUDECK** Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie (UPMC), pour nous avoir fournis les caractéristiques du réacteur Torche disponible au sein du Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT) de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, qui nous a permis d'effectuer une simulation sur un dispositif réel.*

*J'exprime ma profonde reconnaissance à M^r **M. BOUCHEMAT**, Professeur à l'Université Constantine 1, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.*

*Je tiens à remercier également tous les membres du jury qui ont accepté d'examiner ce travail et de siéger à ma soutenance: M^r **A. BENHAYA** Professeur à l'université de Batna, M^r **J.BENATIA** Professeur à l'université de Batna et M^r **A. BELLEL**, Professeur à l'Université Constantine 1.*

J'exprime également mes remerciements à toutes mes collègues, amies pour ses encouragements et son aide. Mes remerciements vont particulièrement à
Z. ZIARI, A. BERKANE, F. BOUANAKA, R. ABIDAT et K. SIARI.

*A la mémoire de mon frère **Nabil**, qui aurait été Comblé de joie ;
A la lumière de ma vie mes chers parents ; A mon mari,
A tous ceux qui m'ont encouragée de prêt
ou de loin ; Je dédie ce mémoire.*

SOMMAIRE

Introduction Générale	1
Références bibliographiques de l'introduction	5

Chapitre I : Principes fondamentaux et synthèse bibliographique

I-1 Introduction.....	6
I-2 Plasmas : généralités.....	6
I-2-1 Qu'est-ce que c'est un plasma.....	6
I-2-2 Technologie par Plasma.....	8
I-2-3 Classification des Plasmas	8
I-2-3-1 Classification des plasmas selon la température.....	8
I-2-3-2 Classification des plasmas selon la pression du gaz.....	10
I-2-4 Principales grandeurs caractéristiques et notions de bases.....	12
I-2-4-1 La fonction de distribution.....	12
I-2-4-2 Le degré d'ionisation	14
I-2-4-3 La longueur de Debye.....	14
I-2-4-4 L'oscillation plasma.....	15
I-2-4-5 La quasi-neutralité macroscopique.....	17
I-2-4-6 Le libre parcours moyen.....	18
I-2-4-7 La perméabilité, la susceptibilité et la conductivité du plasma.....	18
I-2-4-8 La gaine électrostatique.....	21
I-2-5 Les différents types de collisions intervenant dans une décharge.....	23
I-2-5-1 Sections efficaces.....	25
I-3 Génération et maintien des plasmas.....	26

I-3-1 Les décharges à courant continue (DC)	26
I-3-2 Les décharges à courant radiofréquences (RF)	31
I-3-3 Les décharges micro onde ou hyper fréquence.....	32
I-3-4 Les décharges à résonance cyclotron électronique (RCE)	33
I-4 Conclusion	37
Références bibliographiques du chapitre I.....	38

Chapitre II : Etude des décharges radiofréquences

II-1 Introduction	44
II-2 Les réacteurs radiofréquences.....	44
II-2-1 Les décharges radiofréquences capacitives.....	45
II-2-1-1 Description du réacteur à couplage capacitif.....	45
II-2-1-2 Principe de fonctionnement.....	47
II-2-1-3 La décharge asymétrique: la tension d'auto-polarisation.....	48
II-2-1-4 Circuits électriques équivalents.....	52
II-2-1-5 Principaux mécanismes d'amorçage et d'entretien d'une Décharge capacitive.....	56
II-2-1-6 Les sources capacitives simple et double fréquence	58
II-2-2 Limitations des décharges RF capacitives (Les réacteurs plasmas à haute densité)	62
II-2-3 Les décharges radiofréquences inductives.....	63
II-2-3-1 Description du réacteur à couplage inductif.....	63
II-2-3-2 Principe de fonctionnement.....	65
II-2-3-3 Régimes de fonctionnement des plasmas ICP	67
II-2-3-4 Circuits électriques équivalents.....	69

II-3 Modélisation physique d'une décharge radiofréquence.....	73
II-3-1 Méthodes de résolution.....	79
II-3-2 Outils de simulation (Code plasma)	80
II-4 Conclusion.....	82
Références bibliographiques du chapitre II.....	83

Chapitre III : Modélisation d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif

III-1 Introduction.....	91
III-2 Modélisation d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif.....	91
III-2-1 Description du modèle	91
III-2-1-1 Conditions aux limites	96
III-2-1-2 Conditions initiales	97
III-2-1-3 Critère de convergence des résultats.....	88
III- 3 Modèle unidimensionnelle d'une décharge capacitive simple fréquence.....	88
III- 3-1 Effet de la pression du gaz	104
III- 3-2 Effet de la fréquence d'excitation f_{rf}	107
III- 4 Modèle multidimensionnel d'une décharge capacitive double fréquence.....	109
III-4-1 Effet de la variation de haute fréquence f_{HF} et de sa tension V_{HF}	114
III-4-2 Effet de la variation de basse fréquence f_{LF} et de sa tension V_{LF}	118
III-5 Conclusion.....	121
Références bibliographiques du chapitre III.....	123

Chapitre IV : Modélisation d'une décharge radiofréquence à couplage inductif

IV-1 Introduction	128
--------------------------------	------------

IV-2 Modélisation multidimensionnelle d'une décharge inductive au sein du	
réacteur de gravure industriel.....	127
IV-2-1 Description du modèle.....	128
IV-2-1-1 Conditions aux limites	133
IV-2-1-2 Conditions initiales.....	133
IV-2-1-3 Critère de convergence des résultats.....	134
IV-2-2 Discussion des résultats.....	134
IV-2-3 Influence des paramètres opératoires sur le comportement de la	
Décharge inductive.....	137
IV-3 Modélisation d'une plasma ICP à pression atmosphérique.....	142
IV-3-1 Description du modèle.....	143
IV-3-2 Résultats et discussion.....	147
IV-4 Conclusion	151
Références bibliographiques du chapitre IV.....	152
Conclusion Générale.....	155

Introduction générale

Introduction Générale

Le terme « plasma » a été proposé par Langmuir en 1929 afin de décrire un gaz ionisé. Par ordre croissant sur l'échelle des températures, les plasmas représentent le quatrième état de la matière après les états solide, liquide et gazeux. Plus précisément, un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé, constitué d'un ensemble globalement électriquement neutre, comprenant des électrons, d'ions positifs et négatifs, d'atomes et de molécules. A titre d'exemples, nous pouvons citer, d'une part, les plasmas dits naturels comme les flammes, la couronne solaire, les nébuleuses, les éclairs et les aurores, et, d'autre part, les plasmas de laboratoire dits industriels créés dans un réacteur et entretenus par une source d'énergie électrique [1].

On parle de décharge électrique pour décrire tout mécanisme de passage du courant dans un gaz. Pour générer et maintenir ces décharges, une source électrique (excitation externe) est appliquée à un mélange gazeux pour produire notamment l'ionisation. Un champ électrique et/ou magnétique suffisamment fort agit directement sur les espèces chargées (électrons et ions) présentes dans le plasma et principalement sur les électrons, qui participent à la création d'espèces actives par processus d'ionisation, d'attachement, d'excitation, de recombinaison et aussi de dissociation du gaz. Ces espèces réactives sont les sources des phénomènes physico-chimiques qui apparaissent dans le volume plasma [2].

Les plasmas créés en laboratoire sont donc définis comme d'excellentes sources d'ions positifs, de photons et de neutres réactifs. Plusieurs sources existent pour la production de ces plasmas tel que les sources DC (à potentiel continu) [3], les sources RF (à fréquence radio avec couplage capacitif ou inductif) et les sources micro ondes (μO) [4]. Ces plasmas sont répartis, suivant leurs températures et leurs densités d'espèces chargées, dans une gamme allant de la température ambiante à faible pression [5], jusqu'à des températures pouvant atteindre plusieurs millions de degrés à des pressions plus élevées [6]. Chaque type de décharge a un intérêt spécifique.

De nos jours, les plasmas sont plus connus pour leur aptitude à émettre de la lumière comme par exemple leur application dans les écrans à plasma pour l'affichage à grande échelle [7] et les lampes à décharge pour l'éclairage [8]. Ils sont également largement utilisés dans l'industrie de la micro et nanoélectronique pour le traitement de surface des matériaux, soit pour y déposer des couches minces d'une grande pureté et d'une épaisseur parfaitement contrôlée, soit pour graver sélectivement certains matériaux, soit encore pour modifier leurs propriétés et ce sans

l'utilisation de réactifs dangereux ou polluants. Les réacteurs à plasmas utilisés pour le dépôt ou la gravure de couches minces fonctionnent généralement entre 13.56 et 200 MHz, c'est à dire dans le domaine des radiofréquences [9].

Le travail présenté dans cette thèse consiste à contribuer à la reconnaissance des différents phénomènes physico-chimiques des plasmas froids qui interviennent dans un réacteur radiofréquence lors d'une décharge RF à couplage capacitif et à couplage inductif. La modélisation de tels procédés impose la détermination des réactions chimiques mises en jeu, dans l'écoulement, et de la cinétique associée ainsi que la détermination en fonction de plusieurs paramètres opératoires (tension RF, température, composition du gaz et pression, géométrie du réacteur, ...) de la distribution uni et multidimensionnelle des densités de charges, du champ et potentiel électriques, ainsi que des taux de production des principales espèces réactives mises en jeu dans le réacteur RF.

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de réacteurs plasmas. Notre simulation est basée sur les modèles fluides qui font appel à un couplage entre les équations de transport des particules et du champ électromagnétique [10]. Le grand nombre d'équations classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement.

La modélisation des réacteurs à couplage capacitif et inductif a été réalisée en utilisant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics. C'est un logiciel de simulation qui permet de coupler plusieurs processus physiques et de résoudre ce système d'équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis [11]. La méthode des éléments finis (FEM) est une technique numérique qui permet de résoudre ce système d'équations ensuite, discrétiser le domaine dont on veut étudier certaines de ses propriétés à des « éléments », qui sont connectés entre eux par des noeuds. Cette discrétisation de la surface ou du volume à modéliser s'appelle le « maillage ».

La modélisation numérique est une méthode qui permet de compléter des études expérimentales et d'examiner une théorie à un coût moins important que l'expérience.

Les progrès réalisés simultanément dans la modélisation numérique rendent plus aisé aujourd'hui le choix d'une décharge et la maîtrise de sa phénoménologie, en fonction du but recherché [12].

Le manuscrit de cette thèse se divise en quatre chapitres principaux :

Dans le premier chapitre, nous donnerons un bref rappel sur les plasmas et leurs propriétés physiques. Par la suite, nous présenterons les différents types de plasmas existants ainsi que les interactions possibles entre le plasma et la surface. Enfin, nous dresserons un état de l'art de sources plasmas fonctionnant à basse pression et à la pression atmosphérique pour différentes sources d'excitation, ainsi que leurs domaines d'applications.

Le deuxième chapitre s'articule autour de deux axes: le premier est consacré à la présentation de la décharge radiofréquence. Il permet de rappeler les notions fondamentales et les principales caractéristiques concernant les deux types de décharge capacitive et inductive. Le second axe fait la synthèse des différents modèles mis en œuvre dans l'établissement des principales équations mathématiques et des différentes méthodes de résolution.

Les deux derniers chapitres de ce mémoire sont consacrés aux résultats obtenus au cours de notre étude et à leur interprétation. Dans le troisième chapitre nous exposerons quelques rappels sur le modèle fluide qui décrit le comportement d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif. Nous présenterons les équations générales gouvernant la décharge dans le cas d'un plasma d'hélium ainsi que les conditions initiales et aux limites nécessaires. Enfin, nous montrerons les résultats obtenus par notre simulation. Le quatrième chapitre de cette thèse est consacré à l'étude d'un plasma d'argon pur généré à basse pression dans un réacteur inductif haute densité et au sein d'une torche inductive à pression atmosphérique. Nous exposerons les équations générales gouvernant le modèle ainsi que les différentes approximations employées pour simplifier sa description. Les conditions initiales et aux limites nécessaires sont, par la suite, exposées dans ce chapitre afin de présenter le domaine de la simulation. Enfin, nous présenterons et discuterons les résultats que nous avons obtenus par notre simulation.

Nous terminerons notre manuscrit de thèse par une conclusion générale qui synthétise les résultats obtenus et donnera un aperçu de perspectives qui peuvent être développées pour mieux comprendre ce sujet.

Références bibliographiques de l'introduction

- [1] L. Tonks, I. Langmuir, « Oscillations in Ionized Gases », Physical Review, vol 33, 1929.
- [2] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg « Principles of Plasma Discharge and Materials Processing» Second Edition, Printed in the U.S.A, ISBN 0-471-72001-1, 2005.
- [3] F. Bouanaka, S. Rebiai, H. Bahouh, S. Sahli, «Modeling of low pressure collisional argon plasma in DC discharge »,Global Journal of Physical Chemistry, Volume 2, 2011.
- [4] Annemie Bogaerts, Erik Neyts, Renaat Gijbels, Joost van der Mullen, « Gas discharge plasmas and their applications», Spectrochimica Acta Part B 57, pp. 609–658, 2002.
- [5] M.J. Baldwin, T.C. Lynch, R.P. Doerner, J.H. Yu, «Nanostructure formation on tungsten exposed to low-pressure rf helium plasmas: A study of ion energy threshold and early stage growth», Journal of Nuclear Materials 415, S104–S107, 2011.
- [6] Y.-M. Chiu et al, « Effect of plasma chemistry on the simulation of helium atmospheric-pressure plasmas», Computer Physics Communications 182, pp. 167–169, 2011.
- [7] B. Szabolcs, «Development of mercury- free dielectric discharge light sources», thèse de doctorat de l'Université de technologie et d'économie, Budapest, Hongrie 2009.
- [8] T. Bezanahary, « Modélisation du comportement de la colonne positive d'un plasma de décharge dans les gaz rares purs: application à l'étude des lampes "basse pression" sans mercure » thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, Septembre 2003.
- [9] A. Bogaerts, R. Gijbels, « Numerical modelling of gas discharge plasmas for various applications», Vacuum 69, pp. 37–52, 2003.
- [10] H. Kim, D. Kwon and N. Sik, «Development of New Method for Fluid Simulation of Capacitively Coupled Plasma Discharge», J. Korean Phys. Soc., Vol. 49, pp. 1967-1971, 2006.

- [11] Cheng Jia et al., «Two-dimensional simulation of inductively coupled plasma based on COMSOL and comparison with experimental data», *Journal of Semiconductors*, vol. 34, No. 6, 2013.
- [12] A. Bogaerts et al. « Comparison of modeling calculations with experimental results for rf glow discharge optical emission spectrometry», *Spectrochimica Acta Part B* 57, pp. 109–119, 2002.

Chapitre I

Principes fondamentaux et Synthèse bibliographique

I-1 Introduction

L'utilisation potentielle des sources plasmas à basse pression et à pression atmosphérique est conditionnée par les propriétés du plasma, (particulièrement la température du gaz), elles-mêmes déterminées essentiellement par le mode d'excitation. A titre d'exemple, la découpe ou le soudage plasma requiert des températures élevées (au dessus de 1 500 K) alors que le traitement de la surface d'un polymère nécessite une basse température (au dessous de 500 K). Dans ce chapitre, nous donnons un bref rappel sur les plasmas et leurs propriétés physiques. Par la suite, nous présentons les différents types de plasmas existants ainsi que les collisions possibles dans le plasma. Enfin, nous dressons un état de l'art de sources plasmas fonctionnant à basse pression et à la pression atmosphérique pour différentes sources d'excitation, ainsi que leurs domaines d'applications.

I-2 Plasmas : généralités

I-2-1 Qu'est-ce que c'est un plasma?

Historiquement, l'appellation officielle « plasma » n'est venue qu'en 1928, donnée par le physicien américain Irving Langmuir, à cause de sa similarité avec le plasma sanguin [1].

Si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, il passe graduellement par un état liquide, ensuite gazeux, puis au plasma, comme le montre le schéma de la figure (I-1). Pour cette raison on dit que le plasma est le quatrième état de la matière [2-8].

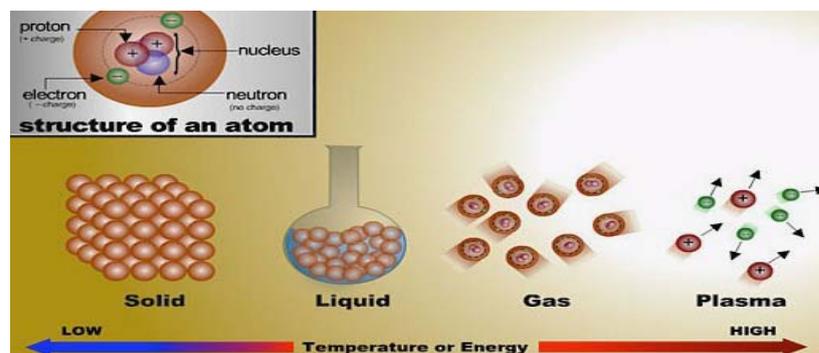


Figure I-1 : Evolution de l'état de la matière avec la température [9]

Dans la pratique, les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une excitation externe (électrique ou thermique) suffisante pour arracher les électrons de leurs atomes (phénomène d'ionisation) [6, 7]. On crée donc une collection de particules chargées avec généralement la densité des charges négatives à peu près égale à celle des charges positives [2, 6-8]. Les charges négatives sont généralement des électrons, mais dans certains cas pour des milieux électronégatifs, on peut avoir la création d'ions négatifs tel que O^- , Cl^- et F^- [7, 8]. Les charges positives sont généralement des ions, des molécules ou des atomes auxquels on a arraché un ou plusieurs électrons. Cette particularité fait que les plasmas conservent certaines propriétés des gaz (compressibilité, pression proportionnelle à la température absolue, ...), par contre, les propriétés électromagnétiques sont différentes du fait de la présence d'électrons en mouvement qui font que le plasma est un bon conducteur d'électricité [2-8].

Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils constituent plus de 99% de la matière connue. D'une façon générale, on peut ainsi distinguer les plasmas naturels tels que le soleil, les éclairs, le vent solaire, les aurores boréales, les étoiles et les flammes, en plus des plasmas artificiels créés dans le laboratoire (décharges lumineuses, arcs, machines à fusion ...). Pour donner une idée de la variété des plasmas naturels et artificiels, quelques-uns d'entre eux sont regroupés dans le plan température électronique (T_e)-densité électronique (n_e) [4] comme c'est présenté sur la figure I-2.

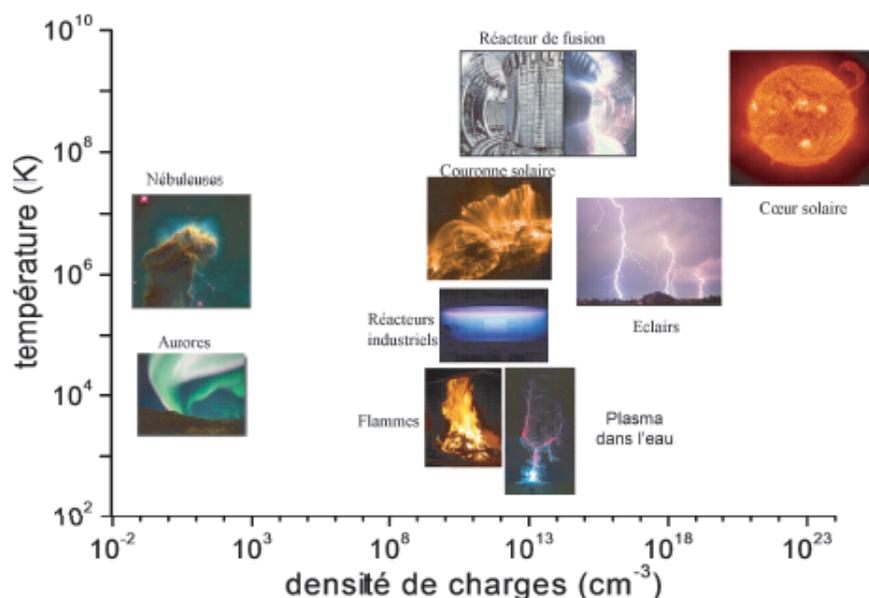


Figure 1-2 : Diagramme température électronique- densité électronique pour quelques plasmas [10].

I-2-2 Technologie par Plasma

Au sein même des plasmas froids, nous pouvons distinguer deux catégories, suivant la pression de travail considérée. Les plasmas à basse pression nécessitent une enceinte confinée avec des sas pour maintenir le vide. Les systèmes pour créer le vide sont chers et demandent beaucoup d'entretien. Contrairement à la basse pression qui nécessite des équipements pour réaliser le vide, les plasmas à haute pression permettent de s'affranchir d'un système de pompage, ce qui les rend attractifs d'un point de vue économique [11].

A cause de leurs propriétés réactives et thermiques, les plasmas froids ont de nombreux domaines d'études et d'applications. À basse pression, ils sont utilisés pour l'éclairage (lampes et tubes fluorescents, enseignes lumineuses) et également pour le traitement de surface (dépôt et gravure, implantation ionique, polymérisation, nitruration, cémentation,...). Les procédés de fabrication en microélectronique y ont donc largement recours pour la fabrication de circuits intégrés, mémoires et microprocesseurs. Les techniques de fabrication des transistors en couches minces, des écrans plats ou des panneaux solaires reposent aussi sur les procédés plasmas. Néanmoins à haute pression, le procédé plasma permet d'envisager de nombreuses applications telles que les lampes excimères, la dépollution de l'air ou de l'eau, ou bien encore la décontamination biologique ou la stérilisation médicale [12, 13].

I-2-3 Classification des Plasmas

Les plasmas sont principalement caractérisés par leurs paramètres, surtout par la densité et la température électroniques [4] (voir figure I-2). Selon le type et la quantité d'énergie transférée au plasma, on distingue les plasmas chauds et les plasmas froids. Il est possible d'établir des classifications pour séparer ces différents types de plasmas; la première est la classification basée sur la température des espèces et la deuxième est selon la pression du gaz.

I-2-3-1 Classification des plasmas selon la température

Au sein d'un gaz ionisé, les particules chargées, électrons et ions, sont définis par deux températures T_e et T_i (température des ions) distinctes dont la valeur déterminent le type de plasma [5, 6]. Les masses des neutres, des ions et des molécules étant proches, leurs

températures sont voisines et de l'ordre de la température du gaz [6]. Du fait de leur faible masse par rapport aux ions et aux neutres, les électrons sont fortement accélérés par les champs électriques et/ou magnétiques et acquièrent rapidement une haute énergie. Dans ce cas, la température électronique est beaucoup plus élevée que celle des autres particules [5-8]. Il est donc plus aisé de transmettre de l'énergie aux électrons qu'aux espèces plus lourdes (ions et neutres).

Selon la température de ses composants, un gaz ionisé prendra des noms différents :

a) Plasmas chauds (en l'ET : équilibre thermodynamique total): Ces plasmas sont complètement ionisés et se rencontrent dans les étoiles où se créent des réactions de fusion nucléaire. Ces plasmas représentent 99% de l'univers. Dans ce cas la température des espèces chargées est supérieure à 10 millions de degrés et le plasma est en équilibre thermodynamique total (ET) [3-5].

b) Plasmas froids: Les plasmas froids sont caractérisés par des températures ne dépassant pas quelques dizaines de milliers de degrés. Parmi les plasmas froids, on distingue:

- **Les Plasmas thermiques (en l'ETL : équilibre thermodynamique local) :** Le gaz est fortement ionisé, les températures des particules lourdes (neutres et ions) et les particules légères (électrons) sont voisines ($T_e \approx T_i$). Elles peuvent atteindre plusieurs dizaines de milliers de degrés (entre 3000 et 10000 K). Les ions sont aussi énergétiques (réactifs et chauds) pour influencer le comportement du plasma. On dit que le plasma est proche de l'équilibre thermodynamique local (ETL) [5, 8, 12, 14, 15]. Il s'agit des plasmas de torche ou des plasmas d'arc. Ces plasmas sont ainsi loin d'être froids, mais sont dénommés ainsi en raison de leur énergie très inférieure à celle des plasmas chauds.

- **Les Plasmas hors ETL :** Ces plasmas se caractérisent par un faible taux d'ionisation. Seuls les électrons sont portés à haute température (haute énergie cinétique) et les autres particules (ions, neutres, radicaux, fragments de molécules) restent à température ambiante (hors équilibre thermodynamique). Dans ce type de plasmas, seulement les électrons ont acquis plus d'énergie pour effectuer des réactions chimiques et les ions sont considérés comme froids [5, 8, 12, 14]. Ces plasmas froids sont utilisés dans l'industrie, par exemple pour fabriquer des

micro ou nano instruments, en microélectronique, pour l'éclairage basse consommation, la stérilisation ainsi que la dépollution de l'eau et de l'air.

Le Tableau I-1 résume les principales caractéristiques des plasmas à ETL et hors ETL.

	Plasmas à ETL	Plasmas hors ETL
Propriétés	<ul style="list-style-type: none"> - $T_e \approx T_i$ - Densité électronique plus élevée : ($n_e = 10^{21} - 10^{26} \text{ m}^{-3}$) - plasmas très collisionnels 	<ul style="list-style-type: none"> - $T_e \gg T_i$ - Densité électronique plus basse : ($n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$) - plasmas peu collisionnels
Exemples	Plasma d'arc (coeur) $T_e \approx T_i \approx 10000 \text{ K}$	Décharges lumineuses $T_e \approx 10000 - 100000 \text{ K}$ $T_i \approx 300 - 1000 \text{ K}$

Tableau I-1 : Principales caractéristiques des plasmas à ETL et hors ETL [14]

Dans les plasmas, on mesure l'énergie cinétique des espèces chargées (électrons ou ions) et des neutres par leur températures respectives T exprimées souvent en eV ($1eV=11600K$) en utilisant l'équation [6, 8, 12] :

$$E_C = \left(\frac{3}{2}\right) \cdot k_B \cdot T = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot m \cdot V^2 \quad (\text{I-1})$$

où E_C est l'énergie cinétique, k_B la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$), m et V sont la masse et la vitesse moyenne de la particule respectivement.

I-2-3-2 Classification des plasmas selon la pression du gaz

La pression du gaz influe également sur le caractère chaud ou froid du plasma. La figure I-3 montre l'effet de la pression sur le passage d'une décharge lumineuse à un régime d'arc [14, 16]. Les plasmas de laboratoire peuvent fonctionner à haute ou à basse pression, et sont principalement générés par des sources électriques. Ces champs électriques cèdent spécialement leur énergie aux électrons (qui vont s'échauffer), ensuite cette énergie est transportée par collision aux ions et autres particules lourdes.

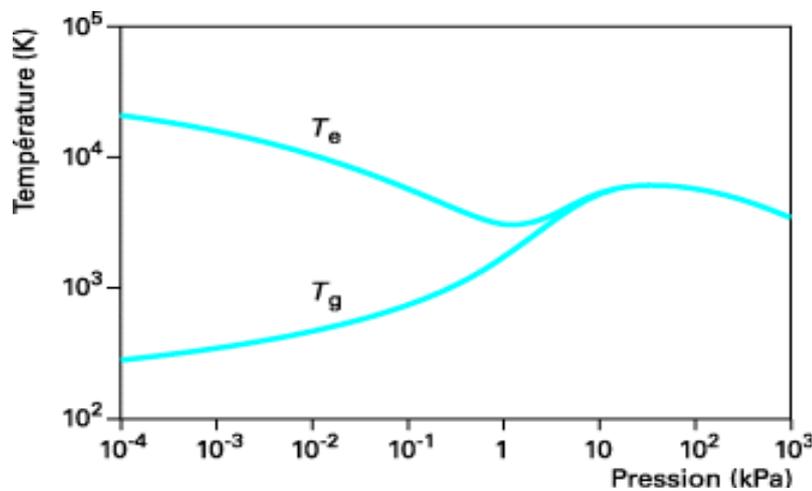


Figure I-3: Évolution des températures des électrons (T_e) et des particules lourdes (T_g) avec la pression de travail dans un plasma thermique d'arc [16].

A basse pression, le libre parcours moyen des particules est très long et le transfert d'énergie ne peut se produire que par collisions inélastiques (ionisation et/ou excitation) des électrons avec les autres particules. Ces collisions ne mènent pas à un échauffement des lourds. Dans ces conditions, le plasma est caractérisé par deux températures, celle du gaz T_g et celle des électrons T_e , c'est le cas des plasmas froids hors équilibre thermodynamique. La température des lourds (ions, atomes, molécules) peut être voisine de la température ambiante est inférieure à celle des électrons qui sont assez énergétiques.

Quand la pression augmente (voisine ou supérieure à la pression atmosphérique), le nombre de collisions entre les particules augmente également. Cela provoque une élévation de la

température des particules lourdes. L'écart entre T_g et T_e est réduit et le plasma se rapproche de l'état équilibre thermodynamique local.

I-2-4 Les principales grandeurs caractéristiques et notions de bases

Outre de la température et la densité électronique, il existe encore plusieurs paramètres caractérisant le plasma notamment :

I-2-4-1 La fonction de distribution

N'importe quel modèle d'une décharge de gaz doit être construit sur une description microscopique des particules présentes dans la décharge. Pour une meilleure description d'un plasma au voisinage d'une position donnée à un moment donné, il faut décrire la répartition de chaque espèce de particules composant ce plasma, son état énergétique ainsi que sa distribution en vitesse.

Pour cela on définit la fonction de distribution f telle que $f(r, V, t) \delta^3 r \delta^3 V$ représente le nombre moyen de particules de type i et de masse m_i contenues dans le volume $\delta^3 r \delta^3 V$ autour de la position (r, V) (r et V étant les champs des distances et des vitesses des particules chargées respectivement) et à l'instant t [6, 8]. La fonction de distribution est la solution de l'équation de Boltzmann qui décrit la variation de la cinétique des espèces dans le plasma, elle est valide pour les plasmas faiblement ionisés, gouvernés par les collisions entre espèces neutres et particules chargées. La majorité de modèles de décharge de gaz sont établies sur cette équation. Cependant, l'équation de Boltzmann est difficile à manipuler et ne peut pas être résolue sans lui faire des simplifications significatives même pour une espèce simple. Une forme souvent utilisée de l'équation est donnée par l'expression I-2 [6, 8]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + V_i \cdot \frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{F_i}{m_i} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial V} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{Collisions}} \quad (\text{I-2})$$

avec :

$$F_i = q(E + V \times B) \quad (\text{I-3})$$

Cette équation est composée de quatre termes, le premier $\frac{\partial f_i}{\partial t}$ représente l'évolution de la fonction de distribution en fonction du temps, t , $V_i \cdot \frac{\partial f_i}{\partial r}$ exprime le terme de diffusion spatiale des particules, $\frac{F_i}{m_i} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial V}$ représente les variations de vitesse des particules sous l'action des forces extérieures ($\frac{\vec{F}_i}{m_i}$: est le champ des accélérations des particules, F_i : est la force extérieure due à l'action des champs électrique E et /ou magnétique B qui s'appliquent à la particule i de masse m_i), le terme droite $\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{Collisions}$ donne la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les neutres, c'est-à-dire la redistribution des particules (électrons ou ions) sous l'effet des collisions.

Pour une distribution de Maxwell Boltzmann (distribution maxwellienne) à la température T , la fonction f s'écrit sous la forme [6, 8, 17]:

$$f(V) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mV^2}{2k_B T}\right) \quad (I-4)$$

avec n la densité des particules.

La fonction de distribution f contient toutes les informations physiquement pertinentes sur l'espèce i . Ces informations sont obtenues en prenant les moments successifs de la fonction de distribution. A partir de l'intégration de la fonction de distribution sur l'espace des vitesses ($\partial^3 V$), on peut avoir accès à toutes les grandeurs macroscopiques moyennes de chaque espèce caractérisant le plasma telles que la densité (Eq.I-5), la vitesse moyenne (Eq.I-6) et l'énergie moyenne (Eq.I-7) [6, 8, 17].

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \int f(V) \partial^3 V \quad (I-5) \\ \bar{V} = \frac{1}{n} \int V f(V) \partial^3 V = \left(\frac{8k_B T}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (I-6) \\ \bar{\mathcal{E}} = \frac{1}{n} \int \frac{1}{2} m V^2 f(V) \partial^3 V = \frac{3}{2} k_B T \quad (I-7) \end{array} \right.$$

I-2-4-2 Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est un paramètre qui spécifie la fraction des particules ionisées dans une phase gazeuse. Il relie les densités des neutres (n_g), des ions (n_i) et des électrons (n_e) par la relation [3, 5, 17]:

$$n_e = \alpha n_g = n_i = n_0 \quad (\text{I-8})$$

avec α le degré d'ionisation et n_0 la densité du plasma.

En général pour $\alpha \ll 1$, le plasma est dit «faiblement» ionisé (les fréquences de collision électron-neutre (ν_{e0}) supérieures aux fréquences de collision électron-ion (ν_{ei}) et électron-électron (ν_{ee})) c'est le domaine des plasmas froids, milieux peu denses autorisant à basse température des modifications de surfaces (dépôt, gravure, etc. ...) [18, 19]. Par contre pour $\alpha \gg 1$, le plasma est dit «fortement» ionisé (le mouvement des particules chargées peut être alors dominé par des collisions avec d'autres particules chargées $\nu_{ee}, \nu_{ei} \gg \nu_{e0}$), c'est le domaine des plasmas chauds, milieu très denses permettant la production d'énergie à haute température (les plasmas de fusion) [18, 19].

I-2-4-3 La longueur de Debye

Lorsque une charge est immergée dans un plasma ou un autre conducteur, elle sera entourée par de charges de signe opposé (une séparation significative des charges peut avoir lieu) qui tendent à écranter son champ coulombien (ou potentiel). La distance caractéristique pour laquelle le phénomène a lieu est la longueur de Debye λ_D , il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à λ_D . Le paramètre λ_D peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux). La longueur de Debye est définie comme [6, 7] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot k_B \cdot T_e}{n_e \cdot e^2}} \quad (\text{I-9})$$

Où ε_0 est la permittivité du vide ($8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m) et e est la charge électronique ($1,60 \cdot 10^{-19}$ C).

Pour un plasma électronégatif où la densité d'ions négatifs est non nulle, la longueur de Debye s'écrit :

$$\lambda_{D-} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{n_e \cdot q^2}} \sqrt{\frac{1 + \alpha}{1 + \gamma \alpha}} = \lambda_D \cdot \sqrt{\frac{1 + \alpha_n}{1 + \alpha_n \gamma}} \quad (\text{I-10})$$

Avec $\gamma = \frac{T_e}{T_{i-}}$ le rapport des températures des électrons T_e et des ions négatifs T_{i-} , $\alpha_n = \frac{n_n}{n_e}$ qui représente l'électronégativité du plasma et n_n la densité des ions négatifs. Si α_n est très grand devant l'unité, le plasma est fortement électronégatif.

Le potentiel coulombien moyen, à une distance r , due à l'interaction de la particule chargée avec les autres charges est écranté sur une distance de l'ordre de λ_D . Le potentiel $V(r)$ est donné par la relation I-11 suivante [7]:

$$V(r) = \frac{e}{4 \pi r \varepsilon_0} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (\text{I-11})$$

I-2-4-4 L'oscillation plasma

Un plasma possède une fréquence propre de réponse à une perturbation électrique appelée fréquence plasma électronique. Considérons une tranche de plasma neutre, contenant une densité d'électrons et d'ions positifs ($n_e = n_i = n_0$). Si à l'instant t les électrons d'une zone du plasma sont déplacés sous l'effet d'une perturbation externe (agitation thermique), ainsi que les ions de cette zone sont immobiles grâce à leur masse importante, ces ions vont exercer sur les électrons une force de Coulomb attractive. Il résulte une charge d'espace de signe opposée à chaque extrémité de la tranche. Elle crée un champ électrostatique interne E s'opposant à la perturbation et dont le but est de rétablir la quasi-neutralité comme ceci est illustré sur la

figure I-4. Ce processus est répétitif ce qui conduit à une oscillation des électrons autour de leur position d'équilibre. La fréquence de cette oscillation est égale à [17, 19]:

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{I-12})$$

avec ω_{pe} la pulsation propre d'oscillation des électrons.

Si maintenant nous considérons la masse finie des ions, ils vont aussi osciller à une fréquence caractéristique appelée fréquence plasma ionique [17, 19] avec:

$$f_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}} \quad (\text{I-13})$$

où ω_{pi} est la pulsation plasma ionique. La fréquence plasma est alors la somme des fréquences plasmas électronique et ionique :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} (\omega_{pe} + \omega_{pi}) \quad (\text{I-14})$$

Puisque la masse électronique m_e est très faible devant la masse ionique m_i , la pulsation électronique ω_{pe} est alors supérieure à ω_{pi} à la fréquence des ions ce qui permet de considérer que la fréquence plasma est contrôlée par celle des électrons : $f_p \approx f_{pe}$.

L'inverse des fréquences f_{pe} et f_{pi} donne les temps T_{pe} et T_{pi} de réaction (réponse) respective des populations d'électrons et d'ions lorsqu'elles sont soumises à un champ électrostatique. Il résulte que dans un plasma, une onde de fréquence supérieure à f_{pe} traversera le plasma, alors qu'une onde de fréquence inférieure à f_{pe} sera absorbée.

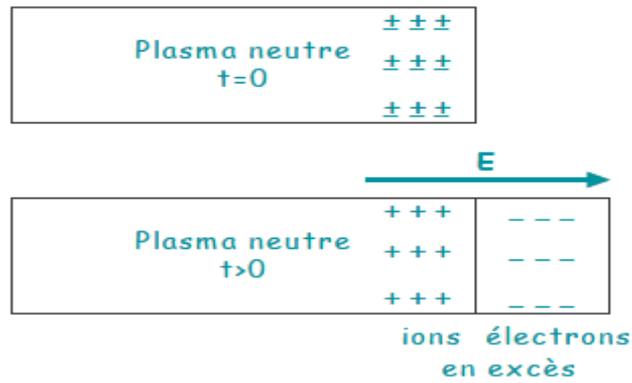


Figure I-4 : Schéma de principe des oscillations plasmas [19]

I-2-4-5 La quasi-neutralité macroscopique

Elle représente la tendance du plasma vers une quasi neutralité électrique, c'est-à-dire que dans un volume du plasma, l'ensemble de particules chargées positives et négatives et macroscopiquement neutre:

$$\sum q_i N_i = 0 \quad (\text{I-15})$$

Où q_i est la charge électrique et N_i la densité des différentes espèces chargées (i) présentes dans le plasma. Cette propriété est observée dans le cas où les dimensions du plasma sont très supérieures à la sphère de Debye et pour des intervalles temporels suffisamment longs avec [19]:

$$L_p \gg \lambda_D \quad \text{ou} \quad V_p \gg \lambda_D^3 \quad (\text{I-16})$$

et :

$$t \gg T_{pe} \quad (\text{I-17})$$

où L_p et V_p sont la longueur et le volume du plasma, respectivement.

Pour t et V_p plus petits, les fluctuations de la densité de charge électrique dues à une perturbation externe sont très accentuées, donc la quasi neutralité macroscopique n'est plus ajustée.

I-2-4-6 *Le libre parcours moyen*

Le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule (électron, ion ou neutre) entre deux collisions. Ce paramètre dépend de la vitesse des particules ainsi que de la probabilité de collisions [7]. Il peut généralement être décrit par l'équation (I-18).

$$\lambda = \frac{1}{\pi(r_1 + r_2)^2 \cdot N_i} = \frac{1}{N_i \cdot \sigma} \quad (\text{I-18})$$

Où r_1 et r_2 sont les rayons de particules en collision, N_i la densité des particules par unité de volume et σ la section efficace.

À basse pression, la densité du gaz est plus faible, en conséquence le libre parcours moyen sera plus grand. Cela permet aux espèces chargées d'avoir suffisamment de temps pour être accéléré par le champ électrique, entre les collisions, ce qui facilite le transfert d'une plus grand d'énergie lors de la collision.

I-2-4-7 *La perméabilité, la susceptibilité et la conductivité du plasma*

La conductivité électrique mesure la capacité d'un plasma à conduire le courant. La mobilité des ions étant inférieure à celle des électrons, nous conservons l'hypothèse d'ions immobiles (i.e. de masse infinie) avec un transfert des charges électriques principalement dû aux électrons. En l'absence de champ magnétique et lorsqu'un plasma est soumis à un champ électrique alternatif \vec{E}_x de pulsation ω , les électrons sont soumis à la force électrique et à une force de frottement (frottement visqueux) proportionnelle à la fréquence de collisions électron-neutre ν_m et à la vitesse \vec{V}_x , l'équation du mouvement des électrons s'écrit alors [7, 17]:

$$m_e \frac{\partial V_x}{\partial t} = -eE_x - m_e \nu_m V_x \quad (\text{I-19})$$

Le champ électrique et la vitesse des électrons sont écrits ici sous la forme complexe:

$$\tilde{E}_x = E_0 e^{j\omega t} \quad (\text{I-20})$$

$$V_x = V_0 e^{j\omega t} \quad (\text{I-21})$$

Ce qui donne pour l'équation (I-19):

$$\tilde{V}_x = \frac{-e}{m_e (v_m + j\omega)} \tilde{E}_x \quad (\text{I-22})$$

La densité de courant de conduction est due seulement au mouvement des électrons (en négligeant la densité de courant ionique), elle est donnée par:

$$J_x = -en_e V_x \quad (\text{I-23})$$

En tenant compte de l'expression de la densité du courant de déplacement (I-24) :

$$J_D = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (\text{I-24})$$

La densité de courant totale associé à l'oscillation du champ électrique devient [7, 8, 17] :

$$J_T = -en_e V_x + \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (\text{I-25})$$

Qui s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$\tilde{J}_T = \frac{e^2 n_e}{m_e (v_m^2 + \omega^2)} \tilde{E}_x + j\omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{v_m^2 + \omega^2}\right) \tilde{E}_x \quad (\text{I-26})$$

Cette équation permet d'identifier les quantités qui définissent le milieu plasma tel que la permittivité, la susceptibilité et la conductivité. D'après l'équation (I-26), la permittivité ε et la susceptibilité χ s'écrivent, respectivement, comme suit:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{v_m^2 + \omega^2}\right) = \varepsilon_0 (1 + \chi) \quad (\text{I-27})$$

$$\chi = -\frac{\omega_{pe}^2}{v_m^2 + \omega^2} \quad (\text{I-28})$$

où ε_r représente la permittivité relative. Celle-ci est égale au carré de l'indice de propagation n avec:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (\text{I-29})$$

Selon la pulsation ω et la pulsation plasma ω_{pe} on distingue deux cas [17] :

- $\omega < \omega_{pe}$: la permittivité ε_r est négative, le courant de déplacement est inférieur au courant de conduction et le plasma a un comportement inductif. Dans ce cas là l'indice de propagation est purement imaginaire et si une onde électromagnétique arrive sur la frontière d'un plasma venant de l'extérieur, elle se réfléchit sur cette frontière.
- $\omega > \omega_{pe}$: la permittivité ε_r est positive et inférieure à l'unité, la densité de courant de conduction est alors inférieure à celle de déplacement. Le plasma a un comportement capacitif et propage donc sans atténuation les ondes électromagnétiques comme un diélectrique.

La conductivité électrique du plasma est donnée par [7]:

$$\sigma_p = \frac{e^2 n_e v_m}{m_e (v_m^2 + \omega^2)} \quad (\text{I-30})$$

Dans le cas d'un plasma excité par une tension continue ($\omega = 0$), on obtient la conductivité DC du plasma:

$$\sigma_{dc} = \frac{e^2 n_e}{m_e v_m} \quad (\text{I-31})$$

I-2-4-8 La gaine électrostatique

Les plasmas créés en laboratoire sont confinés par les parois du réacteur. Ils ne peuvent donc pas être considérés comme infinis. Les électrons, dont la vitesse moyenne est beaucoup plus élevée que celle des ions, ont tendance à se déposer sur la paroi. Cette situation n'est pas compatible avec la conservation de la quasi-neutralité du plasma et le plasma se charge donc toujours à un potentiel V_p (le potentiel plasma) supérieur à celui des parois du réacteur. Cette différence de potentiel accélère les ions vers les parois et freine les électrons de façon à ce qu'à l'état stationnaire, les flux d'ions et d'électrons sur les parois soient identiques. Il s'établit ainsi une charge d'espace positive autour de la paroi. Cette zone de charge d'espace représente la gaine électrostatique où les propriétés du plasma sont différentes [6-8, 12, 17].

Généralement, la gaine n'est pas électriquement neutre. Il y a souvent un surplus d'ions positifs. Dans ce cas, la gaine est ionique et le potentiel électrique, à travers cette zone, est négatif par rapport au plasma (voir la figure I-5). L'épaisseur de la gaine est typiquement de l'ordre de quelques longueurs de Debye. Si le libre parcours moyen des particules chargées est supérieur à la largeur de la gaine, cas de la chute libre, on a une gaine non collisionnelle [6, 7].

Avant de pénétrer dans la gaine, les ions doivent être accélérés dans une zone de faible charge d'espace appelée pré gaine. Le rôle de cette zone consiste à donner aux ions une composante de vitesse dirigée vers la gaine. Cette vitesse est appelée vitesse de Bohm ou vitesse acoustique ionique [6-8, 12, 17]. Le critère de Bohm a montré que la vitesse V_g des ions de masse m_i à la lisière d'une gaine doit être supérieure à la vitesse de Bohm u_B :

$$V_g \geq u_B = \sqrt{k_B T_e / m_i} \quad (\text{I-32})$$

Le flux de Bohm est donné par :

$$\Gamma = n_{s,p} * u_B = 0.6 * n_0 * u_B \quad (\text{I-33})$$

Γ représente le flux d'ion en entrée de gaine et comme la gaine est non collisionnelle, Γ représente également le flux d'ions atteignant la surface. $n_{s,p}$ et n_0 représentent la densité d'ions à la lisière de la gaine et la densité électronique au cœur du plasma respectivement.

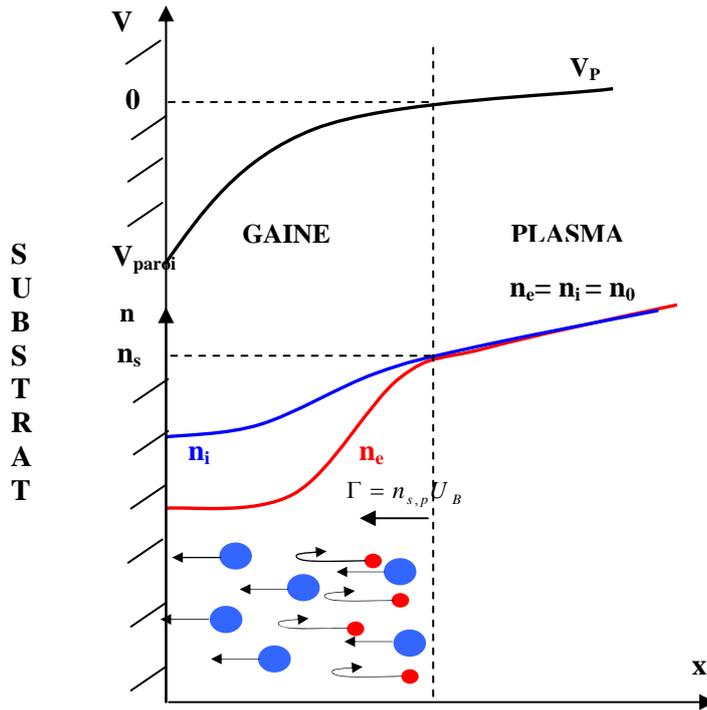


Figure I-5 : Profils de potentiel et de densités de charge à la transition plasma/gaine dans une décharge basse pression

Pour les plasmas électronégatifs, le flux d'ions positifs sur la surface est fortement influencé par la présence d'ions négatifs. Les ions positifs doivent posséder en lisière de gaine une vitesse V_g supérieure à la vitesse de Bohm C_s en plasma électronégatif [6, 20, 21]:

$$V_g \geq C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i} \frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma \alpha_s}} = u_B \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma \alpha_s}} \quad (\text{I-34})$$

Avec u_B la vitesse de Bohm en plasma électropositif et $\alpha_s = \frac{n_{-s}}{n_{eS}}$ représente la fraction d'ions négatifs en lisière de gaine.

Dans le cas d'un plasma faiblement électronégatif ($\alpha_s \ll 1$), la vitesse des ions positifs est $C_s = u_B$. Cette vitesse est identique à celle calculée en plasmas électropositifs. Pour un

plasma fortement électronégatif ($\alpha_s \gg 1$), les ions positifs ont une vitesse

$C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = u_B \sqrt{\frac{1}{\gamma}}$. Dans ce cas la présence d'ions négatifs modifie fortement la vitesse

de Bohm ainsi que le flux d'ion positifs sur les surfaces à traiter.

La différence de potentiel qui accélère les ions, entre le milieu du plasma et les parois, est donnée par [7]:

$$V_p - V_{\text{parois}} = \frac{k_B T_e}{2e} + \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right) \quad (\text{I-35})$$

Cette différence de potentiel est en général de quelques dizaines de volts [22]. Celle-ci ne suffit pas pour donner assez d'énergie aux ions pour effectuer une gravure par exemple sur du silicium polycristallin de façon rapide. Pour résoudre ce type de problème, le substrat à graver est souvent déposé sur un porte substrat relié à une source de tension radiofréquence de la forme $V_{rf}(t) = V_0 \sin(2\pi f_{RF} t)$. Cette seconde alimentation augmente la chute de potentiel entre la surface du substrat et le plasma de façon à ce que le potentiel du substrat moyenné dans le temps \bar{V}_g soit de quelques centaines de volts en dessous du potentiel plasma avec [22]:

$$\bar{V}_g \approx V_0 + \frac{k_B T_e}{2e} \left(\ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right) - \ln\left(\frac{2e\pi V_0}{T_e}\right) \right) \quad (\text{I-36})$$

Selon l'équation (I-36), la chute de potentiel est proportionnelle à la tension RF appliquée au substrat, il est donc possible de contrôler l'énergie des ions qui le bombardent.

I-2-5 Les différents types de collisions intervenant dans une décharge

Comme l'électron et le premier à emmagasiner l'énergie du champ électrique, il va être accéléré et subir des collisions. Dans un plasma, on peut spécifier deux types de collisions : les collisions électroniques et les collisions entre particules lourdes. Ces types de collisions sont regroupées dans le tableau I-2.

Collisions électroniques	Collisions entre particules lourdes
$e^- + A \rightarrow 2 e^- + A^+$ (ionisation)	$A^+ + B \rightarrow A + B^+$ (échange de charge)
$e^- + A \rightarrow A^-$ (attachement)	$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e^-$ (ionisation)
$e^- + AB \rightarrow A^- + B$ (attachement)	$A^+ + B \rightarrow A^* + B^+$ (excitation par impact ionique)
$e^- + AB \rightarrow A + B + e^-$ (dissociation)	$A + BC \rightarrow AC + B$ (réaction chimique)
$e^- + AB \rightarrow 2 e^- + A^+ + B$ (dissociation ionisante)	$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$ (dissociation)
$e^- + AB \rightarrow A^- + B$ (dissociation associative)	$A^+ + B^- \rightarrow AB$ (recombinaison)
$e^- + A \rightarrow e^- + A^*$ (excitation)	
$A^* \rightarrow A + h\nu$ (photoémission)	

Tableau 1-2 : Principaux types de collisions dans un plasma.

Dans un plasma la force motrice est la collision inélastique d'électrons énergétiques avec des espèces de type atomique (A, B, C) ou moléculaire (AB, AC, BC) [3-6, 7]. Elle provoque des transferts d'énergie et de matière avec création d'ions et/ou d'espèces excitées de haute réactivité ainsi que des neutres (atomes, radicaux). De plus, les espèces chargées créées dans le milieu peuvent être accélérées par le champ électrique et provoquent des collisions.

Les collisions inélastiques primaires dans un plasma, tels que l'ionisation, l'attachement d'électron, l'excitation et la dissociation ont un seuil en énergie, pour donner lieu à la réaction chimique les électrons doivent posséder une énergie supérieure à ce seuil. A la fin de la collision, l'électron perd leur énergie, cependant pour maintenir la décharge électrique, ces pertes d'énergie sont compensées par le champ électrique qui transfère de l'énergie aux électrons. Ces réactions primaires sont suivies de réactions secondaires qui sont plus diverses et ont une échelle de temps plus longue que les réactions électroniques primaires. Elles comprennent des collisions réactives, transferts d'énergie et/ou de charges, désexcitation (émissions de photons qui provoquent la luminescence du milieu) etc...

I-2-5-1 La sections efficaces

Chaque collision entre particules représente tout mécanisme d'interaction, de contact ou à distance, qui modifie les trajectoires initiales des particules. Les déviations de trajectoires s'accompagnent d'un transfert de quantité de mouvement, et éventuellement d'énergie cinétique d'une des particules vers l'autre. Dans les plasmas, tous les processus collisionnels en phase gazeuse sont caractérisés par une section efficace σ qui peut être associée à chaque type de collision (élastiques, inélastiques), dépendant des particules impliquées (électrons, ions, molécules, atomes...), de leur loi d'interaction (de polarisation, coulombienne).

Calculer les propriétés de transport d'un plasma, telles que les coefficients de transport (μ et D), le transfert de chaleur et les conductivités électrique et thermique, implique généralement le calcul de la fréquence (ou le taux) de collision entre les particules, ce paramètre est aussi déterminé par la section efficace. Le calcul effectif de ces sections efficaces est en général très difficile, LXCat est un site [23] en accès libre pour le téléchargement des sections efficaces de collisions électrons neutres et des paramètres de transport requis pour la modélisation des plasmas basse température.

I-3 Génération et maintien des plasmas

A la différence des gaz neutres, les plasmas, du fait de leur caractère chargé, sont sensibles à l'action des forces électromagnétiques. L'application d'un champ électrique et/ou magnétique influe directement sur les espèces chargées. L'énergie injectée est transportée spécialement aux particules les plus mobiles telles que les électrons qui contribuent à la création d'espèces actives par processus d'ionisation, d'excitation, d'attachement, de recombinaison ou de dissociation du gaz. L'électron supplémentaire, produit par ionisation, peut à son tour être accéléré par le champ électrique et entrer en collision avec une espèce neutre, de sorte que l'on puisse donc produire un plasma par un mécanisme d'avalanche électronique.

Les décharges électriques sont créées au sein de réacteurs initialement remplis de gaz neutres (gaz atomique et/ou moléculaire) et alimentés par une source extérieure d'énergie électromagnétique. Les paramètres opératoires d'une décharge électrique comprennent donc

la géométrie du réacteur, le choix d'un gaz à une pression déterminée et les grandeurs physiques caractéristiques de la source d'énergie telles que la tension d'alimentation et la fréquence d'excitation f (ou pulsation $\omega = 2\pi f$).

Les techniques de génération des plasmas peuvent être donc classées en fonction de la fréquence d'excitation qui varie du continu ($f = 0$) au domaine micro-onde (voir Tableau I-3). Elles se différencient également par la pression allant du vide à la pression atmosphérique.

décharge continues (DC)	$f = 0$
décharge basse fréquence (BF)	$\omega < \omega_{pi} < \omega_{pe}, f < 100 \text{ KHz}$
décharge haute fréquence (HF)	$\omega_{pi} < \omega < \omega_{pe}, 1 \text{ MHz} < f < 100 \text{ MHz}$
décharge radiofréquence (RF)	typiquement $f = 13.65 \text{ MHz}$
décharge très haute fréquence VHF)	$\omega \leq \omega_{pe}, f > 100 \text{ MHz}$
Décharge micro-onde (μO)	typiquement $f = 2.45 \text{ GHz}$

Tableau I-3: Classification des plasmas en fonction de la fréquence d'excitation

I-3-1 Les décharges à courant continue (DC) :

Dans le cas des basses pressions, les mécanismes de la décharge à courant continu (DC) ont fait l'objet de plusieurs études et le lecteur pourra se référer à [24-26] pour plus de détails, ici nous nous limiterons seulement à quelques rappels.

L'étude de la décharge DC est basée sur un dispositif expérimental général comme illustré sur la figure I-8 (a). Cette décharge est réalisée par l'application d'une tension continue entre deux électrodes dans une enceinte en verre remplie d'un gaz à une pression comprise usuellement entre 10mTorr et 10Torr [6]. En contrôlant le courant à l'aide d'une source de tension en série avec une résistance variable, on arrive à définir la caractéristique courant-tension d'un plasma de décharge et de déterminer ses divers régimes de fonctionnement. On recherche le plus souvent le mode de décharge luminescente (glow discharge) qui s'étale sur quelques régions comme indiqué sur la figure I-8(b).

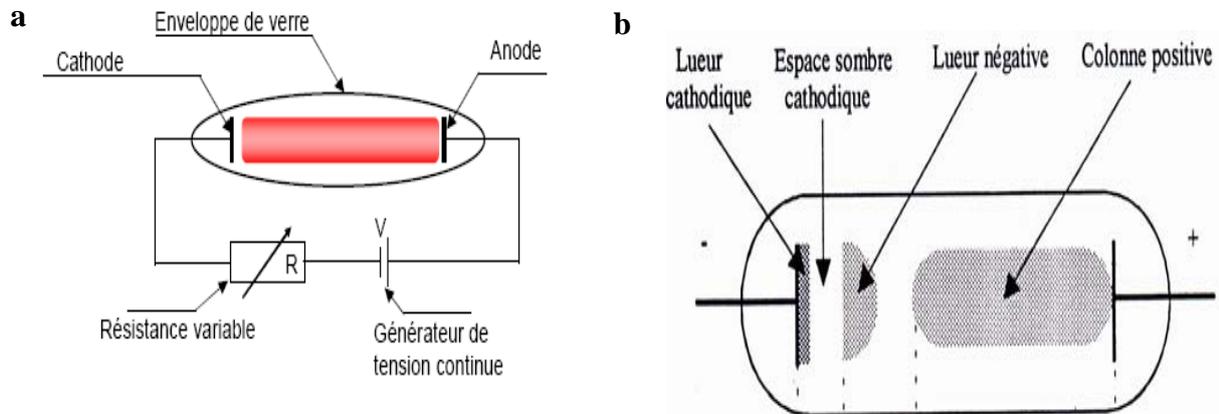


Figure I-8 : (a) : Dispositif expérimental pour l'étude des décharges électriques, (b) :
Différentes régions de la décharge luminosité

Ce type de décharges a connu historiquement une grande importance puisque elles constituaient une application de l'étude des plasmas faiblement ionisés hors équilibre. La tension nécessaire pour entretenir la décharge est de l'ordre de quelques centaines de volts [6]. Le courant est alors typiquement de 10^{-1} à 10^{-4} A [27].

La décharge luminescente présente une gaine cathodique qui est un espace sombre, elle est caractérisée par un champ électrique intense qui permet aux électrons de gagner assez d'énergie pour ioniser et exciter le gaz. Au-delà de l'espace sombre. Les électrons secondaires éjectés de la cathode, par bombardement ionique, gagnent suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes ou les molécules du gaz. La lueur négative est la zone la plus lumineuse qui se trouve à proximité de la gaine cathodique. Les électrons, arrivant de la gaine, sont très rapides et ils sont responsables de nombreux processus d'ionisation et d'excitation. Les espèces excitées émettent de la lumière en se désexcitant. Donc la lueur négative est une région importante en tant que source d'espèces actives pour le traitement de surface. Cette zone est suivie par une colonne positive (la zone plasma) où les densités d'espèces chargées positivement et négativement sont égales. Dans cette zone, les électrons sont ralentis et le champ devient quasi nul. La gaine anodique étant un collecteur d'électrons, elle comprend la

zone de charge d'espace négative. Elle est caractérisée par une chute de tension et donc par un champ électrique plus important que dans la région plasma.

Pour maintenir la décharge luminescente, il faut un mécanisme de multiplication d'électrons, ce processus est fourni par la génération d'électrons secondaires par bombardement ionique de la cathode [6]. La chute de potentiel de la décharge qui se trouve spécialement dans une zone mince (la gaine cathodique) juste devant la cathode sert à :

1- accélérer les ions vers la cathode, pour qu'ils puissent bombarder la surface avec assez d'énergie pour arracher des électrons secondaires.

2- accélérer les électrons secondaires vers le milieu plasma, pour qu'ils puissent produire de l'ionisation et augmenter le courant électronique puisque près de la cathode, le courant est presque totalement ionique.

Les décharges luminescentes à basse pression ont plusieurs applications dans l'industrie. Elles sont utilisées comme sources de lumière (les lampes « néon » pour l'éclairage, les lampes à vapeur de sodium, les tubes pour les lasers HeNe, Ar...), dans les réacteurs de dépôt des couches minces ainsi que la pulvérisation et le traitement de surface en micro et nanoélectronique [28].

Cependant, pour une pression plus importante, on distingue plusieurs types de décharges électriques générées par une tension continue. On peut les classer en trois principales catégories : les torches à plasma d'arc, la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique (DBD) :

➤ Pour une pression proche de la pression atmosphérique et une forte intensité de courant ($I = 50-600$ A), on obtient rapidement un arc électrique ou des torches à plasma d'arc. L'amorçage de l'arc est assuré par une surtension (6 à 10 kV) appliquée entre deux électrodes [29] (figure I - 9). Le plasma d'arc, haute pression, est caractérisé par une émission lumineuse très intense et peut être considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique. Le gaz est hautement ionisé est la densité électronique est de l'ordre de 10^{23} m^{-3} [14]. L'arc

électrique est utilisé comme source d'énergie dans de nombreux procédés industriels, dont on peut citer, les lampes à arc, le soudage, la découpe et même pour la synthèse de silice de haute pureté (fabrication de fibres optiques) ou pour la fabrication de poudres nanométriques [29-32].

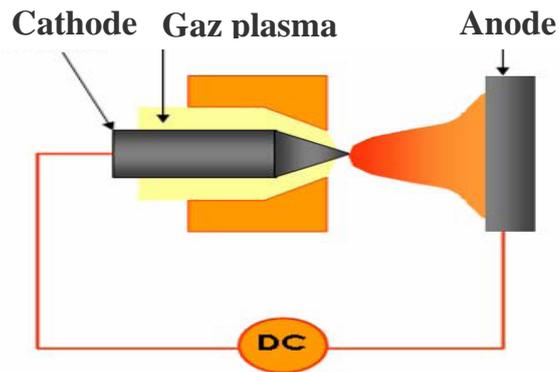


Figure I-9 : Schémas des torches à plasma d'arc [14]

- Pour éviter la transition à l'arc et assurer l'obtention d'une décharge hors équilibre, une solution simple est de générer une décharge couronne. La décharge couronne (corona) est une décharge à très faible courant (quelques microampères à quelques milliampères $10^{-10} - 10^{-5}$ A) [11]. Elle est générée à très haute pression et pour une configuration particulière d'électrodes. La géométrie généralement adoptée pour produire ce type de décharge, est celle dite pointe/ plan [31, 33] (une des électrodes est une pointe placée face à un plan, l'autre électrode est placée à faible distance de celui-ci) comme c'est illustré sur la figure I-10. Lorsqu'on applique une haute tension (plusieurs dizaines de kilovolts) entre ces deux électrodes on peut observer un champ électrique fortement non uniforme dans l'espace inter-électrodes. Le plasma ainsi créé forme une couronne autour de la pointe. Si la tension appliquée est positive, la décharge est dite positive. La pointe se comporte alors comme une anode. Lorsque la tension appliquée est négative à la pointe, la décharge est dite négative. Dans ce cas, les ions positifs sont attirés par la cathode tandis que les électrons sont émis et accélérés dans le plasma [11].

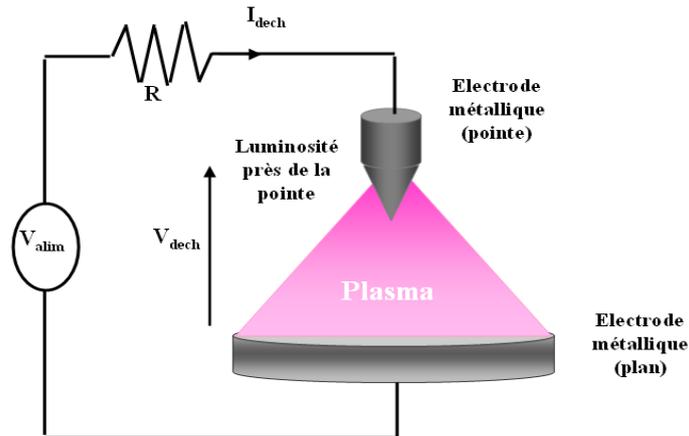


Figure I-10: Configuration typique pour la formation de décharge couronne avec une électrode en forme de pointe

- Les décharges à barrière diélectrique (DBD), également appelées décharges silencieuses, sont caractérisées par la présence d'au moins une couche de matériau isolant en contact ou non avec les électrodes (figure I-11). Ce type de décharge est notamment employé dans l'industrie pour le traitement des surfaces, la génération de l'ozone, la dépollution et aussi dans les tubes d'éclairage (tubes néon, tubes fluorescent) [31, 34-37]. Suivant le type d'applications envisagées, plusieurs formes et dispositions du couple électrode- diélectrique sont utilisées. Sous l'action d'un champ électrique, un courant va circuler entre les électrodes provoquant une accumulation de charges sur le diélectrique. Ces charges accumulées induisent un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué entraînant l'extinction de la décharge. Afin de ne pas éteindre le plasma lorsque la charge du diélectrique compense l'effet de la tension appliquée, cette dernière est inversée. L'avantage de ces types de configuration est de supprimer la possibilité de création d'arcs électriques entre les deux électrodes. Ceci permet l'obtention de décharges électriques plus homogènes et contrôlables que les décharges couronnes [11].

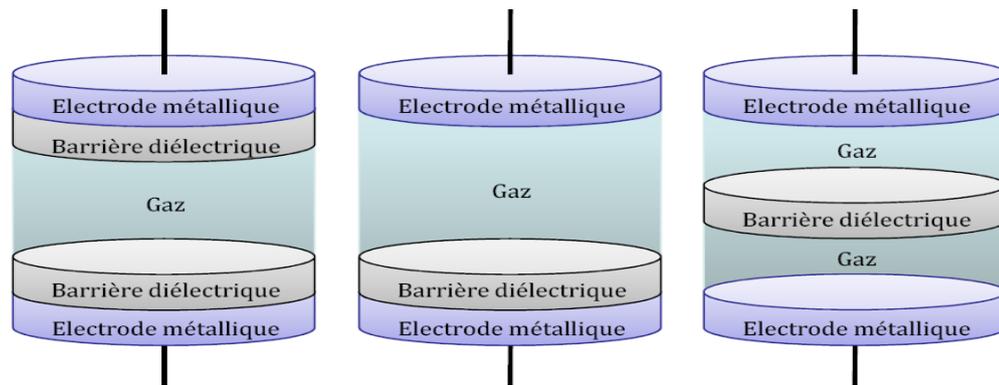


Figure I-11 : Possibles configurations d'une décharge à barrière diélectrique (DBD)

I-3-2 Les décharges à courant radiofréquences (RF)

Les plasmas radiofréquences sont massivement employés dans les micro et nanotechnologies. La fréquence d'excitation est typiquement comprise entre 1 et 200 MHz, gamme dans laquelle les électrons répondent instantanément aux variations du champ électrique alors que les ions ne répondent qu'au champ moyen [5-8, 37-39]. Les décharges RF peuvent être générées par des structures allant de deux plaques parallèles métalliques polarisées, à la circulation d'un courant dans une bobine séparée du plasma par un diélectrique [5-8, 37, 38]. Les champs électromagnétiques transfèrent leur énergie aux électrons par des mécanismes de chauffage qui peuvent être ohmiques (collisionnels) ou stochastiques (non-collisionnels). Les deux types de réacteurs utilisés en microélectronique sont: les réacteurs à couplage capacitif CCP (Capacitively Coupled Plasmas) et les réacteurs à couplage inductifs ICP (Inductively Coupled Plasmas) comme nous le verrons dans le deuxième chapitre.

Les décharges RF sont utilisées dans diverses applications en raison des principaux avantages suivants :

- Mieux adaptées à plus basse pression et à plus basse tension contrairement aux décharges DC qui nécessitent l'utilisation de tensions élevées à basse pression (inférieure à 0.1 Torr) [37, 40].

- Possibilité de fonctionner avec une couche diélectrique recouvrant les électrodes [41].
- Capacité de traitement des matériaux isolants.
- Meilleure production et confinement du plasma en géométrie plane ou cylindrique.
- Utilisation de trois domaines de fréquences :

◆ **Basses fréquences (BF)**: domaine de fréquences variant de quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz et correspondant au cas où $f < f_{pi} < f_{pe}$. Dans ce domaine de fréquence, les électrons et les ions suivent instantanément les variations du champ électrique. L'entretien de la décharge se fait en grande partie grâce à l'émission des électrons secondaires de la cathode [6, 7].

◆ **Domaine radiofréquence (RF) ou hautes fréquence (HF)**: domaine allant d'environ 1 MHz à une centaine de MHz et correspondant au cas où $f_{pi} < f < f_{pe}$. À de telles fréquences, les ions ne peuvent pas suivre l'évolution du champ électrique. Ils ne sont sensibles qu'à la valeur moyenne temporelle du champ de la gaine, contrairement aux électrons qui oscillent à la fréquence d'excitation de la décharge [6, 7].

◆ **Domaine micro onde (MW)**: les fréquences d'excitation vont de quelques centaines de MHz à quelques GHz, correspondant au cas où $f_{pi} < f_{pe} < f$. Ni les électrons, ni les ions ne peuvent suivre les variations du champ électrique [6, 7].

I-3-3 Les décharges microondes ou hyperfréquences

Comme dans les décharges RF, les décharges microonde peuvent être opérées avec et sans champs magnétiques externes. Sans les champs magnétiques externes une décharge microonde est maintenue par un champ électrique à une fréquence plus élevée qu'une décharge RF (figure I-12). Les sources hyperfréquences les plus fréquemment utilisées émettent à 2.45 GHz et 0.915 GHz [6-8, 42]. De plus, les fréquences concernées ne sont en principe absorbées par le plasma que si sa densité électronique est supérieure ou proche de la densité de coupure n_{ec} ($n_{ec} = 2\pi f$). Pour une fréquence de 0,915 ou 2.45 GHz, n_{ec} est égale à $9,5 \times 10^9$ et $7,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ respectivement, ce qui montre que ces sources permettent, en

général, d'obtenir de fortes densités plasma, en particulier par rapport aux plasmas RF à couplage capacitif [42].

Les plasmas micro-ondes ne nécessitent pas d'électrodes (aucune partie métallique n'est en contact avec le plasma), ce qui est un avantage pour la fabrication de composants microélectroniques qui sont très sensibles aux impuretés présentes dans le réacteur (par exemple, induites par un bombardement ionique). La décharge microonde peut être réalisée avec des antennes, à l'intérieur de l'enceinte à plasma, ou à l'extérieur du tube à décharge par des cavités [42].

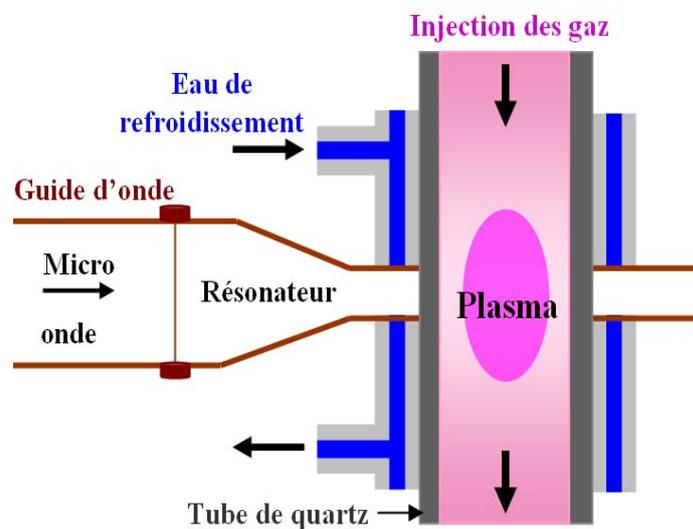


Figure I-12 : schéma d'un plasma micro onde ou hyper fréquence

I-3-4 Les décharges à résonance cyclotron électronique (RCE)

Comme les décharges continues ou radiofréquences, les décharges microondes peuvent être confinées par un champ magnétique statique B réalisé par une bobine d'induction ou par un arrangement d'aimants en configuration multipolaire [42]. On peut exploiter ce champ magnétique ($B \approx 330$ G à 0,915 GHz ou 875 G à 2,45 GHz) pour induire un couplage très efficace d'énergie aux électrons par résonance cyclotronique électronique (RCE ou ECR en anglais), si la pulsation de l'onde ω est à peu près égale à la pulsation cyclotronique électronique ω_{ce} , c'est-à-dire [42]:

$$\omega_{ce} = \frac{qB}{m_e} = \omega \quad (\text{I-38})$$

Dans ce cas l'absorption de l'énergie de l'onde est beaucoup plus efficace, en conséquence les électrons vont acquérir de l'énergie cinétique en tournant autour de l'axe du champ magnétique en phase avec le champ électrique de l'onde.

Les décharges RCE sont aussi très opérantes pour la production de plasmas de haute densité. Elles permettent un contrôle de l'énergie de bombardement pour la gravure en microélectronique. Elles sont aussi employées pour le dépôt de couches minces de semi-conducteurs ou de diélectriques. Deux types de réacteurs à décharge RCE sont représentés sur la figure I-13, en utilisant une structure d'aimants multipolaires (figure I-13(a)) et des antennes en configuration cylindrique ou plane (figure I-13(b)) pour propager les microondes au voisinage des festons. Il est possible d'ajouter une polarisation continue ou radiofréquence du substrat afin de contrôler le bombardement ionique comme c'est illustré sur la figure I-13(a). La divergence du faisceau d'ions peut être diminuée par l'application d'un champ magnétique secondaire au niveau du porte-substrat [42].

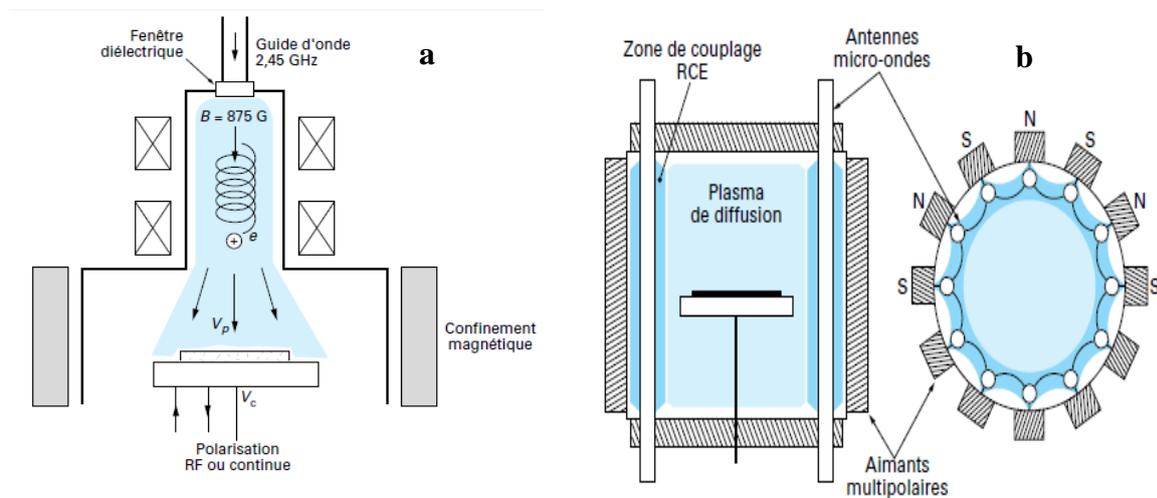


Figure I-13: Réacteurs à décharge micro-onde excitée par résonance cyclotronique électronique [42]

Remarque

Selon leur structure, les sources RF peuvent opérer à haute pression. Ce mode de fonctionnement influe sur les propriétés du plasma et par conséquent sur les applications potentielles de la source. On peut spécifier quelques uns :

➤ **Les torches à plasma** désignant des dispositifs qui créent des plasmas qui s'étendent à l'air libre et dont les températures sont comprises entre 6000 et 10000K. Lorsqu'on parle de torches à plasma, on pense souvent aux torches à plasma ICP (Inductively Coupled Plasma), utilisées pour le soudage, la découpe, le dépôt par projection, pour le traitement de déchets, ou aux torches ICP utilisées en analyse [37, 43, 44]. Dans les torches ICP, lorsque la fréquence du champ magnétique est convenable, il y a transformation de l'énergie magnétique en énergie thermique, la température et l'ionisation du plasma s'accroissent notablement. La figure I-14 donne le schéma d'une source ICP, le plasma est confiné dans un tube céramique (quartz, nitrure de silicium) refroidi à l'air ou à l'eau, et maintenu par un enroulement hélicoïdal raccordé à un générateur radiofréquence qui produit une puissance réglable de l'ordre de 1 à 3 kW. La fréquence d'excitation est supérieure à 1 MHz, ce qui implique que les électrons suivent les alternances du champ électrique [6-8]. Utiliser des fréquences élevées permet d'obtenir des densités électroniques, ioniques et d'espèces excitées élevées. Le courant qui circule dans la spirale RF induit un champ magnétique variable au cours du temps dans le volume du plasma. Sous l'effet du champ magnétique, ni les ions, ni les électrons ne peuvent approcher les parois de la torche. Cette absence de contact entre le plasma et les parois réduit la contamination éventuelle du réacteur qui est le problème majeur pour les décharges avec électrodes (continue et radiofréquence). Ces torches sont bien développées [37, 44-46].

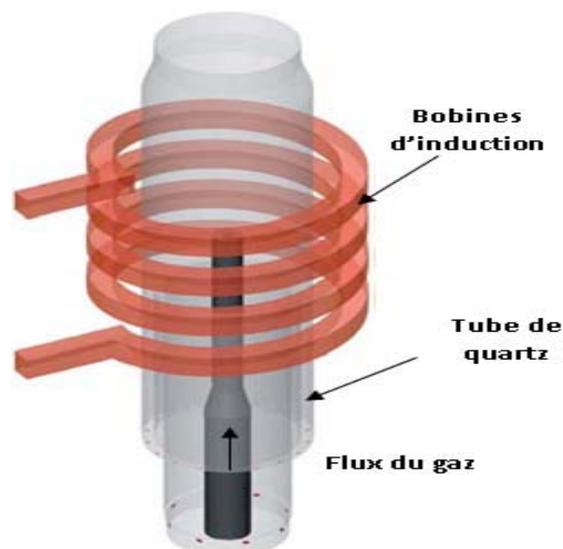


Figure I-14: Coupe longitudinale schématique d'une torche ICP [37]

- **Le jet plasma à pression atmosphérique APPJ** (Atmospheric Pressure Plasma Jet APPJ) fonctionnant à une fréquence radiofréquence représenté sur la figure I-15. Le gaz plasmagène circule dans une zone annulaire comprise entre deux électrodes cylindriques coaxiales. L'électrode extérieure forme une chambre conductrice dont l'une des extrémités est bouchée [11]. Pour créer le plasma entre les deux électrodes on applique une puissance RF à l'électrode interne. Travaillant à faible puissance, l'APPJ permet d'obtenir un plasma stable en évitant la transition vers l'arc. Ces sources sont notamment utilisés pour les traitements de surfaces, l'environnement ou plus récemment le domaine médical, concernant aussi bien la régénération des tissus que l'action anti-tumoral ou l'hémostase primaire [47-50].

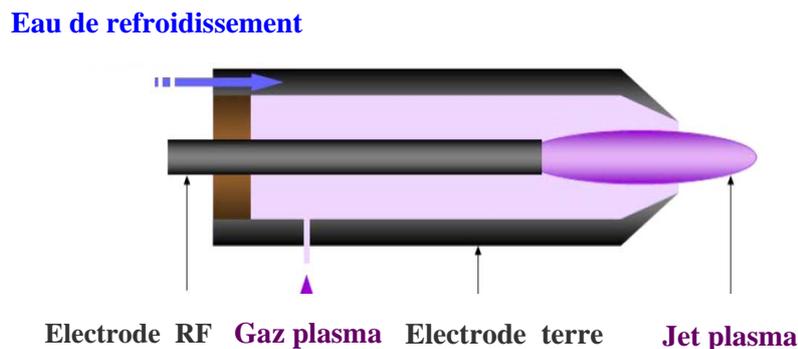


Figure 1-15 : Schéma du jet plasma à pression atmosphérique [14]

- **Le stylo RF** est présenté sur la figure I-16, le gaz plasmagène circule à l'intérieur de l'électrode creuse RF, insérée dans un tube en quartz. Contrairement aux torches à plasma d'arc classique, les stylos plasmas génèrent peu de chaleur (hors équilibre). Ils créent un environnement chimiquement très riche utilisé pour des applications basse température surtout dans le domaine médical [14, 51] telles que pour le traitement des infections et/ou inflammations, élimination des bactéries sans tuer les cellules adjacentes ou traitement des tumeurs (cancer de la peau) etc. ...

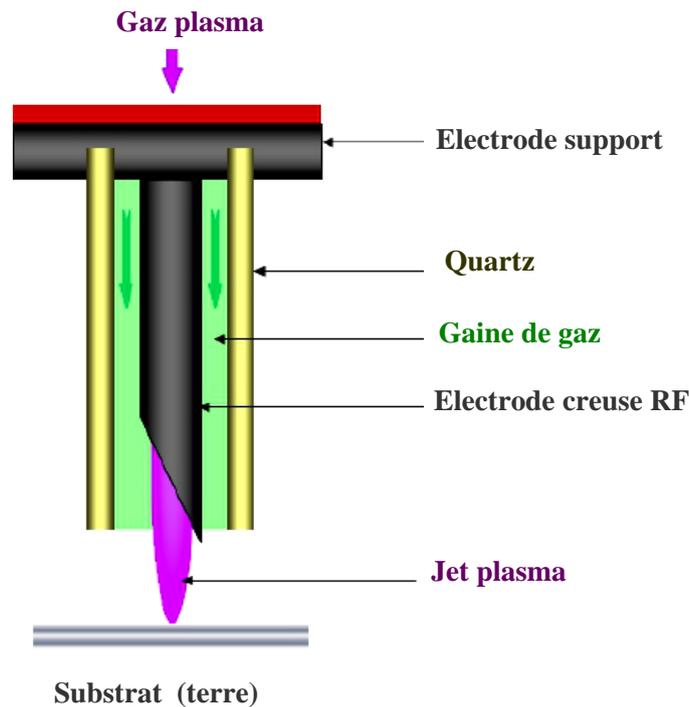


Figure I-16 : Schémas Stylo RF [14]

I-4 Conclusion

L'intérêt industriel du plasma artificiel se traduit par une grande variété d'applications, grâce à leurs propriétés spécifiques. Cette technique permet en effet de créer un plasma par un transfert d'énergie électron- gaz grâce à une source continue (DC), radiofréquence (RF) ou micro onde (μO). Les décharges radiofréquences seront l'objet des trois chapitres suivants. Dans ce chapitre, après avoir défini le plasma et son domaine d'application, nous avons énuméré les différents paramètres qui permettent de le décrire. Ensuite nous avons détaillé les différents processus physicochimiques qui se produisent dans le volume du plasma ainsi qu'à la surface du matériau traité. Enfin, nous avons terminé le chapitre en décrivant les différents procédés de génération de plasma (DC, RF, μO) à basse pression et à pression atmosphérique ainsi que leur implication dans le milieu industriel.

Références bibliographiques de chapitre I

- [1] L. Tonks, I. Langmuir, « Oscillations in Ionized Gases », Physical Review, vol 33, (1929).
- [2] R. Fitzpatrick, «Introduction to Plasma Physics», PHY380L, spring 1998, the University of Texas.
- [3] D wight R. Nicholon, « Introduction to Plasma Theory», John Wiley&Sons, Inc, 1983.
- [4] Ferg Brand, « PLASMA PHYSICS», School of Physics, University of Sydney NSW 2006, Australia.
- [5] John Harry, « Introduction to Plasma Technology», WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA, 2010.
- [6] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, «principles of plasma discharges and materials processing», (John Wiley, New York), 2005.
- [7] Pascal Chabert and Nicholas Braithwaite, «Physics Of Radio-Frequency Plasmas», Cambridge University Press, 2011.
- [8] Alexander Fridman, «Plasma Chemistry», Cambridge University Press, 2008.
- [9] http://www.nasa.gov/mission_pages/themis/auroras/sun_earth_connect.html
- [10] <http://www.lpp.fr/Notre-recherche-en-quelques-mots>.
- [11] D. Debrabandere, « Dépôt de couches minces par plasma froid à pression atmosphérique. Application aux dépôts de SiOxCyNzHw et de TiOx », Thèse de Doctorat d'Université Libre de Bruxelles, 2011.
- [12] Alexander Fridman, Lawrence A.Kennedy, « Plasma Physics and Engineering», Taylor & Francis Routledge, 2004.

- [13] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels, J. van der Mullen, « Gas discharge plasmas and their applications », *Spectrochimica Acta Part B* 57, pp. 609–658, 2002.
- [14] C. Tendero, « plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques », Thèse de Doctorat d'Université de Limoges, 2005.
- [15] Maher I. Boulos, « New Frontiers In Thermal Plasmas From Space To Nanomaterials », *Nuclear Engineering And Technology*, Vol.44, No.1, pp.8, 2012.
- [16] N. Ikhlef, « Modélisation Numérique D'une Installation Convertisseur-Plasma D'induction En Vue D'une Commande Optimale », thèse de Université de Batna, 2010.
- [17] P. Fauchais, « Gaz ionisés et plasmas », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 560.
- [18] Jean-Marcel Rax, « Physique Des Plasmas, Cours et applications », © Dunod, Paris, 2005.
- [19] L. Therese, « Plasmas Radiofréquence Pour L'analyse Des Matériaux. Etudes expérimentale, analytique et numérique », Thèse de Doctorat de L'Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2005.
- [20] A. J. Lichtenberg, I. G. Kouznetsov, Y. T. Leeyx, M. A. Lieberman, I. D. Kaganovich and L. D. Tsendin, « Modelling plasma discharges at high electronegativity », *Plasma Sources Sci. Technol.* 6, pp.437–449, 1997.
- [21] I. G. Kouznetsov, A. J. Lichtenberg, and M. A. Lieberman, « Internal sheaths in electronegative discharges », *J. Appl. Phys.*, Vol. 86, No. 8, pp. 4142- 4153, 1999.
- [22] M. Kogelschatz, « Etude des interactions plasma-surface pendant la gravure du silicium dans des plasmas HBr/Cl₂/O », thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [23] http://jila.colorado.edu/~avp/collision_data/electronneutral/ELECTRON.TXT.

- [24] A. Bogaerts, R. Gijbels, « Hybrid Monte Carlo—fluid modeling network for an argon/hydrogen direct current glow discharge », *Spectrochimica Acta Part B* 57, pp.1071–1099, 2002.
- [25] H. Bahouh, S. Rebiaï, F. Bouanaka, S. Sahli, «Fluid Model Simulation of DC Glow Discharges», *Advanced Materials Research*, Vol. 227, pp116-120, 2011.
- [26] F. Bouanaka, S. Rebiaï, «Pressure and Free Flight Time Effects on Glow Discharge Characteristics», *International Journal of Computer Applications*, Vol. 72– No.1, pp. 38-44, 2013.
- [27] A. Benamar, « Etude des Paramètres qui Influencent sur l'Equilibre Thermique dans les Décharges Electriques » thèse de Doctorat de l'Université Aboubakr Belkair de Tlemcen, 2012.
- [28] A. Bogaerts, R. Gijbels, G. Gamez, G. M. Hieftje, « Fundamental studies on a planar-cathode direct current glow discharge. Part II: numerical modeling and comparison with laser scattering experiments », *Spectrochimica Acta Part B* 59, pp. 449–460, 2004.
- [29] C. Baudry, «Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma» thèse de Doctorat de l'Université De Limoges, 2003.
- [30] P. Fauchais, «Applications physico-chimiques des plasmas d'arc», *Phys. Appl.* 19 pp.1013-1045,1984.
- [31] A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn, and R. F. Hicks, « The Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and Comparison to Other Plasma Sources », *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 26, No. 6, pp.1685-1694, 1998.
- [32] R. Huang, H. Fukunuma, Y. Uesugi, and Y. Tanaka, «Simulation of Arc Root Fluctuation in a DC Non-Transferred Plasma Torch with Three Dimensional Modeling», *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol. 21(3-4), pp.643-636, 2012.

- [33] L. Liu, Z. Zhang, Z. Peng, J. Ouyang, « Comparison of point-to-plane corona in different gases», *Journal of Physics: Conference Series* 418, 2013.
- [34] C. D. Bie, T. Martens, J.v. Dijk, S. Paulussen, B. Verheyde, S. Corthals and A. Bogaerts, « Dielectric barrier discharges used for the conversion of greenhouse gases: modelling the plasma chemistry by fluid simulations», *Plasma Sources Sci. Technol.* 20, 11pp, 2011.
- [35] M. Černák, L. Černáková, I. Hudec, D. Kováčik and A. Zahoranová, «Diffuse Coplanar Surface Barrier Discharge And Its Applications For In-Line Processing Of Low-Added-Value Materials», *The European Physical Journal Applied Physics* Vol.47, No. 2, 2009.
- [36] U. Konelschatz, B. Eliasson and W. Egli, «Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications », *J. Phys IV France* 7, pp. C4-47 - C4-66, 1997.
- [37] R. d'Agostino, P. Favia, Y. Kawai, H. Ikegami, N. Sato and F. Arefi-Khonsari, «Advanced Plasma Technology», WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA.
- [38] G. Franz, « Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology », ISBN 978-3-540-85848-5, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009.
- [39] D. J. Economou, « Modeling and simulation of plasma etching reactors for microelectronics», *Thin Solid Films* 365, pp. 348-367, 2000.
- [40] G. Chen and Laxminarayan L. Raja, « Fluid modeling of electron heating in low-pressure, high-frequency capacitively coupled plasma discharges», *J. Appl. Phys.*, Vol. 96, No. 11, pp. 6073- 6081, 2004.
- [41] H C Kim, F Iza, S S Yang, M Radmilovic -Radjenovic and J K Lee, « Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects», *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38, pp. R283–R301, 2005.

- [42] A.M. Pointu, J. Perrin et J. Jolly, « Plasmas froids de décharge Applications et diagnostic », Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique D 2 835.
- [43] M. Aghaei, H. Lindner, A. Bogaerts, « Optimization of operating parameters for inductively coupled plasma mass spectrometry: A computational study », Spectrochimica Acta B: Atomic Spectroscopy, Vol. 76, pp.56–64, 2012.
- [44] D. Vacher, M. Dudeck, P. André, M. Lino de Silva, G. Faure, M. Dubois, A. Hamwi, S. Menecier and Rochette D, « Radiation From An ICP Plasma Torche In The Near-UV To Near-IR Spectral Region For A Titan-Type N₂-CH₄ Mixture », J. Tech. Phys. Vol. 50, No. 3, pp. 213-231, 2009.
- [45] V. Colombo, E. Ghedini, P. Sanibondi, , « A three-dimensional investigation of the effects of excitation frequency and sheath gas mixing in an atmospheric-pressure inductively-coupled plasma system », Journal of Physics D: Applied Physics Vol.43, No.10, pp.21, 2010.
- [46] D. Bernardi, V. Colombo, E. Ghedini, and A. Mentrelli, « Three-dimensional modeling of inductively coupled plasma torches », Pure Appl. Chem., Vol. 77, No. 2, pp. 359–372, 2005.
- [47] M. Laroussi, W. Hynes, T. Akan, X. Lu, and C. Tendero, « The Plasma Pencil: A Source of Hypersonic Cold Plasma Bullets for Biomedical Applications », IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 36, No. 4, pp.1298-1299, 2008.
- [48] P Fauchais, « Understanding plasma spraying », J. Phys. D: Appl. Phys. 37, R86–R108, 2004.
- [49] V. Sharma, « Effects of Cold Atmospheric Pressure Plasma Jet on the Viability of Bacillus subtilis Endospores », thèse de Doctorat d'Université de Gunma, Japan, 2013.
- [50] Andreas Schutze, James Y. Jeong, Steven E. Babayan, Jaeyoung Park, Gary S. Selwyn, and Robert F. Hicks, « The Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and

Comparison to Other Plasma Sources», IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 26, No. 6, pp.1685-1694, 1998.

[51] K. Gadonna, «Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique: Transfert thermique», thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud – XI, 2012.

Chapitre II

Etude des décharges radiofréquences

II-1 Introduction

Plusieurs applications industrielles font intervenir des procédés par plasmas froids. Ces plasmas jouent un rôle important en micro et nanotechnologies, pour le traitement de surfaces (dépôt et gravure), la fabrication de circuits intégrés ainsi que dans le domaine de la dépollution et la stérilisation. Le coût croissant des réacteurs justifie de plus en plus les investissements dans la compréhension des plasmas. Cette compréhension passe nécessairement par la simulation et la conception de codes numériques en raison de la complexité des phénomènes physico - chimiques qui interviennent dans les réacteurs à plasma. Ce chapitre est dédié à l'étude de la décharge électrique, créée dans un réacteur radiofréquence (RF) par procédé plasma à basse pression. Il est composé de deux parties :

- la première est consacrée à la présentation de la décharge radiofréquence. Elle permet de rappeler les notions fondamentales et les principales caractéristiques concernant les deux types de décharge capacitive et inductive.
- la seconde partie fait la synthèse des différents modèles mis en œuvre dans l'établissement des principales équations mathématiques et des différentes méthodes de résolution.

II-2 Les réacteurs radiofréquences

Les réacteurs à plasmas industriels peuvent être alimentés en courant continu [1-4], ou en courant alternatif à basse, haute (radiofréquence) ou très haute fréquence (micro-onde) [5-10]. L'application d'une source radiofréquence produit un champ électrique et/ou électromagnétique qui permet de créer un plasma dont les ions et les radicaux sont produits par collisions des électrons avec le gaz. Les décharges amorcées de cette façon ont été étudiées pour de nombreuses géométries et différents gaz plasmagènes. Nous pouvons citer ici, les réacteurs à couplage capacitif, où une tension radiofréquence appliquée au gaz entre deux électrodes planes et parallèles donne naissance à un champ électrique agissant sur les charges dans l'espace inter- électrodes [11]. Cette configuration est proche de celle des décharges en excitation DC où une tension (un courant) continue est appliquée entre une anode et une cathode. Contrairement aux réacteurs capacitifs, les réacteurs à couplage inductif ne possèdent

pas d'électrode en contact avec le gaz, le couplage de l'énergie étant assuré par une source de courant RF circulant dans une bobine conductrice, enroulée sur une couche de diélectrique. Cette structure induit un champ électrique qui accélère les électrons dans l'espace intérieur délimité par le diélectrique [12]. Les plasmas couplés capacitivement (CCP) et inductivement (ICP) sont créés à l'aide d'une alimentation radiofréquence dont la fréquence de travail est de l'ordre de la dizaine de MHz et ils fonctionnent généralement à basse pression.

Au début des années 2000, les CCPs et les ICPs ont été étudiés par différents groupes de recherche qui ont développé différentes configurations [12-16]. Ces deux réacteurs sont largement utilisés pour le traitement de surface dans les industries de haute technologie comme la microélectronique, la fabrication d'écrans plats ou l'optoélectronique [16,17]. Les réacteurs à couplage capacitif et à couplage inductif doivent répondre à des exigences sans cesse accrues (fortes vitesses de gravure ou de dépôt, anisotropie, sélectivité, uniformité, etc.). Dans la suite du manuscrit nous expliquons plus en détail le principe de ces deux modes de couplage radiofréquence.

II-2-1 Les décharges radiofréquences capacitives

II-2-1-1 Description du réacteur à couplage capacitif

Dans cette section nous allons rappeler quelques caractéristiques des décharges radiofréquences à couplage capacitif. Une représentation schématique simple de ce type de réacteur est montrée dans la figure II-1. Une décharge à couplage capacitif se compose de deux électrodes planes et parallèles (généralement circulaires) séparées d'une distance de quelques centimètres et placées dans une enceinte sous vide, dans laquelle est introduit un gaz (ou un mélange gazeux) de faible pression [18,19]. Il peut s'agir par exemple de gaz inertes comme l'argon (Ar) ou l'hélium (He) ou bien de gaz réactifs tels l'air, l'oxygène (O₂), l'hydrogène (H₂), l'azote (N₂), le silane (SiH₄) ou l'hexafluorure de soufre (SF₆). Notons que ces deux derniers gaz sont largement utilisés en microélectronique [14, 20,21].

La décharge est limitée par les parois du réacteur, qui peuvent être conductrices ou isolantes. Pour le générer, l'une des électrodes est connectée à une source radiofréquence (RF), tandis que l'autre est reliée à la masse électrique. Une capacité de blocage sépare l'alimentation RF

de l'électrode. Sur l'une des électrodes se trouve le substrat (plaque de verre ou plaquette de silicium par exemple) à traiter. Le substrat est recouvert d'une couche mince que l'on cherche à déposer ou à graver.

Selon la composition du mélange gazeux utilisé, une variété de matériaux peut être déposée. Il peut s'agir d'oxydes (silice ou alumine) ou de carbures, de conducteurs comme le cuivre ou l'aluminium ou bien de semi-conducteurs tel le silicium ou le germanium [22,23].

Pour graver un matériau, il faut former des produits volatils par réaction des atomes de la surface avec certains réactifs présents dans le plasma. Lors de la gravure du silicium, par exemple, avec des gaz fluorocarbonés (CF_4 , C_2F_6), ce sont les atomes de fluor qui réagissent avec les atomes de silicium. Cette réaction est activée par le bombardement ionique qui fragilise les liaisons Si – Si de la surface pour produire le radical volatil SiF_4 [24-27].

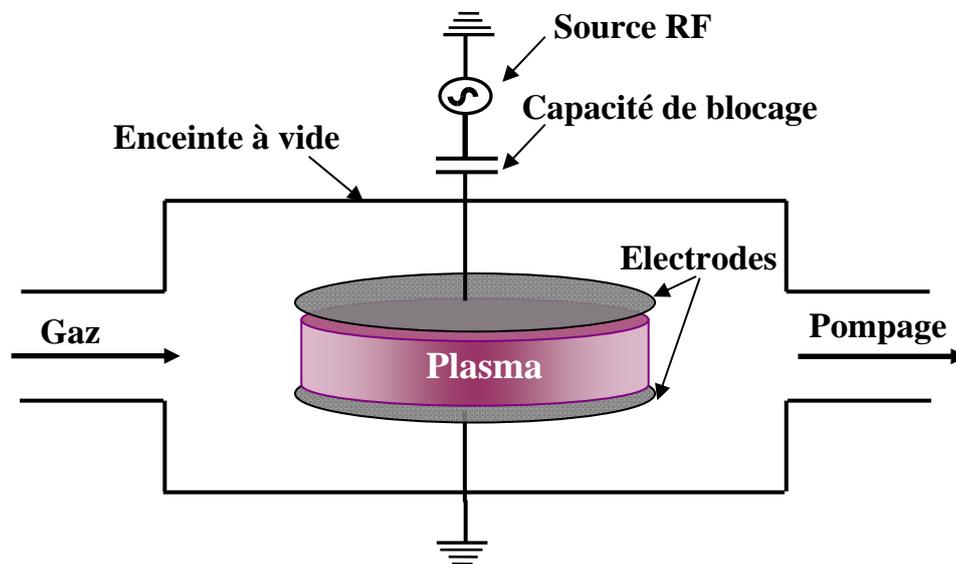


Figure II-1 : Schéma d'un réacteur à couplage capacitif utilisé pour le traitement de surfaces

II-2-1-2 Principe de fonctionnement

Lorsqu'on applique entre les deux électrodes, du réacteur de la figure II-1, une tension radiofréquence $V(t) = V_0 \sin \omega t$ (V_0 est de l'ordre de quelques centaines à quelques milliers de volts.) [28,29], on obtient un régime de fonctionnement qui dépend de la pulsation ω . Lorsque l'on fait varier celle-ci continuellement à partir de zéro, on obtient d'abord un comportement d'une décharge continue (DC) inversée à chaque demi période. Le maintien de la décharge est assuré par le processus d'électrons secondaires. Pour des fréquences plus élevées ($f \sim MHz$), le système change ensuite progressivement vers une situation dans laquelle l'émission secondaire n'est même plus nécessaire à l'amorçage de la décharge. Dans ce cas, la majorité des électrons (essentiellement ceux du volume) oscille et maintient la décharge en gagnant, de façon cumulative entre les collisions successives sur les neutres, l'énergie cinétique nécessaire à l'ionisation. Le champ électrique est celui qui assure l'équilibre entre l'ionisation en volume et les pertes par recombinaison en volume ou sur les parois limitant la décharge [28,29].

Comme la tension RF est constante dans tout le circuit, il est convenable de la saisir comme paramètre de contrôle. Les autres paramètres macroscopiques ajustables par l'opérateur pour assurer le fonctionnement des décharges RF à couplage capacitif sont :

- la fréquence d'excitation ;
- la composition du mélange de gaz ;
- la pression (ou la densité du gaz N) du réacteur ;
- le flux gazeux ;
- la géométrie et la dimension du réacteur ;
- la nature des électrodes et la distance inter-électrodes (en règle générale de quelques mm à quelques cm);
- le chauffage ou le refroidissement des électrodes (du substrat).

La gamme de fréquences est habituellement comprise entre 1 et 100 MHz. Dans le domaine radiofréquences, les autorités internationales des télécommunications autorisent l'utilisation d'une fréquence de 13.56MHz, ainsi que toutes ses harmoniques [28-30]. Ces sources opèrent à des pressions élevées entre 50 mTorr et 10 Torr (de quelques mTorr dans le cas de la

gravure jusqu'au Torr pour les applications de dépôt) [22-27]. Les densités électroniques obtenues sont dans la gamme de $10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [28-30].

La complexité à relier ces paramètres de contrôle aux caractéristiques du plasma justifie la quantité importante de projets de recherche sur le sujet [11-15].

II-2-1-3 La décharges asymétriques: la tension d'auto-polarisation

La géométrie de la décharge est un facteur important dans le traitement de matériaux. Dans le cas général, les décharges radiofréquences couplées capacitivement présentent des configurations asymétriques [31, 32]. En fonction des dimensions des électrodes, il est possible d'augmenter l'énergie de bombardement des ions traversant les gaines de champ électrique, et par conséquent d'améliorer par exemple la pulvérisation du matériau [28]. Considérons le schéma de la figure II-2. L'aire de la surface de la cathode C polarisée en RF est minimisée par rapport à celle de l'anode A qui est reliée à la masse. L'électrode portée au potentiel RF est séparée du générateur par une capacité de blocage de sorte qu'aucun courant de conduction ne s'écoule de l'électrode vers le plasma et vice versa [28, 30].

La tension appliquée à la cathode peut être décrite par une sinusoïde $V_{RF}(t) = V_0 \sin(\omega_{RF}t)$ avec $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$. Néanmoins, comme nous allons l'expliquer par la suite, le potentiel de la cathode V_C ne peut se résumer à la seule tension appliquée V_{RF} . Dans le cas d'une décharge capacitive asymétrique, une composante continue V_{DC} , appelée tension d'auto-polarisation ou encore tension bias, s'ajoute à la composante V_{RF} oscillante à f_{RF} et la décale vers des valeurs négatives. L'équation II-3 présente l'expression du potentiel V_C [28-34]:

$$V_C(t) = V_{RF}(t) + V_{DC} = V_0 \sin(\omega_{RF}t) + V_{DC} \quad (\text{II-1})$$

La tension d'auto-polarisation apparaît uniquement lorsque les surfaces des électrodes sont différentes elle est positive lorsque la surface de l'électrode alimentée est supérieure à celle reliée à la masse. Elle est négative pour la situation inverse et nulle lorsque les électrodes ont

la même surface [28-34]. On a alors le choix entre placer le substrat sur l'électrode RF ou sur l'électrode reliée à la masse, suivant la manière dont on veut attirer les ions énergétiques (bombardement ionique). Par exemple, dans les bâtis de gravure ionique réactive (RIE), le substrat est placé sur l'électrode RF. Au contraire, dans les bâtis de dépôt par pulvérisation en RF, le substrat est sur l'électrode reliée à la masse, cependant, la cible est sur l'électrode RF où l'énergie de bombardement ionique est maximale. Dans ces deux cas, la pression est d'environ 7.5 mTorr pour minimiser les collisions des ions dans les gaines. En dépôt chimique en phase vapeur (PECVD) ou en gravure plasma (PE) à plus haute pression (75 à 750mTorr), le substrat est en général placé sur l'électrode portée à la masse [35].

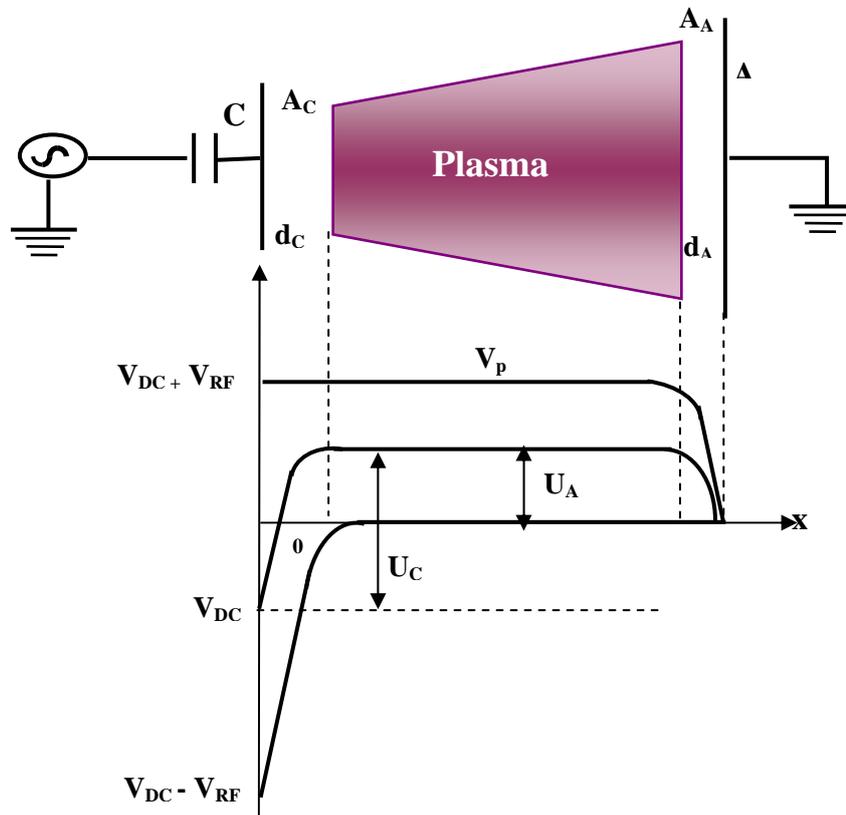


Figure II-2 : Oscillations, dans le temps, du potentiel entre les deux électrodes, pour une configuration asymétrique, d'une décharge RF à couplage capacitif.

L'apparition d'une telle tension négative continue peut s'expliquer de la façon suivante : aux premiers instants, le potentiel de la cathode ne comporte pas de composante continue ($V_C(t) = V_{RF}(t)$). Lors de la demi-période positive du signal où la cathode est chargée positivement, elle attire un flux intense d'électrons, alors que pendant la demi-période suivante, la cathode est chargée négativement, attirant ainsi les ions et repoussant les électrons. Cependant, en raison de la grande différence de mobilité des deux types de particules (électrons et ions), le courant électronique traversant la cathode au cours d'une période RF sera plus important que le courant ionique. Cette différence de courant se traduit par l'accumulation de charges électroniques sur l'armature de la capacité de blocage. Puisque aucune charge ne peut s'écouler dans la capacité, le potentiel de surface de l'électrode sera porté à un potentiel moyen négatif (potentiel d'auto-polarisation V_{DC}) par rapport au plasma. Plus la valeur moyenne du potentiel de la cathode est négative, plus la période ($V_C > 0$) au cours de laquelle les électrons sont attirés est courte et plus celle ($V_C < 0$) où les ions sont attirés est grande (voir figure II-3). Le potentiel d'auto-polarisation V_{DC} s'ajuste de façon à égaliser les flux de charges négatives et positives sur une période afin que le courant moyen sur l'électrode soit nul [36].

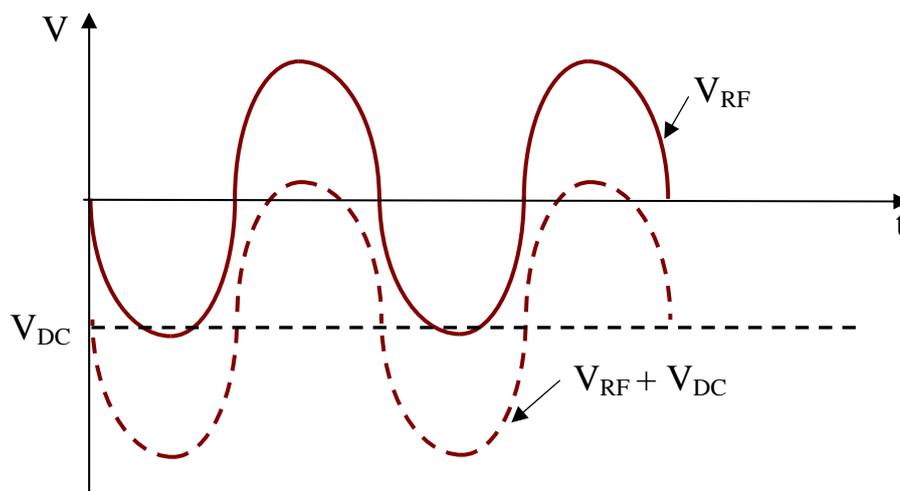


Figure II-3 : Tension radiofréquence V_{RF} (tracé continu) et tension de la cathode V_C (en pointillés).

Lorsque la pulsation ω_{RF} est grande devant ω_{pi} , les gaines (cathodique et anodique) ont un comportement essentiellement capacitif ($RC \rightarrow \infty$). Leurs impédances sont alors assimilables à celle d'un condensateur plan dont les expressions sont données par:

$$C_A = \frac{\epsilon_0 A_A}{\bar{d}_A} \quad \text{et} \quad C_C = \frac{\epsilon_0 A_C}{\bar{d}_C} \quad (\text{II-2})$$

Avec C_A : la capacité de gaine anodique

C_C : la capacité de gaine cathodique

A_A : l'aire de l'anode

A_C : l'aire de la cathode

\bar{d}_A : l'épaisseur moyenne de la gaine anodique.

\bar{d}_C : l'épaisseur moyenne de la gaine cathodique.

Les tensions moyennes aux bornes des gaines anodique (\bar{U}_A) et cathodique (\bar{U}_C) valent alors respectivement :

$$\bar{U}_A = \bar{V}_p = \frac{I}{C_A \omega_{RF}} \quad (\text{II-3})$$

$$\bar{U}_C = V_{DC} - \bar{V}_p = \frac{I}{C_C \omega_{RF}} \quad (\text{II-4})$$

Où I est le courant et V_p désigne le potentiel plasma moyen. Ce potentiel est toujours au dessus du potentiel de l'électrode la plus positive (figure II-2).

Le rapport des tensions à travers les gaines $\frac{\bar{U}_C}{\bar{U}_A}$ est donné par:

$$\frac{\bar{U}_C}{\bar{U}_A} = \frac{V_{DC} - \bar{V}_p}{\bar{V}_p} = \frac{C_A}{C_C} = \frac{A_A}{A_C} \frac{\bar{d}_C}{\bar{d}_A} \quad (\text{II-5})$$

En utilisant les expressions qui relient les épaisseurs moyennes de gaine aux valeurs des potentiels de gaine, on peut finalement démontrer ce que l'on appelle la « loi des aires » :

$$\frac{\bar{U}_C}{\bar{U}_A} = \left(\frac{A_A}{A_C} \right)^n \quad (\text{II-6})$$

La tension d'auto-polarisation V_{DC} peut donc s'exprimer de la manière suivante:

$$V_{DC} = \left(1 - \left(\frac{A_A}{A_C} \right)^n \right) \cdot \bar{V}_p \quad (\text{II-7})$$

Avec n un exposant dépendant de la pression, sa valeur est comprise entre 1,3 et 4 [24, 30, 32, 33,35].

La tension d'auto-polarisation varie avec de nombreux paramètres comme la pression, la fréquence d'excitation et la puissance RF [28]:

- elle diminue à des pressions assez élevées et augmente lorsque la pression diminue,
- lorsque la fréquence augmente, la tension d'auto-polarisation diminue,
- elle augmente linéairement avec la puissance.

II-2-1-4 Circuits électriques équivalents

La décharge peut être décrite sous la forme d'un circuit électrique dont les éléments dépendent de paramètres tels que la pulsation ω , la surface des électrodes, la densité du plasma, la taille du plasma, etc. Le modèle le plus simple a été développé par Godyak et Lieberman [33, 37] dans le cas d'une gaine homogène où $n_i = n$ et $n_e = 0$, comme nous pouvons le voir sur la figure II-4.

Dans le cas d'une décharge RF entre deux électrodes coplanaires on distinguera trois zones dans la décharge: la partie centrale plasma (colonne positive) où règne une quasi neutralité électrique et une densité plasma n et les deux gaines de charge d'espace au voisinage de

chaque électrode. On définit à chaque zone une épaisseur: respectivement $d_p(t)$ pour le plasma, $d_c(t)$ et $d_A(t)$ pour les gaines cathodique et anodique, avec $d = d_c(t) + d_p(t) + d_A(t)$ constante représentant l'espace inter-électrodes.

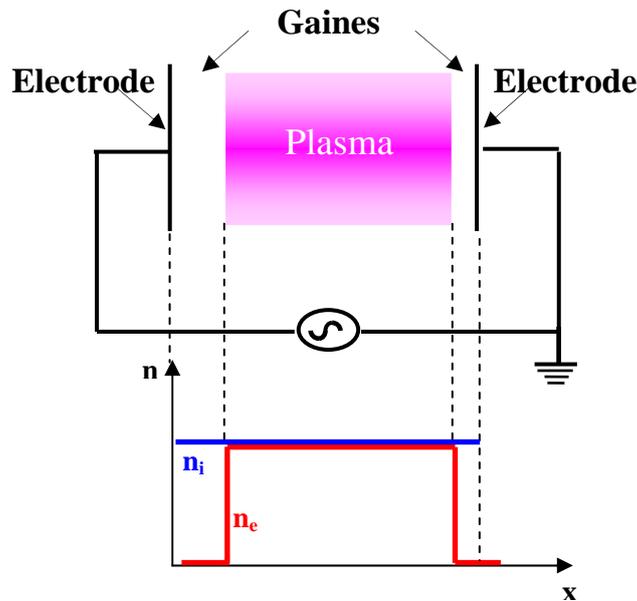


Figure II-4: modèle d'une décharge capacitive symétrique homogène

Dans un schéma électrique équivalent au couplage capacitif (figure II-5), on peut attribuer au plasma une impédance Z_p à caractère résistif et inductif (C_p est petit, ce qui est généralement le cas quand $\omega \ll \omega_p$),

$$\frac{1}{Z_p} = j\omega C_p + \frac{1}{R_p + jL_p\omega} = j\omega C_p + \frac{1}{\left(\frac{d_p m_e v_m}{n_e e^2 A_p} \left(1 + j \frac{\omega}{\nu_m}\right)\right)} = Y_p \quad (\text{II-8})$$

Où ν_m est la fréquence de collision électrons-neutres, A_p est l'aire de la section plasma perpendiculairement à l'axe inter-électrodes, L_p est l'inductance du plasma, R_p la résistance du plasma et Y_p l'admittance du plasma.

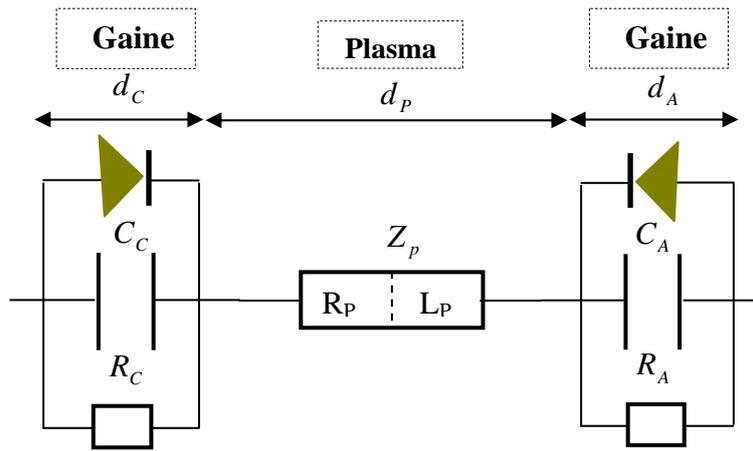


Figure II-5 : Circuit électrique équivalent d'une décharge capacitive

Comme c'est illustré sur la figure II-5, l'impédance caractéristique Z_g d'une gaine ($g = C, A$ pour la gaine cathodique et anodique respectivement) peut être représentée par une capacité et une résistance en parallèle, avec une diode empêchant le potentiel plasma de descendre au-dessous du potentiel de l'électrode. Pour une pulsation ω , on a donc :

$$Z_g = \frac{R_g}{1 + j\omega C_g} = \frac{R_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} - j \frac{\omega R_g^2 C_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} \quad (\text{II-9})$$

Les capacités C_g s'expriment simplement à partir des épaisseurs de gaine moyenne \bar{d}_g et des aires "effectives" des électrodes A_g .

$$C_g = \frac{\varepsilon_0 A_g}{\bar{d}_g} \quad (\text{II-10})$$

Les résistances R_g se déduisent des valeurs moyennes du potentiel V_g , de la densité moyenne de courant de conduction d'ions \bar{J}_i à travers la gaine :

$$R_g = \frac{\bar{V}_g}{A_g \bar{J}_i} \quad (\text{II-11})$$

A partir de ces dernières expressions le rapport des courants de déplacement I_{depl} et de conduction I_{cond} à travers la gaine (ou le rapport entre les impédances capacitive et résistive de la gaine) est égal à:

$$\frac{I_{depl}}{I_{cond}} = R_g C_g \omega = \frac{\bar{V}_g \varepsilon_0 \omega}{\bar{J}_i \bar{d}_g} \quad (\text{II-12})$$

Dans le cas d'une gaine non collisionnelle, si l'on utilise la loi de Child-Langmuir et le critère de Bhom [30,33], on peut montrer que ce rapport se réduit à:

$$\frac{I_{depl}}{I_{cond}} = R_g C_g \omega \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{qV_g}{kT_e} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\omega}{\omega_{pi}} \right) \quad (\text{II-13})$$

Nous avons vu que le plasma est essentiellement résistif et inductif. La conductivité du plasma est suffisamment grande pour que les courants de déplacement soient négligeables. Le courant circulant dans le plasma est donc un courant de conduction. En ce qui concerne la gaine de charge d'espace, la nature du courant dépend de la fréquence d'excitation:

- A basse fréquence, $\omega \ll \omega_{pi}$, le courant de déplacement dans les gaines est faible devant le courant de conduction, dans ce cas la gaine est dite résistive ($R_g C_g \omega \ll 1$).
- A haute fréquence, $\omega \gg \omega_{pi}$, on peut voir d'après l'équation (II-13) que le courant dominant est le courant de déplacement, donc la gaine est essentiellement capacitive ($R_g C_g \omega \gg 1$).

II-2-1-5 Principaux mécanismes d'amorçage et d'entretien d'une décharge capacitive

On appelle communément entretien d'une décharge la compensation des pertes de particules chargées, électrons et ions, par des mécanismes de création (ionisation). La recombinaison électron-ion et la diffusion ambipolaire aux parois ou encore le phénomène d'attachement dans les gaz électronégatifs sont les principales origines des pertes de particules dans un plasma. Lorsque la création de particules chargées par ionisation par impact électronique compense les pertes, le plasma est dit auto-entretenu (décharge autonome) [38].

La création de nouvelles particules chargées a lieu si l'énergie cinétique de l'électron est supérieure au potentiel d'ionisation de l'atome pour que le transfert d'énergie de l'électron à l'atome permette l'ionisation. Dans le cas contraire, la collision pourra se traduire simplement par une excitation de l'atome. D'une manière générale, l'énergie cinétique de l'électron peut devenir insuffisante pour assurer de nouveaux processus d'ionisation. Il est donc nécessaire de fournir en permanence de l'énergie aux électrons du plasma. Mais la question qui se pose est de savoir comment ces électrons acquièrent cette énergie. Dans une décharge RF à couplage capacitif, les électrons acquièrent leur énergie par des mécanismes de chauffage qui peuvent être collisionnels ou non-collisionnels [30, 33,38-41]:

a- Le chauffage ohmique ou collisionnel a lieu lorsque les électrons échangent de la quantité de mouvement par collision avec la population des neutres dans le plasma central. Néanmoins le champ électrique dans le cœur du plasma (la colonne positive) est assez faible en comparaison avec le champ dans les gaines. Cependant, ce faible champ est suffisant pour "chauffer" significativement les électrons, en conséquence, assurer une ionisation supplémentaire et compenser les pertes. Dans ce cas, le régime de colonne positive est similaire à un chauffage par effet Joule. La densité de puissance moyennée dans le temps, responsable du chauffage des électrons dans le plasma, s'écrit [30, 33, 38]:

$$P_{ohm} = \frac{1}{2} \tilde{J}^2 \operatorname{Re}(\sigma_p^{-1}) \quad (\text{II-14})$$

Où \tilde{J} est la densité de courant et σ_p est la conductivité du plasma. La puissance ohmique suit alors une dépendance de la forme [30, 33] :

$$P_{ohm} \propto I_{RF}^2 / n_e \quad (\text{II-15})$$

b- Le chauffage non collisionnel est un phénomène associé aux gaines. Pour des pressions beaucoup plus basses (il n'y a pas assez de collisions électron-neutre), le libre parcours électronique étant supérieur à la longueur de gaine. Si l'électron possède une vitesse initiale V_0 dirigée vers la gaine et que celle-ci se dilate avec une vitesse V_g , l'électron réfléchi est accéléré par le champ électrique qui règne dans la gaine en expansion vers le plasma avec une vitesse $V_0 + 2V_g$. Le mécanisme est similaire à une balle de tennis frappée par une raquette. Ce régime est aussi qualifié de « chauffage stochastique » (ou mécanisme de collision électron-gaine) parce que les électrons peuvent gagner mais aussi perdre de l'énergie en fonction de leur vitesse par rapport à la gaine [30, 33].

A pression plus importante, on parle de l'effet de surf (ou wave riding) [28, 30, 38, 42]. Les électrons qui parviennent du plasma vers la lisière de la gaine voient celle-ci se déplacer comme une vague (mouvement collectif) (figure II-6(b)). Certains d'entre eux vont être portés par cette vague et être renvoyés dans le plasma, quand la gaine est en expansion en acquérant de l'énergie cinétique prise à la vague. Les électrons ainsi chauffés déposent leur énergie en lisière de gaine. Ils sont alors des agents d'ionisation très efficaces [30].

L'effet de surf et le chauffage stochastique, sont liés au mouvement oscillatoire des gaines. L'ionisation qui en résulte, dans les deux cas, est localisée au voisinage de l'interface gaine-plasma (figure II-6). Dans les deux cas, la contribution stochastique suit une dépendance sous la forme [33, 43]:

$$P_{stoc} \propto I_{RF}^2 / n_e \quad (\text{II-16})$$

La puissance totale absorbée par les électrons dans une décharge radiofréquence capacitive est donc la somme de deux puissances provenant de deux processus l'un collisionnel et l'autre non collisionnel, Cette puissance totale est donnée par:

$$P_{tot} = P_{abs} = P_{stoc} + P_{ohm} \quad (\text{II-17})$$

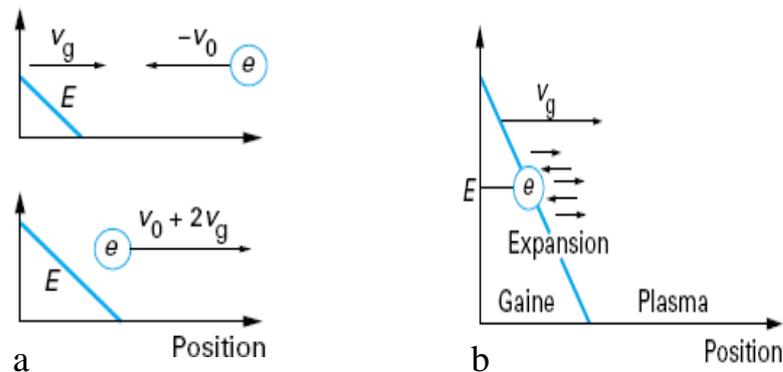


Figure II.6: Mécanismes de gain d'énergie, pour les électrons dans une décharge RF, dus au mouvement des régions gaines: a) collision électron-gaine (basse pression), b) : mouvement de surf de l'électron sur la gaine en expansion (moyenne pression) [42].

II-2-1-6 Les sources capacitives simple et double fréquence

La technologie des écrans plats et les panneaux solaires en couche mince utilisent massivement des sources capacitives à cause de l'importance des surfaces à graver et à déposer pour lesquelles seules les sources CCPs permettent d'obtenir une bonne uniformité de traitement [293, 37].

L'efficacité des processus, basé sur ce type de décharge, dépend de deux paramètres qui sont respectivement l'énergie des ions E_i bombardant le substrat et le courant ionique J_i déterminant la vitesse du procédé. Cependant, ces deux paramètres sont directement liés aux deux grandeurs caractéristiques du plasma qui sont la tension de gaine V_g ($E_i \approx eV_g$) et la densité électronique n_e ($J_i \propto n_e$) [30, 33, 37, 44, 45]. L'amélioration de la productivité des procédés plasmas utilisés passe par une augmentation de la vitesse des procédés. Pour cela il faut augmenter la densité du plasma.

Pour **une décharge capacitive simple fréquence** (Single Frequency Capacitive) (figure II-1), nous nous placerons toujours dans le domaine de fréquence $\omega_{pi} < \omega_{RF} < \omega_{pe}$ où la gaine est considérée de type capacitive. Le défaut majeur des réacteurs de type capacitif est de ne

pouvoir atteindre de hautes densités et finalement de hauts flux ioniques. Une des solutions consistait à augmenter la tension de polarisation appliquée aux électrodes à fréquence d'excitation constante, ce qui augmente le champ électrique dans la décharge plasma. Ceci implique une augmentation des réactions d'ionisation et de dissociation et par la suite de la densité électronique. Cependant, la tension de la gaine V_g augmente aussi et entraîne une augmentation de l'énergie des ions [44, 45] qui pourrait endommager le substrat à graver. L'autre solution consiste à augmenter la fréquence. A. Perret [37] a montré que lorsque la fréquence d'excitation augmente, l'énergie des ions diminue. Ses travaux, qui présentent un bon accord théorie/expérience, sont illustrés sur la figure (II-8) pour une décharge capacitive symétrique simple fréquence avec une pression d'argon de 15 mTorr.

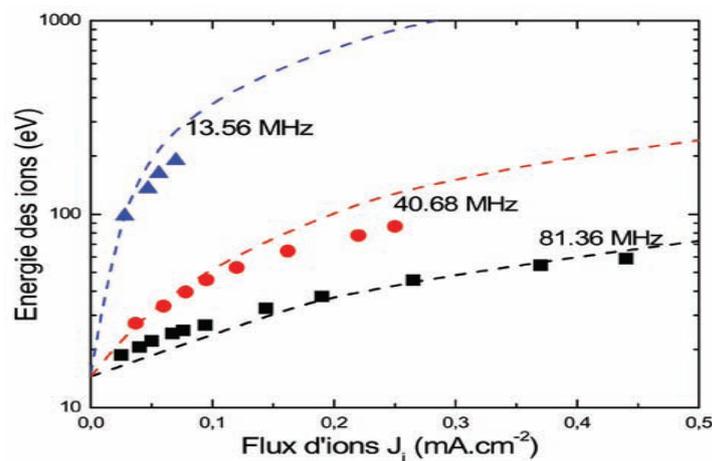


Figure II- 8: Energie des ions E_i en fonction du courant ionique J_i pour différentes fréquences d'excitation (modèle 'traits pointillés', mesures 'symboles') [37].

Ces courbes montrent, par exemple, que pour une gravure qui requiert une énergie ionique supérieure à 100 eV, l'excitation à 13.56 MHz serait adéquate. De plus la vitesse de ce procédé serait plus lente car le courant ionique est limité. Par contre, si ce même procédé requiert des énergies inférieures à 500 eV. Afin de ne pas endommager le substrat et/ou le masque, nous voyons qu'il vaut mieux utiliser une fréquence de 81.36 MHz ou de 40.68 MHz. Cependant, la vitesse de ce procédé sera rapide puisque le flux d'ions n'est pas limité. Il

ressort que les basses fréquences favorisent l'énergie, alors que les hautes fréquences favorisent le flux ionique [44].

Nous remarquons donc pour une décharge simple fréquence, l'énergie des ions bombardant les surfaces (fixée par la tension moyennée dans la gaine) et le flux des ions (fixé par la densité du plasma) ne peuvent être variés de façon indépendante. Pour pouvoir obtenir cette flexibilité, il est nécessaire d'exciter le réacteur de type capacitif avec plusieurs sources radiofréquences. Il s'agit dans la plupart du temps de deux fréquences d'excitations distinctes [37, 44, 45].

Une décharge capacitive à double fréquence (Dual Frequency Capacitive) existe avec différentes configurations ; les deux fréquences peuvent être appliquées sur une seule électrode ou sur les deux électrodes séparément comme nous pouvons le voir sur la figure II-9. Ces sources sont plus onéreuses car elles nécessitent deux générateurs de puissance rf et deux circuits d'accord [29, 46, 47].

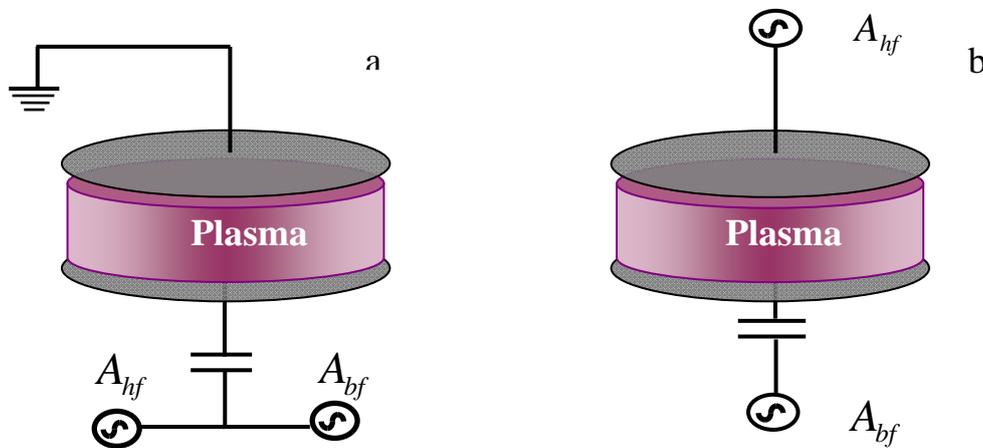


Figure II-9 : Excitation multifréquence du plasma à couplage capacitif

A l'inverse d'un réacteur simple fréquence, ce type de réacteur possède la particularité d'offrir à priori un contrôle indépendant entre le courant J_i et l'énergie E_i des ions. Le plasma sera excité par un signal de la forme :

$$A(t) = A_{bf} g(\omega_{bf} t) + A_{hf} g(\omega_{hf} t) \quad (\text{II-18})$$

Où $A(t)$ peut être soit la tension V , soit le courant I . g est une fonction trigonométrique du type cosinus ou sinus. bf et hf sont les labels désignant respectivement la basse et la haute fréquences et ω_{hf} , ω_{bf} sont les pulsations d'excitation haute et basse fréquences.

La pulsation ω_{hf} est par principe une pulsation harmonique de la pulsation ω_{bf} et leur rapport est typiquement supérieur à 10 [45].

La basse fréquence est typiquement comprise entre 2 et 13.56 MHz et la haute fréquence est comprise entre 27.12 et 160 MHz [33, 44]. De plus, la tension basse fréquence V_{bf} est typiquement comprise entre 50 et 1500 V tandis que la tension haute fréquence V_{hf} est comprise entre 50 et 500 V [44].

L'utilisation d'une haute fréquence ω_{hf} permettrait le contrôle de la densité électronique n_e du plasma et donc du courant ionique J_i tandis qu'une basse fréquence ω_{bf} permettrait de contrôler l'énergie des ions E_i . La condition d'indépendance entre l'énergie et du flux des ions se traduit au niveau des caractéristiques des sources par l'inégalité [33, 44, 45]:

$$\frac{\omega_{hf}^2}{\omega_{bf}^2} \gg \frac{V_{bf}}{V_{hf}} \gg 1 \quad (\text{II-19})$$

Cependant, des simulations et des expériences effectuées dans une décharge capacitive double fréquence, ont montré que le contrôle indépendant de l'énergie et du courant d'ions n'est pas réalisable si les deux fréquences d'excitation sont très éloignées l'une de l'autre. Ce n'est plus le cas lorsque les fréquences d'excitation sont proches [44]. Une alternative à l'utilisation des sources double fréquence est l'augmentation de la fréquence d'excitation.

En effet, plusieurs études [29, 48, 49] ont montré que l'utilisation des très hautes fréquences (VHF) (fréquence supérieures à la fréquence habituelle de 13,56 MHz jusqu'à environ 120 MHz), permettait d'obtenir des sources haute densité avec des ions de faible énergie, augmentant ainsi la vitesse des procédés sans endommager les substrats.

II-2-2 Limitations des décharges RF capacitives (Les réacteurs plasma à haute densité)

L'inconvénient majeur du réacteur à couplage capacitif est que les substrats à traiter et les électrodes métalliques sont plongés dans le même environnement, qui est aussi le lieu de création des espèces énergétiques. En effet, le bombardement des électrodes par des ions très énergétiques et des neutres réactifs mène généralement à une érosion considérable de la surface. Les produits de réaction se retrouvent ainsi dans le plasma, ce qui représente une source importante de contamination. Ces contaminations de toutes sortes peuvent être incorporées au dépôt. De plus, dans ce type de décharge, les densités de particules chargées obtenues sont souvent faibles (10^8 à 10^{10} cm^{-3}), ce qui conduit à de faibles degrés de dissociation du gaz plasmagène. En conséquence, le coefficient d'ionisation est faible et le flux d'ions est donc lui aussi faible. On peut toujours augmenter la puissance incidente pour augmenter le flux d'ions mais l'énergie des ions augmente également, ce qui peut provoquer des dégâts sur les échantillons.

Les limitations des plasmas radiofréquences à couplage capacitif ont favorisé de nouvelles générations de plasmas. Les diverses sources, qui ont été proposées, sont caractérisées par une pression de travail très basse et une densité de charge élevée, par rapport aux plasmas RF capacitifs. Elles sont appelées sources de plasma de haute densité HDP (High Density Plasma). Les différences fondamentales avec les plasmas CCP sont les suivantes:

- Le plasma est entretenu par des ondes électromagnétiques radiofréquences ou micro-ondes. Le couplage de ces ondes avec le plasma définit le type de réacteur soit les réacteurs RCE (résonance électronique cyclotronique), Hélicon ou les réacteurs à couplage inductif. Une description détaillée de chacune de ces sources peut être trouvée dans les références [50-55].
- Dans les sources HDP, Le couplage de l'énergie au plasma est plus efficace, il est effectué à plus basse pression pour augmenter le taux d'ionisation.
- Le substrat est éloigné de la zone de création du plasma pour limiter l'énergie des ions, et une polarisation peut être appliquée au substrat indépendamment de la polarisation de la source, pour contrôler l'énergie des ions séparément de leur flux.

- Possibilité d'augmenter le courant ionique sans augmenter l'énergie des ions pour pouvoir diminuer la température de dépôt tout en améliorant la qualité des films.

Dans le paragraphe suivant, nous allons détailler les principales caractéristiques des réacteurs à couplage inductif.

II-2-3 Les décharges radiofréquences inductives

II-2-3-1 Description du réacteur à couplage inductive

Comme nous avons évoqué précédemment, les réacteurs à couplages capacitifs classiques (exciter à 13.56 Mhz) ne permettent pas facilement d'atteindre des densités électroniques plus importantes, et donc de forts flux d'ions et de radicaux sur les surfaces à traiter. Une solution alternative est basée sur l'utilisation des sources haute densité telles que les décharges inductives ICP (Inductively Coupled Plasma), dans lesquelles les densités plasma peuvent atteindre 10^{13} cm^{-3} . Ces sources nécessitent l'application des champs électromagnétiques et non plus électrostatiques en changeant la structure d'excitation. Les caractéristiques des plasmas ICP ont été étudiées par différents auteurs [56, 57] et d'excellentes performances ont été obtenues pour l'analyse spectroscopique de masse [58] et autres applications majeures pour la technologie silicium tel que la gravure de motifs comme les grilles en silicium polycristallin des transistors MOS [59] et le dépôt de films minces comme par exemple le dépôt de SiO_2 pour l'isolation latérale des dispositifs [60, 61].

Tous les réacteurs radiofréquences à couplage inductif contiennent un élément inductif placé à l'extérieur de la région où est généré le plasma. Généralement, deux géométries typiques sont souvent utilisées: la géométrie planaire où la bobine est un enroulement plat ou bien la géométrie cylindrique pour laquelle une bobine entoure le plasma cylindrique comme c'est schématisé dans la figure II-10.

Contrairement aux décharges capacitives, la structure de couplage ne possède pas d'électrode en contact avec le plasma, en conséquence, les plasmas à couplage inductif constituent l'une des alternatives les plus utilisées pour pallier les problèmes de contamination des décharges capacitives. La configuration plane appelée aussi TCP (transformer coupled plasma) semble plus attractive car elle peut traiter des plaquettes de silicium de plus grande surface (jusqu'à

10 pouces) à basse pression en conservant l'homogénéité du plasma en face du substrat (figure II-5(b)). Par contre, la configuration cylindrique peut être employée facilement pour effectuer un traitement de surface ou déposer par PECVD à basse pression (7.5 à 75m Torr) sur des échantillons plans de faible diamètre placés en aval (figure II-5(a)) [35].

Pour ces deux configurations, le plasma est créé par action du champ magnétique RF. Le couplage inductif assure un fort taux d'ionisation à très basse pression ($\approx 4\text{mTorr}$). Le substrat peut être placé dans une chambre séparée située en dessous de la source. En pratique, le porte- substrat est polarisée par une alimentation RF ou DC indépendante de celle de la source, afin de contrôler indépendamment (ou quasiment) la tension de gaine (et donc l'énergie des ions) devant l'échantillon à graver.

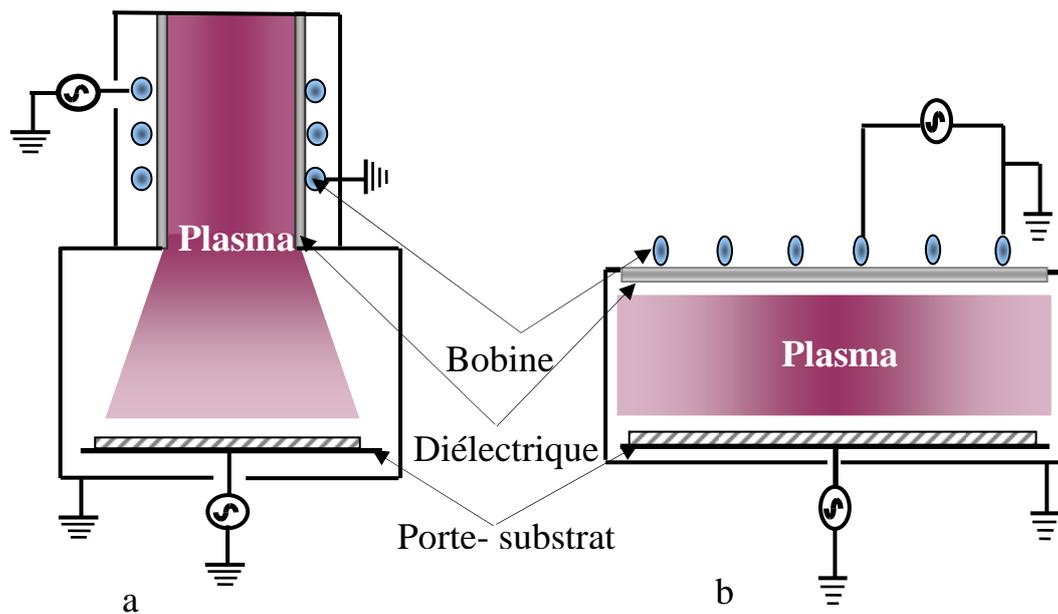


Figure II- 10: Vue schématisée d'un réacteur à couplage inductif :a) configuration cylindrique, b) configuration planaire

II-2-3-2 Principe de fonctionnement

Ces sources sont entretenues à basse pression (entre 5 et 50 mTorr) par des champs électriques alternatifs externes, la gamme de fréquences est typiquement entre 1 et 100 MHz [33,62]. Dans ces systèmes, une antenne séparée du plasma par une paroi diélectrique (e.g. Pyrex, silice fondue, alumine, quartz) et reliée à une alimentation haute fréquence (généralement à 13.56 MHz). Le courant RF circulant dans l'antenne génère un champ magnétique RF B variable dans l'enceinte sous forme de lignes induites dans des boucles enfermées comme c'est illustré sur la figure II-11. D'après la loi de Faraday ($\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$), ce champ magnétique induit un champ électrique RF E (et une densité de courant J) azimutal dans le plasma à travers une fenêtre diélectrique, ce champ E permet d'accélérer les électrons et transmet ainsi l'énergie nécessaire à l'entretien du plasma. La détermination du champ électrique couplée au champ magnétique peut être obtenue par la résolution des équations de Maxwell.

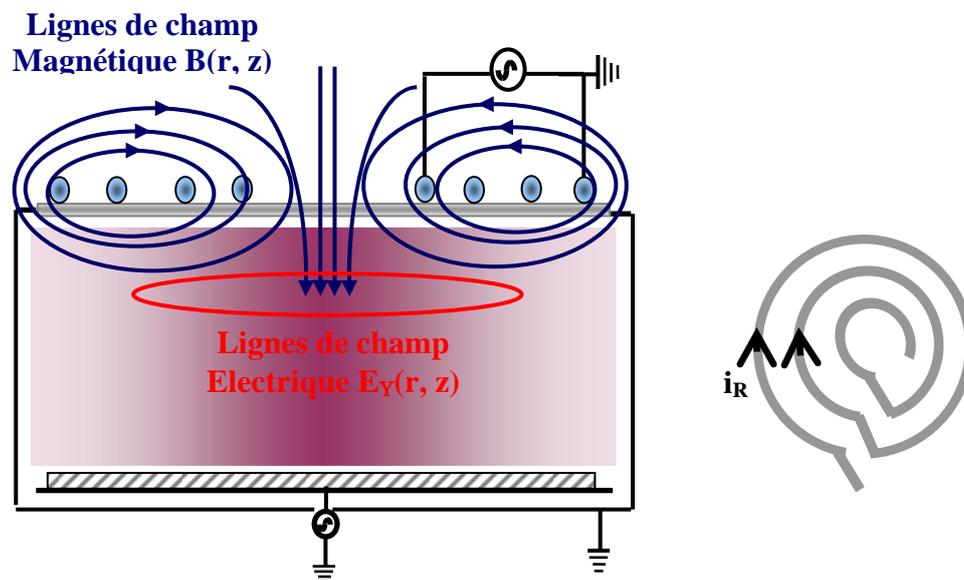


Figure II- 11: Schéma des lignes de champ magnétique autour d'une antenne RF planeaire d'après Lieberman [33]. A droite, le schéma de l'antenne vue de dessus.

Sous l'effet de la force de Lorentz les électrons décrivent des trajectoires hélicoïdales (des orbites courbées) autour des lignes du champ magnétique perpendiculaires aux plans des

enroulements et parallèles aux parois du réacteur. Ceci réduit de manière significative les pertes d'électron aux murs. C'est contrairement aux décharges capacitives, où les pertes aux électrodes sont inévitables. En raison de la perte réduite d'électrons dans les décharges ICP, les densités plasma atteintes dans ces derniers sont beaucoup plus élevées (de l'ordre de 10^{10} à 10^{12} cm^{-3}) que celles dans les décharges CCP. Cela permet d'augmenter considérablement le taux d'ionisation. A cause de la forte densité plasma (donc la longueur de Debye est petite) et de la faible tension aux bornes des gaines ($\approx 5\text{Te}$) [59], les zones de charge d'espace qui se forment inévitablement entre le diélectrique et le plasma sont très fines, ce qui réduit l'énergie des ions bombardant le substrat à traiter. Les sources ICP offrent aussi la possibilité d'un contrôle indépendant du flux et de l'énergie des ions qui bombardent le substrat.

Dans les décharges ICP, les courants radiofréquences créent une onde évanescente dans le plasma car ($\omega_{rf} \ll \omega_{pe}$). Cette onde électromagnétique va être absorbée dans le plasma sur une longueur de pénétration δ appelée épaisseur de peau (« skin effect » en anglais) tel qu'illustré à la figure II-12.

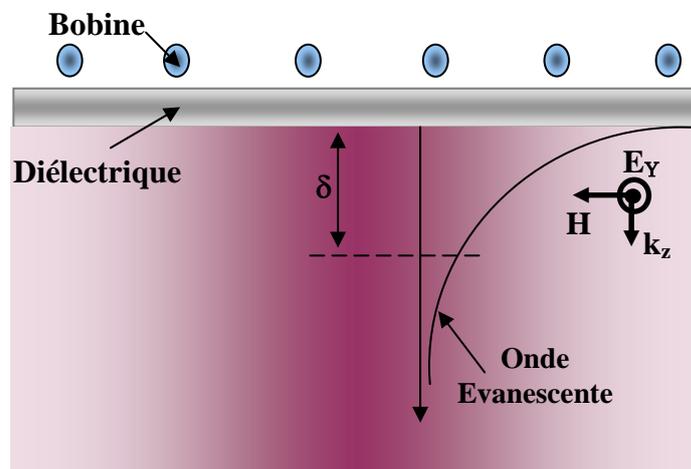


Figure II-12: Champs induits, onde évanescente et épaisseur de peau dans le plasma.

Cette épaisseur de peau représente la longueur caractéristique sur laquelle l'onde dépose son énergie. Dans le cas basse pression, l'épaisseur de peau δ s'écrit [30, 33]:

$$\delta = \frac{c}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{m_e}{e^2 n_e \mu_0}} \quad (\text{II-20})$$

Avec δ en cm, c est la vitesse de la lumière dans le vide et μ_0 la perméabilité de la charge supposée égale à celle du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H. m⁻¹). A haute pression δ est liée à la conductivité plasma σ_e par la relation suivante:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma_e \mu_0}} \approx 7.5 \times 10^5 \sqrt{\frac{V_{e0}}{\omega n_e}} \quad (\text{II-21})$$

II-2-3-3 Régime de fonctionnement dans les plasmas ICP

Une décharge inductive réelle peut fonctionner dans deux régimes différents : le régime haute puissance appelé régime inductif (H) et le régime basse puissance appelé régime capacitif (E). La prédominance d'un mode par rapport à l'autre dépend de plusieurs paramètres tels que la puissance RF appliquée, la pression dans le réacteur ou le gaz utilisé [30, 33, 63, 64].

a- Le régime inductif (H)

Pour des puissances plus importantes, un champ électrique azimuthal induit au dessous de l'antenne qui est responsable de la génération du plasma. L'énergie absorbée par les électrons est importante ce qui mène à des densités de particules chargées beaucoup plus importantes que celles des décharges capacitives. L'épaisseur de peau devient alors petite devant les dimensions de réacteurs $\delta \ll R, l$ (avec R et l le rayon et longueur du réacteur, respectivement) et très grande devant la taille de la gaine. Le plasma est en régime haute densité et le couplage de l'énergie est en mode inductif (mode H, souvent appelé mode inductif pur). Dans ce mode le plasma est caractérisé par une haute luminosité, des gaines fines et un potentiel de plasma relativement faible [30, 33, 43, 59].

Dans le régime de haute densité et pour un courant I_{RF} donné, on voit que la puissance totale absorbée par les électrons du plasma (chauffage inductif) décroît comme la racine carrée de la densité électronique $(n_e)^{-1/2}$ avec [30, 33]:

$$P_{abs} \propto I_{RF}^2 / \sqrt{n_e} \quad (\text{II-22})$$

b-Le régime capacitif (mode E)

A faible puissance, l'épaisseur de peau est très grande devant les dimensions du réacteur $\delta \gg R, l$ et très petite devant la taille de la gaine. Dans ce cas le champ électromagnétique induit n'est pas significativement absorbé dans le plasma, le couplage inductif est très peu efficace et le mécanisme de chauffage est similaire aux décharges à couplage capacitif. En raison de son origine à partir du champ électrostatique E ce mode est appelé mode E ou régime capacitif. Par conséquent, dans le régime de faible densité électronique et pour un courant donné, la puissance absorbée est proportionnelle à la densité n_e [30, 33] :

$$P_{abs} \propto I_{RF}^2 n_e \quad (\text{II-23})$$

c- La transition E-H

Le saut entre les modes inductif et capacitif est illustré sur la figure II-13 [56]. En fonction de la valeur de la puissance RF, deux cas sont possibles :

- Lorsque la puissance RF est faible, la densité électronique est faible, dans ce cas le plasma fonctionne en régime capacitif (mode E);
- Lors de l'augmentation de la puissance RF, la décharge passe du mode capacitif au mode inductif. Ce passage permet l'obtention de densités électroniques et donc ioniques beaucoup plus élevées que le mode capacitif. Le plasma fonctionne donc en régime inductif (mode H). De ce fait, l'augmentation de la puissance RF (courant RF) entraîne une transition E-H relativement abrupte qui est accompagnée d'un saut de la densité électronique.

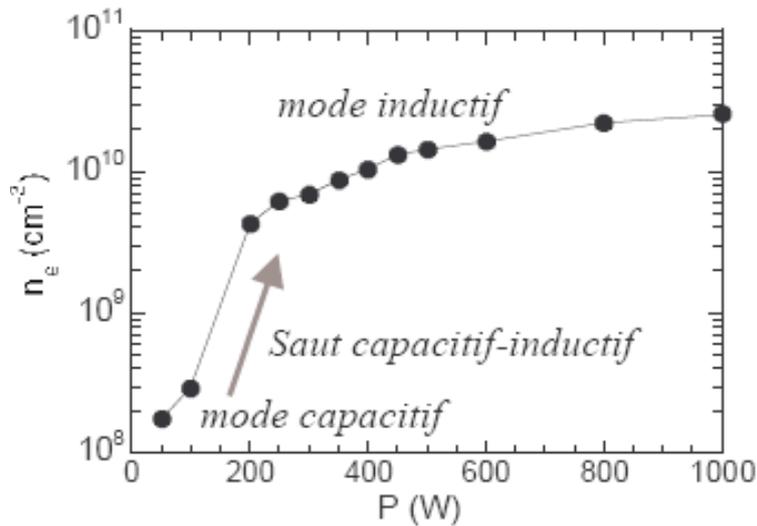


Figure II- 13: Evolution de la densité électronique en fonction de la puissance en plasma O₂/Ar (90%-10%) dans un réacteur ICP à pression de 10 mTorr [65].

II-2-3-4 Circuits électriques équivalents

Comme nous l'avons fait pour la décharge capacitive, nous allons schématiser la décharge inductive sous la forme d'un circuit électrique équivalent. Chaque élément de ce dernier dépend des caractéristiques du plasma (n_e) et de la géométrie du réacteur. Dans le cas d'une géométrie de type plane, utilisée dans l'industrie, le calcul analytique n'est pas possible. Néanmoins, dans le cas d'un cylindre infini (figure II-14), le calcul est possible mais fastidieux [30, 33].

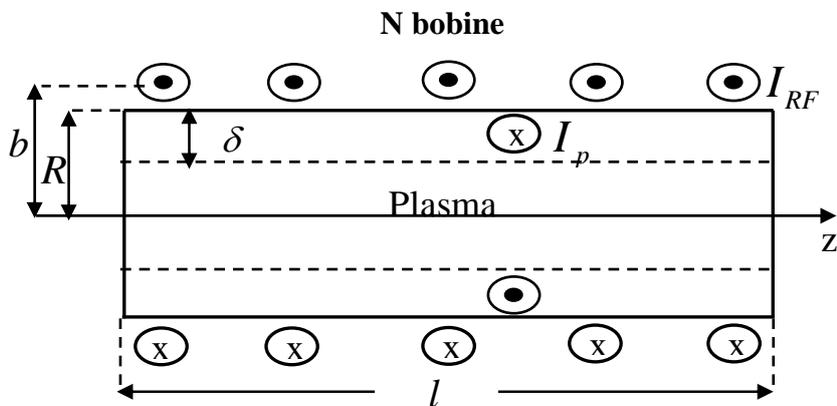


Figure II-14: Schéma 2D d'un réacteur cylindrique de décharge inductive

Pour les décharges inductives, la puissance transmise au plasma ne se fait pas seulement par couplage inductif, mais également par couplage capacitif. Pour cela, nous allons traiter deux cas :

Le *mode de couplage inductif* pur dérive de la circulation d'un courant I_p dans le plasma induit par la circulation du courant I_{RF} dans la bobine. Le courant I_p prend le sens inverse du courant I_{RF} , semblable à un transformateur électrique. De ce fait, Le couple bobine excitatrice /plasma se comporte comme un transformateur dont la bobine présente le circuit primaire et le plasma le circuit secondaire d'un transformateur. Le couplage entre la bobine et le plasma est alors représenté par deux inductances couplées par une mutuelle M tel que représenté sur la figure II-15 [30, 33, 55].

Le primaire du transformateur est le circuit équivalent de la bobine (la mise en série de l'inductance L_s et de la résistance R_s). Le secondaire du transformateur représente le circuit équivalent de la boucle plasma de courant I_p qui est la mise en série de la résistance R_p et de l'inductance totale du plasma L_p qui comporte deux composantes : L_e l'inductance d'inertie des électrons et L_g l'inductance de la boucle équivalente au plasma.

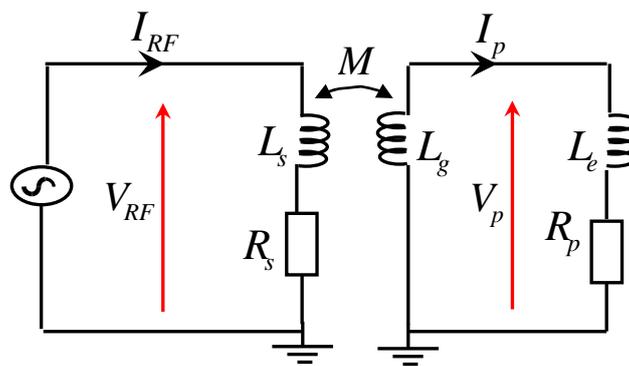


Figure II-15 : Modèle électrique équivalent à la boucle RF pour le couplage inductif

La puissance totale absorbée par les électrons du plasma (chauffage inductif) dans un cylindre de longueur l et de rayon R tel que $l \gg R$, a la forme suivante:

$$P_{ind} = \frac{1}{2\sigma_{dc}} |\tilde{J}_\theta|^2 \pi R l \delta \quad (\text{II-24})$$

Avec:

$$\tilde{J}_\theta = j\omega \varepsilon \tilde{E}_\theta \quad (\text{II-25})$$

\tilde{J}_θ et \tilde{E}_θ sont la densité de courant et le champ électrique azimutales (suivant θ) respectivement. Le courant I_p dans le plasma, circule à travers une surface $l \delta$, il vaut donc :

$$I_p = J_\theta l \delta \quad (\text{II-26})$$

Nous pouvons définir la puissance absorbée en fonction de I_p par la relation suivante :

$$P_{ind} = \frac{1}{2} R_p I_p^2 \quad (\text{II-27})$$

Nous pouvons arriver à définir R_p et L_e [30, 33, 55]:

$$R_p = \frac{\pi R}{\sigma_{dc} l \delta} \quad (\text{II-28})$$

et

$$L_e = \frac{R_p}{\nu_{eff}} \quad (\text{II-29})$$

Où $\nu_{eff} = \nu_m + \nu_{stoc}$, avec ν_m la fréquence de collision électron neutre et ν_{stoc} la fréquence de collision stochastique [30, 33, 55].

L'inductance L_g peut également être déterminée en utilisant la définition du flux magnétique φ qui est donnée par [30, 33, 55] :

$$\varphi = L_g I_p = \frac{\mu_0 \pi R^2 I_p}{l} \quad (\text{II-30})$$

L'inductance de la boucle de courant est donc donnée par :

$$L_g = \frac{\mu_0 \pi R^2}{l} \quad (\text{II-31})$$

Les relations II-28 - II-31 définissent la résistance et l'inductance de la boucle de plasma. Cependant, la résistance et l'inductance vues du primaire du transformateur sont différentes. En appliquant la théorie des transformateurs, on peut montrer que la résistance et l'inductance vues du primaire sont :

$$R_s = N^2 \frac{2\pi R}{\sigma_{dc} l \delta} \quad (\text{II-32})$$

Et

$$L_s = \frac{\mu_0 \pi R^2 N^2}{l} \left(\frac{b^2}{R^2} - 1 \right) \quad (\text{II-33})$$

Où N et $(b - R)$ sont le nombre de spires et l'épaisseur du diélectrique qui sépare la bobine du plasma respectivement. L'impédance Z_s est donnée donc par :

$$Z_s = \frac{V_{RF}}{I_{RF}} = R_s + j \omega L_s \quad (\text{II-34})$$

Le **mode de couplage capacitif**, qui résulte de la présence d'une électrode polarisée (la boucle) entourée d'une électrode à la masse (les parois du réacteur), donne lieu à la création d'une décharge sous une forme similaire à la décharge à couplage capacitif (mode capacitif). Le circuit équivalent de la gaine est une mise en série d'une capacité C_s et une résistance R_s .

Dans ce cas de décharge, la puissance absorbée dans la gaine est principalement due aux processus stochastiques, et la résistance effective de la gaine est donnée par [30, 33] :

$$R_g = \frac{m_e V_T}{e^2 n_e A_g} \tag{II-35}$$

Où V_T : est la vitesse thermique des électrons

A_g : est la surface de la gaine

Comme c'est illustré dans la figure II-16, une partie (I_1) du courant I_{RF} circule dans la boucle et l'autre partie (I_2) du courant I_{RF} circule dans la gaine établie autour de la boucle.

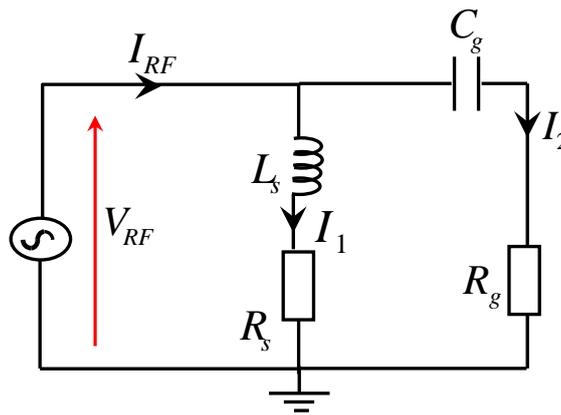


Figure II-16 : Modèle électrique équivalent à la boucle RF pour le couplage capacitif.

II-3 Modélisation physique d'une décharge radiofréquence

L'augmentation incessante du nombre d'applications des plasmas radiofréquences exige la création d'outils analytiques utilisés pour optimiser et interpréter ces processus. Pour cela, la modélisation numérique des plasmas de décharge électrique est considérée comme un outil très complémentaire à l'analyse expérimentale pour l'optimisation et la conception du réacteur plasma en vue de telle application. En conséquence, l'intérêt de modéliser un tel procédé réside essentiellement dans les points suivants:

- Améliorer la description et la compréhension des phénomènes (physico-chimiques) dans le milieu du plasma pendant la phase de décharge, lorsque l'on applique les conditions aux limites pour les espèces considérées dans le modèle.
- Etudier l'effet des paramètres opératoires tel que la fréquence d'excitation, la puissance appliquée, la composition et le débit du gaz, la pression du travail et la géométrie du réacteur sur les propriétés de la décharge RF.
- Utiliser, pour la résolution numérique un outil de simulation tel qu'un logiciel commercial (Comsol Multiphysics) ou un logiciel programmable (Matlab), qui permet de produire une plate forme dont la flexibilité facilitera les évolutions futures du modèle. Nous pouvons ainsi envisager d'appliquer d'autres géométries, d'autre gaz ou bien profiter des possibilités de couplage entre plusieurs modules.

Les principaux modèles destinés à simuler un plasma doivent être utilisés pour étudier le transport des particules chargées, la distribution spatiale des radicaux, le taux de dépôt, les épaisseurs des gaines, la dynamique de la gaine, etc. Selon l'ordre de complexité et d'exactitude, les plasmas peuvent être modélisés à quatre niveaux:

a- Modèle de circuit électrique équivalent

Avant d'effectuer une simulation rigoureuse des décharges en mode radiofréquence par la résolution d'un système d'équations non linéaire (équations de transport couplées avec les équations de Maxwell) on peut résoudre le problème de façon plus simple par une description en terme de circuit électrique équivalent [66].

Dans ces modèles, les différentes régions de la décharge (gaines et zone plasma) peuvent être représentés par des circuits électriques simples. La gaine, par exemple, est parfois représentée par une résistance, un condensateur et une diode en parallèle. Les valeurs des composants peuvent être estimées soit théoriquement ou mesurées expérimentalement ainsi que les propriétés utiles de la décharge. Par exemple l'énergie des ions dans l'électrode, peut être facilement estimée. Évidemment, l'inconvénient de cette approche est qu'elle est un peu basique et ne donne pas une perception détaillée des phénomènes complexes.

b- Modèles cinétiques/ particulières / statistiques

Le modèle cinétique est l'approche la plus précise mais la plus difficile à mettre en œuvre dans le cas des géométries multidimensionnelles. Ce code permet de donner des solutions qui dépendent du temps et de l'espace par l'intégration directe de l'équation de Boltzmann qui s'écrit :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + V_i \cdot \frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{F_i}{m_i} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial V} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{Collisions} \quad (\text{II-36})$$

Cette équation est déjà présentée dans le chapitre I. L'équation de Boltzmann peut être résolue indirectement en simulant les trajectoires d'un nombre déterminé d'espèces présentes dans le plasma. Il s'agit, dans ce cas, de modèles particuliers (Particule In Cell) [32] qui consistent à faire évoluer les particules (par exemple, des électrons et des ions) sous l'action de champs électrique et/ou magnétique et déterminent leurs trajectoires dans l'espace des phases. Cela se fait en intégrant les équations de mouvement pour chaque particule de masse m , charge q et de vitesse V , sous l'effet des champs électrique E et magnétique B et en absence de collisions.

$$m \cdot \frac{\partial V}{\partial t} = q (E + V \times B) \quad (\text{II-37})$$

En présence de collisions, on doit compléter la méthode PIC avec la méthode Monte-Carlo (MC). Le principe de la méthode est basé sur les probabilités, ou les collisions sont initiées en tirant des nombres aléatoires compris entre 0 et 1. Cette méthode (PIC-MCC) permet d'obtenir les grandeurs macroscopiques caractérisant le système étudié et d'établir un bilan statistique des particules, par opposition aux modèles fluides qui traitent le plasma comme un fluide homogène en le caractérisant par des grandeurs moyennes. Le lecteur peut avoir plus détails de sur les méthodes particulières dans la littérature [2, 3, 19].

c- Modèles fluides

Le mouvement des espèces chargées dans un plasma faiblement ionisé doit être déterminé par l'utilisation de l'équation de Boltzmann ou le modèle particulaire. Cependant on peut également caractériser le plasma de décharge à partir des grandeurs moyennes. Le modèle de

décharge où la description du transport des diverses espèces est décrit en termes de quantités hydrodynamiques moyennes est nommé modèle fluide [1, 14, 23]. Ces modèles résolvent les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann dans l'espace et le temps. Ils décrivent le plasma en fonction des quantités macroscopiques tel que la densité, la vitesse moyenne, l'énergie moyenne, etc.

Pour obtenir le premier moment, on intègre l'équation de Boltzmann sur la vitesse. L'équation d'équilibre de la densité n de particules comprend:

- 1- L'équation de continuité qui décrit le transport des particules de densité n , leur flux Γ sous l'influence du champ électrique et des collisions [14, 23] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(\Gamma) = S \quad (\text{II-38})$$

$$\Gamma = nV \quad (\text{II-39})$$

Avec V la vitesse moyenne et S le terme source du aux diverses réactions dans lesquelles les espèces sont créées ou perdues.

- 2- Le deuxième moment, l'équation de transfert du mouvement, est obtenu en multipliant l'équation de Boltzmann par (mV) et en l'intégrant sur l'espace des vitesses :

$$\Gamma = \pm n \mu E - D \nabla n \quad (\text{II-40})$$

Le signe \pm dans le premier terme indique le signe de la charge q (positive ou négative). $\mu = q/(m\nu_m)$ représente la mobilité, et $D = k_B T / (m\nu_m)$ le coefficient de diffusion. Ces deux coefficients ne sont pas indépendants mais reliés par la relation d'Einstein :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{e} \quad (\text{II-41})$$

Le flux des particules se décompose en deux termes : l'un est lié au champ électrique E , il traduit la dérive des espèces soumises à un champ électrique si elles sont chargées ; l'autre est un terme de diffusion, il provient du gradient de densité. Le flux prend ainsi la forme d'une équation de dérive-diffusion. Le modèle de dérive-diffusion est présent dans de nombreux modèles [1,14, 67], cette approximation est justifiée dans les régimes collisionnels.

3- En multipliant l'équation de Boltzmann par $(\varepsilon = \frac{1}{2}mV^2)$ et en l'intégrant sur l'espace des vitesses, on obtient le troisième moment qui représente l'équation de transfert d'énergie :

$$\frac{\partial(n_e \varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\Gamma_\varepsilon) = -\Gamma_e \cdot E - S_\varepsilon \tag{II-42}$$

$$\Gamma_\varepsilon = -n_e \varepsilon \mu_\varepsilon E - D_\varepsilon \nabla(n_e \varepsilon) \tag{II-43}$$

Le flux d'énergie Γ_ε s'écrit de la même manière que le flux de particules avec une mobilité μ_ε et un coefficient de diffusion D_ε .

L'évolution de la densité d'énergie $n_e \varepsilon$ est due au transport de l'énergie dans le plasma ($\nabla(\Gamma_\varepsilon)$), au chauffage par le transport de particules mobiles dans un champ électrique ($\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{E}$) et de la variation de l'énergie d'une particule par collision avec une autre particule dans les réactions (S_ε).

Dans une approche fluide que nous présenterons dans ce chapitre, on traite le plasma comme un fluide chargé réactif à plusieurs composantes. Le problème se ramène donc à résoudre simultanément les équations de la mécanique des fluides adaptées aux plasmas et les équations de Maxwell.

Ce système d'équations est couplé avec l'équation de Poisson qui décrit l'apparition d'un champ sous l'effet de la séparation de charges positives et négatives (phénomène très important dans les gaines). En supposant qu'il existe dans le plasma des électrons de densité n_e avec des ions positifs n_p et négatifs n_n , ce potentiel doit vérifier l'équation suivante :

$$\Delta V = -\frac{|q|}{\epsilon_0} \left(\sum_p n_p - \sum_n n_n - n_e \right); \quad E = -\nabla V \quad (\text{II-44})$$

La différence entre la simulation des décharges continu et radiofréquence est la nature du champ électrique, dans les décharges DC le champ électrique dans l'équation (flux) est constant, mais dans les décharges RF le champ électrique est variable dans le temps il est introduit dans l'équation (flux) comme suit:

$$E(t) = E_0 \sin \omega t \quad (\text{II-45})$$

Où E_0 est l'amplitude du champ électrique.

Les codes fluides ont largement été utilisés pour la description d'un système de décharge complet, la raison principale de ceci est qu'ils sont capables de simuler des systèmes complexes dans des temps de calcul moins que les autres méthodes [23,19].

La méthode fluide est souvent utilisée dans la simulation des décharges continues (DC) comme: les décharges luminescents [1], dans la simulation des décharges radiofréquence (rf) comme: la décharge capacitive (CCP) [6,14], la décharge inductive (ICP) [12] et les décharges de barrière diélectrique (DBD) [5] ainsi que dans la simulation des plasmas magnétisés [37].

d- Modèles hybrides

Les modèles hybrides les plus répandus sont ceux où l'on associe un modèle de type fluide à un code Monte Carlo. Ces modèles adoptent la technique MC pour modéliser les électrons hautement énergétiques (les électrons rapides) capables d'ioniser et d'exciter les particules lourdes et l'approche fluide pour gérer les électrons de faible énergie (les électrons froids) du plasma [68]. La méthode de type Monte Carlo peut aussi être utilisée pour obtenir les

coefficients de transport des espèces du plasma qui sont ensuite employées dans un modèle fluide.

Avec cette intégration entre les deux méthodes, les modèles hybrides peuvent décrire des effets qui ne sont pas pris en compte par les modèles fluides et même d'acquérir des résultats similaires à ceux des modèles PIC mais le temps de calcul peut être d'un ordre de grandeur inférieur, ce qui rend ces modèles très intéressants [68].

II-3-1 Méthodes de résolution

De plus en plus d'équations aux dérivées partielles interviennent dans la simulation de problèmes physiques très variés (en chimie, en thermique, en aérodynamique, en électromagnétisme, en mécanique du solide et pour des problèmes de mécanique des fluides, ...). Ces systèmes d'équations différentielles peuvent être résolus par plusieurs méthodes numériques telles que la méthode des volumes finis, la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis. Il s'agit de discrétiser le domaine de calcul et de faire des approximations pour résoudre ces équations aux dérivées partielles.

- **La méthode des différences finies** consiste à approcher les dérivées des équations différentielles par le développement de Taylor. Elle est limitée à des géométries simples et elle devient compliquée pour des géométries complexes. Cette méthode est caractérisée par sa grande simplicité d'écriture et son faible coût de calcul [1-3].
- **La méthode des volumes finis** consiste à diviser le domaine de calcul en un certain nombre de volumes élémentaires. L'équation discrétisée par cette méthode est alors intégrée sur chaque volume. Elle est adaptée aux géométries quelconques (quel que soit le nombre de dimensions du problème). Elle est plus utilisée pour résoudre les problèmes de la dynamique des fluides [7].
- **La méthode des éléments finis** réside sur la fragmentation du domaine de calcul en domaines élémentaires de forme triangulaire ou quadrilatérale. Elle s'adapte à des géométries complexes (même en trois dimensions). Elle est générale et peut s'appliquer à la

plupart des problèmes physiques ou multiphysiques régis par des équations aux dérivées partielles tels que la mécanique des fluides, la thermique, l'électromagnétisme.... Par ailleurs, elle est un peu difficile à mettre en œuvre puisqu'elle requiert une grande capacité d'espace mémoire et un temps d'exécution plus important [5, 6].

II-3-2 Outils de simulation (Code plasma)

Nous avons vu que le plasma est un milieu complexe dans lequel de nombreux phénomènes se créent. Sa compréhension nécessite la prise en compte d'un grand nombre de paramètres. Durant ces dernières années, plusieurs codes numériques auto-cohérents sont utilisés pour différents régimes plasmas. Les codes Plasmas ont pour buts de simuler les plasmas que les industries ou les laboratoires utilisent couramment afin de comprendre les différents phénomènes s'y déroulant. Le tableau II-1 présente les principales caractéristiques de certains codes plasma connus tels que COMSOL, ACE+, PLASIMO, SIGLO, PLASMATOR. Ces codes s'intéressent à diverses problématiques comme la chimie du plasma, la physique des décharges ou aux applications consacrées aux traitements de substrat. Parmi les applications qui ont poussé l'évolution de ces nouveaux codes, on peut retrouver :

- la concentration des différentes espèces présentes dans le plasma.
- la cinétique chimique.
- l'écoulement par les équations de Navier-Stokes.
- le transport de température par les équations le transfert de chaleur.

Nous avons choisi COMSOL Multiphysics pour pouvoir simuler les caractéristiques d'un plasma RF à basse et haute pression. Le logiciel COMSOL Multiphysics est un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Il permet de gouverner l'ensemble des étapes de la méthode sans rentrer dans les détails mathématiques. L'un des avantages du logiciel, est le fait qu'il regroupe de larges domaines de la physique et permet de coupler ces différentes physiques de manière simple. Notons la volonté du COMSOL, de réaliser un outil de modélisation contenant un grand nombre de sources plasma et leur interaction avec des domaines de la physique voisins.

		COMSOL	ACE+	PLASIMO	SIGLO	PLASMATOR
Géométrie et méthode de résolution	Dimension	1D, 2D, 3D	1D, 2D, 3D	2D	1D, 2D	2D
	Résolution	Éléments finis	Volumes finis	Volumes finis	Différences finies	Différences finies
Caractéristiques	Temps	Transitoire Stationnaire	Transitoire Stationnaire	Transitoire Stationnaire	Transitoire Stationnaire	Transitoire Stationnaire
	Fréquences	DC, RF, Micro onde	DC, RF, Micro onde	DC, RF, Micro onde	DC, RF	DC, RF
	Thermique (T) Hors-équilibre (HE)	T, HE	T,HE	T, HE	HE	HE
	Champ magnétique	Avec	Avec	Avec	Sans	Avec
	Rayonnement	Avec	Avec	Avec	Sans	Sans
	Écoulement	Avec	Avec	Avec	Sans	Sans
	Turbulence	Avec	Avec	Avec	Sans	Sans
Code utilisé		BOLSIG+	-	-	BOLSIG+	ELENDIF
Applications		Semiconducteurs, Applications biomédicales, ICP	Contrôle de pollution, Traitement de matériaux, ICP	Fibre optique, Lampes, ICP	Microdécharge Plasma, poussiéreux	ICP

Tableau II-1 : Tableau récapitulatif sur les codes plasma [69]

II-4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principales caractéristiques des décharges radiofréquences basse pression. Nous avons développé quelques notions théoriques relatives à la physique des plasmas radiofréquences. Nous avons abordé notamment la description des réacteurs RF à couplage capacitifs et inductifs avec leurs caractéristiques et propriétés. Les différents modèles (circuit équivalent, cinétique, fluide et hybride) généralement utilisés pour modéliser les plasmas radiofréquences.

Nous avons consacré une partie du chapitre à la présentation des codes numériques développés et employés pour la modélisation des plasmas.

Dans ce travail, il est important de souligner, que nous avons opté pour un modèle fluide pour simuler le comportement d'un plasma radiofréquence à l'aide du logiciel commercial Comsol Multiphysics.

Références bibliographiques du chapitre II

- [1] H. Bahouh, S. Rebiaï, F. Bouanaka, S. Sahli, «Fluid Model Simulation of DC Glow Discharges», *Advanced Materials Research*, Vol. 227, pp116-120, 2011.
- [2] F. Bouanaka, S. Rebiaï, «Pressure and Free Flight Time Effects on Glow Discharge Characteristics», *International Journal of Computer Applications*, Vol. 72– No.1, pp. 38-44, 2013.
- [3] F. Bouanaka, « Contribution à la Modélisation des Plasmas de Dépôt Basse Pression», thèse de Doctorat de l'Université de Constantine1, 2014.
- [4] A. Bogaerts, R. Gijbels, « Hybrid Monte Carlo—fluid modeling network for an argon/hydrogen direct current glow discharge», *Spectrochimica Acta Part B* 57, pp.1071–1099, 2002.
- [5] R. Abidat, S. Rebiaï, L. Benterrouche, «Numerical Simulation of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium gas using COMSOL Multiphysics», 3^d International Conference on Systems and Control, ICSC13, 29 - 31, Algiers, Algeria, 2013.
- [6] S. Rebiaï, H. Bahouh, S. Sahli, «2-D Simulation of dual frequency capacitively coupled helium plasma, using COMSOL Multiphysics», *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*, Vol. 20, Issue 5, pp. 1616-1624, 2013.
- [7] A. Berkane, S. Rebiaï, « Simulation d'une Décharge radio fréquence Dans l'Argon à Basse pression» Séminaire International sur la Physique des Plasmas SIPP'2013, UKM Ouargla, 2013.
- [8] J.P. Boeuf, « Numerical model of rf glow discharges», *Phys. Rev. A.*, Vol. 36, pp. 2782-2792, 1987.

- [9] S. Sahli, S. Merah, S. Rebiaï, A. Zenasni, P. Raynaud, Y. Segui, « Etude des réponses indicielles de films minces déposés par plasmas froids micro-ondes à partir de vapeurs de TEOS », Conférence Maghrébine en Génie Electrique CMGE 04, Constantine (Algérie) 12-13 Avril, 2004.
- [10] S. Sahli, S. Rebiaï, S. Mouisset, Z. Ziari, A. Zenasni, P. Raynaud, Y. Segui, « Diagnostic par spectroscopie d'émission optique d'un plasma micro-onde créé dans un mélange de molécules organosiliciées et d'oxygène », Conférence internationale sur la physique et ses applications, CIPA'2003, Oran (Algérie) 8-10 Décembre 2003.
- [11] T. Kimura and K. Ohe, « Pressure dependences of electron energy distribution and power dissipation in symmetrical RF helium discharges », *J. Phys. D Appl. Phys.* 27, pp.1465-1469, 1994.
- [12] P. Scheubert, P. Awakowicz, R. Schwefel, G. Wachutka, « Fluid dynamic modelling and experimental diagnostics of an inductive high density plasma source(ICP) », *Surface and Coatings Technology* 142-144, pp.526-530, 2001.
- [13] T. V. Rakhimova, O.V. Braginsky, V.V. Ivanov, T. K. Kim, J. T. Kong, A. S. Kovalev, D.V. Lopaev, Y.A. Mankelevich, O.V. Proshina, and A.N. Vasilieva, « Experimental and Theoretical Study of RF Plasma at Low and High Frequency », *IEEE Transactions On Plasma Science*, Vol. 34, No. 3, pp.867-877, 2006.
- [14] A. Salabas, G. Gousset and L. L. Alves, « Two-dimensional fluid modelling of charged particle transport in radio-frequency capacitively coupled discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.* 11, pp.448-465, 2002.
- [15] H. C. Kwon, A. Rehman, I. H. Won, W. T. Park, and J. K. Lee, « Negative resistance phenomenon in dual-frequency capacitively coupled plasma-enhanced chemical vapor deposition system for photovoltaic manufacturing process », *Journal Of Applied Physics* 111, 6pp, 2012.

- [16] M. Long, «Power Efficiency Oriented Optimal Design of High Density CCP and ICP Sources for Semiconductor RF Plasma Processing Equipment», IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 34, No. 2, pp. 443-454, 2006.
- [17] A. Bogaerts, E. Neyts, R.Gijbels, J.van der Mullen, « Gas discharge plasmas and their applications», Spectrochimica Acta Part B 57, pp. 609–658, 2002.
- [18] Zoltan Donko, « Ion behavior in capacitively-coupled dual-frequency discharges», Journal of Physics: Conference Series 86, 10pp, 2007.
- [19] E.Neyts, M.Yan, A.Bogaerts, R.Gijbels, « PIC-MC simulation of an RF capacitively coupled Ar/H₂ discharge», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B202, pp.300–304, 2003.
- [20] L. X. Mei, S.Y.Hong, J. Wei, and Y. Lin, « The effects of process conditions on the plasma characteristic in radio-frequency capacitively coupled SiH₄/NH₃/N₂ plasmas: Two-dimensional simulations», Chin. Phys. B Vol. 22, No. 4, pp. 6, 2013.
- [21] L. Tong, K. Nanbu, « Self-consistent particle simulation of radio frequency SF₆ discharges: Role of ion recombination», Vacuum 80, pp. 1012–1015, 2006.
- [22] B. Lykas, E. Amanatides, D. Mataras, «2D Self- Consistent Modeling Of Microcrystalline Silicon Deposition On Process», 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 7-11 June 2004, Paris, France
- [23] D. Herrebout, A. Bogaerts, M. Yan, and R. Gijbels, « One-dimensional fluid model for an rf methane plasma of interest in deposition of diamond-like carbon layers», J. Phys. D: Appl. Phys, Vol. 90, No. 2, pp.570-579, 2001.
- [24] Demetre J. Economou, «Modeling and simulation of plasma etching reactors for microelectronics», Thin Solid Films 365, pp. 348-367, 2000.

- [25] V. Lisovskiy, J-P Booth, J. Jolly, S. Martins, K. Landry, D. Douai, V. Cassagne and V. Yegorenkov, « Modes of rf capacitive discharge in low-pressure sulfur hexafluoride », J. Phys. D: Appl. Phys. 40, pp.6989–6999, 2007.
- [26] N.V. Mantraris, A. Boudouvis, E. Gogolidesa, « Radio-frequency plasmas in CF₄: Self-consistent modeling of the plasma physics and chemistry », J. Appl. Phys. Vol.77, No. 12, pp. 6169-6180,1995.
- [27] J. Schulze, A. Derzsi1 and Z. Donk'ó, « Electron heating and the electrical asymmetry effect in dual-frequency capacitive CF₄ discharges », Plasma Sources Sci. Technol. 20, 14pp, 2011.
- [28] L. Therese, « Plasmas Radiofréquence Pour L'analyse Des Matériaux. Etudes expérimentale, analytique et numérique », Thèse de Doctorat de L'Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2005.
- [29] S. DINE, « Effet de la fréquence dans les décharges VHF sur les caractéristiques des plasmas utilisés pour le dépôt de silicium microcristallin », Thèse de Doctorat de Université Paris XI Orsay, 2006.
- [30] Pascal Chabert and Nicholas Braithwaite, « Physics Of Radio-Frequency Plasmas », Cambridge University Press, 2011.
- [31] Yinchang Du, and Yangfang Li, « Plasma Density Distribution in Asymmetric Geometry Capacitive Coupled Plasma Discharge System », World Academy of Science, Engineering and Technology 71, pp. 919-922, 2012.
- [32] W. Jiang, H.Wang, Z. Bi1 and Y.Wang, « Implicit and electrostatic particle-in-cell/Monte Carlo model in two-dimensional and axisymmetric geometry: II. Self-bias voltage effects in capacitively coupled plasmas », Plasma Sources Sci. Technol. 20, 9pp, 2011.

- [33] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, «Principles of plasma discharges and materials processing», (John Wiley, New York), 2005.
- [34] P. Jérémy, «Analyses et comportements de particules créées dans un plasma radiofréquence basse pression en mélange méthane/azote», Thèse de Doctorat de l'Université d'Orleans, 2007.
- [35] A. M. Pointu, J. Perrin, J. Jolly, «Plasmas froids de décharge. Applications et diagnostic», Technique de l'ingénieur, D 2 835.
- [36] C. JIN, « Dépôts de TaNx par pulvérisation cathodique magnétron à fort taux d'ionisation de la vapeur pulvérisée», Thèse de Doctorat de Université Paris-Sud, 2011.
- [37] A. H. Perret, « Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface», Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, France, 2004.
- [38] A. Mezeghrane, «Caractérisation des plasmas froids d'hydrocarbures azote/méthane et argon/méthane : Application aux dépôts de couche minces», Thèse de Doctorat de l'Université de Tizi-ouzou, Algérie, 2010.
- [39] B. G. Heil, « Effects of the Dynamic Interaction between the Plasma Sheaths and Bulk on Electron Heating in Capacitively Coupled Radio-Frequency Discharges», thèse de Doctorat de l'Université de Bochum, 2008.
- [40] F. J. Schulze, «Electron heating in capacitively coupled radio frequency discharges», thèse de Doctorat de l'Université de Bochum, 2009.
- [41] B. George Heil, R. P. Brinkmann and U. Czarnetzki, « The gain and loss of energy by electrons in the RF-CCP sheath», J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 8pp, 2009.
- [42] A. M. Pointu, J. Perrin, J. Jolly, «Plasmas froids de décharge. Propriétés électriques», Technique de l'ingénieur, D 2 830.

- [43] N. Plihon, « Stabilité et Structure Électronique d'une Décharge Inductive En Gaz Électronégatif », Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, France, 2006.
- [44] P. Levil, « Excitation multifréquence dans les décharges capacitatives utilisées pour la gravure en microélectronique », thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, France, 2007.
- [45] G.A. Curley, « The dynamics of the charged particles in a dual frequency capacitively coupled dielectric etch reactor », thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, France, 2008.
- [46] J. Schulze, A. Derzsi and Z. Donk'ó, « Electron heating and the electrical asymmetry effect in dual-frequency capacitive CF₄ discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.* 20, 14pp, 2011.
- [47] J. Schulze, Z. Donk'ó, E. Schungel and U. Czarnetzki, « Secondary electrons in dual-frequency capacitive radio frequency discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.* 20, 13pp, 2011.
- [48] W. Chen, K. Ogiwara, K. Koge, K. Tomita, K. Uchino and Y. Kawai, « Investigation of VHF Argon Plasma at High Pressure by Balanced Power Feeding Using Laser Thomson Scattering », *Engineering Sciences Reports, Kyushu University*, Vol. 35 No. 1, pp. 6-11, 2013.
- [49] T. Yoshioka, Y. Tauchi, W. Oohara, O. Fukumasa, M. Murata, « Production and Control of VHF Excited Plasmas by Superposing Two Standing Waves », *J. Plasma Fusion Res. SERIES*, Vol. 8, pp. 784-788, 2009.
- [50] Geraldine C. Schwartz and Kris V. Srikrishnan, « Handbook of semiconductor interconnection technology », CRC Press Taylor & Francis Group, 2006.
- [51] John Harry, « Introduction to Plasma Technology », WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA, 2010.

- [52] R. d'Agostino, P. Favia, Y. Kawai, H. Ikegami, N. Sato and F. Arefi-Khonsari, «Advanced Plasma Technology», WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA.
- [53] Alexander Fridman, «Plasma Chemistry», Cambridge University Press, 2008.
- [54] Geraldine C. Schwartz and Kris V. Srikrishnan, «Handbook of semiconductor interconnection technology », CRC Press Taylor & Francis Group, 2006.
- [55] G. Franz, « Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology », ISBN 978-3-540-85848-5, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009.
- [56] K.J. An, H.S. Kim, J.B. Yoo, G.Y. Yeom, «A study on the characteristics of inductively coupled plasma using multipole magnets and its application to oxide etching», *Thin Solid Films* 341, pp. 176-179, 1999.
- [57] M. Mao, A. Bogaerts, «Investigating the plasma chemistry for the synthesis of carbon nanotubes/nanofibres in an inductively coupled plasma enhanced CVD system: the effect of different gas mixtures», *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, pp.20, 2010.
- [58] X. Hou and B. T. Jones, « Inductively Coupled Plasma/Optical Emission Spectrometry», *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, R.A. Meyers (Ed.), © John Wiley & Sons Ltd, Chichester, 2000.
- [59] E. Despiau-Pujo, « Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés », thèse de l'école Polytechnique de Paris, 2009.
- [60] T. Chen, R. Ishihara and K. Beenakker, « High Quality SiO₂ Deposited at 80°C by Inductively Coupled Plasma Enhanced CVD for Flexible Display Application », *Electrochemical and Solid-State Letters*, Vol.13, No.8, pp. J89-J91, 2010.
- [61] M. Schaepkens, G. S. Oehrleina and J. M. Cook, « Effect of radio frequency bias power on SiO₂ feature etching in inductively coupled fluorocarbon plasmas », *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol.18, No.2, pp. 848- 855, 2000.

- [62] Yang, Suidong , « Diagnostics and modelling of an inductively coupled RF low-pressure low-temperature plasma», PhD thesis, The Open University, 1998.
- [63] P. Chabert, J.-L. Raimbault, P. Levif, and J.-M. Rax, M. A. Lieberman, « Inductive Heating and E to H Transitions in Capacitive Discharges», *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 95, pp. 4, 2005.
- [64] S. V. Singh, « Investigation of ICP RF discharges by means of a Langmuir probe», these Université de Bochum, 2004.
- [65] V. Raballand, « Gravure en plasma dense fluorocarbone de matériaux organosilicés à faible constante diélectrique (SiOCH, SiOCH poreux). Etude d'un procédé de polarisation pulsée», thèse de Doctorat de l'université de Nantes, 2006.
- [66] U. N. Pal, P. Gulati, N. Kumar, M. Kumar, M. S. Tyagi, B. L. Meena, A. K. Sharma, and R. Prakash, « Analysis of Discharge Parameters in Xenon-Filled Coaxial DBD Tube», *IEEE Transactions On Plasma Science*, Vol. 39, No. 6, pp. 1475-1481, 2011.
- [67] D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou, «Fluid simulations of glow discharge & Effect of metastable atoms in argon», *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, No. 8, pp. 3668-3679, 1993.
- [68] U. Kortshagen and B. G. Heil, «Kinetic Two-Dimensional Modeling of Inductively Coupled Plasmas Based on a Hybrid Kinetic Approach», *IEEE Transactions On Plasma Science*, Vol. 27, No. 5, pp. 1297–1309, 1999.
- [69] K. Gadonna, «Torche à Plasma Micro-onde à la Pression Atmosphérique: Transfert Thermique», thèse de Docteur de l'Université Paris Sud – XI, 2012.
- [70] BOLSIG, Boltzmann Solver for the SIGLO Series 1.0 ~CPA Toulouse Kinema Software, 1996.

Chapitre III

Modélisation d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif

III-1 Introduction

Les décharges radiofréquences à couplage capacitif sont utilisées comme sources d'espèces réactives créées à basse pression. Les propriétés physico-chimiques de ces plasmas sont utilisées dans des procédés de traitement de surface. Pour optimiser ces procédés, il est nécessaire de bien maîtriser les propriétés chimiques et électriques en fonction des différents paramètres opératoires à l'aide de modèles et d'études expérimentales.

Dans ce chapitre nous allons d'abord faire un complément de rappel sur le modèle fluide qui décrit le comportement d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif. Nous commencerons par donner les équations générales gouvernant la décharge dans le cas d'un plasma d'hélium ainsi que les approximations employées pour simplifier sa description. Les conditions initiales et aux limites nécessaires seront, par la suite, formulées dans ce chapitre afin de présenter le domaine de la simulation. Enfin, nous exposerons les différents résultats obtenus par notre modèle.

III-2 Modélisation d'une décharge radiofréquences à couplage capacitif

III-2-1 Description du modèle

Il existe plusieurs approches de modélisation utilisées pour simuler les décharges électriques radiofréquences. Nous pouvons distinguer quatre types: le modèle de circuit équivalent, le modèle particulaire [1, 2], le modèle fluide [3, 4] et le modèle hybride [4, 5]. Dans notre simulation, nous avons utilisé l'approche fluide pour étudier les caractéristiques générales d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif. Le modèle permet de résoudre l'équation de Poisson et les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann pour obtenir la densité, le flux et l'énergie de chaque espèce.

Plusieurs études numériques et expérimentales utilisent des gaz monoatomiques, tels que l'argon (Ar) et l'hélium (He), grâce à leurs réactions simples par rapport aux gaz réactifs tels que O₂, CH₄, Cl₂, et SF₆ [6, 7]. Pour plus de simplicité, nous avons choisi l'hélium comme gaz dans notre modèle, puisque c'est l'un des éléments les plus importants utilisés expérimentalement dans les mélanges gazeux [8-10]. La simulation est effectuée en une (1D)

et deux (2D) dimensions pour une décharge d'hélium fonctionnant à une pression de 1 Torr (133,3 Pa) et pour des excitations simple et double fréquence.

Le plasma d'hélium considéré dans ce modèle ne contient que des électrons (e), des ions positifs (He^+), des métastables (He^*) et des neutres (He) qui peuvent être décrits par les équations de continuité suivantes:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(\Gamma_e) = K_i n_e N \quad (\text{III-1})$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla(\Gamma_p) = K_i n_e N \quad (\text{III-2})$$

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} + \nabla(\Gamma_*) = K_{ex} n_e N \quad (\text{III-3})$$

Dans ces équations n_g et Γ_g ($g = e, p, *$) représentent la densité et le flux de particule g , respectivement. Les indices e, p et * désignent les électrons (e), les ions positifs (He^+) et les atomes excités (He^*). N , K_i et K_{ex} symbolisent la densité du gaz et les coefficients d'ionisation et d'excitation, respectivement.

Les coefficients de procédé j (l'indice j peut indiquer ionisation (i) et excitation (ex)) sont définis par la relation suivante [11, 12]:

$$K_j = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \sigma_j(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{III-4})$$

Où ε est l'énergie des électrons, σ_i , la section efficace de collision, v la vitesse des électrons et $f(\varepsilon)$ est la fonction de distribution d'énergie des électrons (FDEE). Lorsque la pression est supérieure à 50mTorr, la FDEE considérée peut être représentée par la fonction de distribution de Maxwell [13-15].

L'équation de la quantité de mouvement pour toutes les espèces est exprimée par l'approximation de dérive-diffusion [16-19]:

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e \quad (\text{III-5})$$

$$\Gamma_p = n_p \mu_p E - D_p \nabla n_p \quad (\text{III-6})$$

$$\Gamma_* = -D_* \nabla n_* \quad (\text{III-7})$$

Dans ces équations, μ_g , D_g sont la mobilité et le coefficient de diffusion des espèces chargées, respectivement et E désigne le champ électrique RF.

Le bilan énergétique n'est résolu que pour les électrons:

$$\frac{\partial(n_\varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\Gamma_\varepsilon) = -\Gamma_\varepsilon \cdot E - S_\varepsilon \quad (\text{III-8})$$

$$\Gamma_\varepsilon = -n_\varepsilon \mu_\varepsilon E - D_\varepsilon \nabla(n_\varepsilon) \quad (\text{III-9})$$

$$n_\varepsilon = n_\varepsilon \bar{\varepsilon} \quad (\text{III-10})$$

$$\bar{\varepsilon} = \left(\frac{3}{2}\right) T_e \quad (\text{III-11})$$

Avec n_ε la densité d'énergie, $\bar{\varepsilon}$ l'énergie moyenne, T_e la température électronique, Γ_ε le flux d'énergie moyenne, S_ε le terme source. μ_ε et D_ε sont de la mobilité et de coefficient de diffusion pour le flux d'énergie, respectivement.

Le traitement auto cohérent du transport des espèces chargées dans les décharges électriques radiofréquences est assuré par le couplage avec l'équation de Poisson avec :

$$E = -\nabla V \quad (\text{III-12})$$

Où V est le potentiel électrostatique. Pour un gaz monoatomique électropositif (hélium), les seules espèces chargées qui existent dans le plasma sont les électrons et les ions positifs, ce potentiel doit donc vérifier l'équation suivante :

$$\Delta V = -\frac{|q|}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (\text{III-13})$$

Avec q , ϵ_0 la charge élémentaire et la permittivité diélectrique du vide, respectivement.

Afin d'élaborer le modèle numérique, quelques hypothèses concernant les décharges de plasma sont adoptées :

1) Nous supposons que les atomes neutres (He) sont les espèces dominantes dans la décharge. Ils sont distribués uniformément dans le réacteur et leur densité est déterminée par la pression du système et la température du gaz.

2) Les électrons sont caractérisés par une température T_e . Les particules lourdes (ions) de température T_i sont supposées être en équilibre thermique avec la température du gaz T_g (300K) et très inférieure à la température électronique.

3) Le plasma est maintenu entre deux électrodes planes et parallèles de dimensions similaires et séparées par une distance L (cm). Une électrode est mise à la masse tandis que l'autre est portée à une tension radiofréquence V_{rf} . Puisque les deux électrodes ont la même taille, aucune tension d'auto polarisation n'est considérée.

- Pour une excitation simple fréquence V_{rf} est donnée par:

$$V_{rf} = V_0 \sin(2\pi f_{rf} t) \quad (\text{III-14})$$

Où V_0 est la tension maximale appliquée et f_{rf} la fréquence d'excitation.

- Pour une excitation double fréquence la tension V_{rf} est de la forme:

$$V_{rf} = V_{HF} \sin(2\pi f_{HF} t) + V_{LF} \sin(2\pi f_{LF} t) \quad (\text{III-15})$$

Où V_{HF} et V_{LF} sont les amplitudes haute et basse tension, respectivement. f_{LF} et f_{HF} sont la basse et haute fréquence respectivement (les hautes fréquences sont toujours choisies pour être des multiples entiers des basses fréquences).

4) Le processus d'émission secondaire des électrons par les électrodes est ignoré pour la simulation 1D simple fréquence, alors que, pour une simulation 2D double fréquence, les électrons sont réfléchis avec un taux de 20% ($r_e = 0.2$) et le coefficient d'émission secondaires γ_p est fixée à 0,45 ce qui est raisonnable pour des électrodes de silicium [20].

4) Nous avons effectué les calculs pour un plasma d'hélium à une pression p de 1Torr. Les diverses réactions chimiques considérées en phase gazeuse sont listés dans le Tableau III-1 [21].

Réaction	Type	$\Delta\varepsilon$ (EV)
$e+\text{He} \rightarrow e+\text{He}$	Elastique	0
$e+\text{He} \rightarrow e+\text{He}^*$	Excitation	19.80
$e+\text{He} \rightarrow 2e+\text{He}^+$	Ionisation	24.6

Tableau III-1 : Importants processus de collisions dans le plasma d'hélium [21]

Dans ce modèle, trois types d'interaction électron atome d'hélium ont été envisagées: le choc élastique, l'excitation et l'ionisation. Les collisions entre électrons, ions et atomes excités ne sont pas prises en compte dans cette simulation.

5) La section efficace de collisions électrons- neutres est obtenue par le code BOLSIG Boltzmann [22].

Le système d'équations aux dérivées partielles (1)-(13) est fortement couplé. Il existe des méthodes numériques qui sont fréquemment utilisées dans cette situation comme la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis. Dans notre modélisation, nous avons utilisé la méthode des éléments finis au moyen du logiciel commercial COMSOL Multiphysiques 4.3a [23], en utilisant les conditions aux limites et initiales suivantes [23- 25]:

III-2-1-1 Conditions aux limites

➤ Le flux d'électrons vers les électrodes et les parois du réacteur est donné par:

$$-n \cdot \Gamma_e = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{1}{2} V_{th} n_e \right) - \sum_p \gamma_p \cdot (\Gamma_p \cdot n) \quad (\text{III-16})$$

$$V_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (\text{III-17})$$

Où n est le vecteur unité, normal à la paroi, V_{th} la vitesse thermique des électrons, k_B la constante de Boltzmann et m_e la masse de l'électron.

Le deuxième terme de l'équation (16) est le gain d'électrons en raison des effets des émissions secondaires.

➤ Le flux d'énergie des électrons vers les électrodes et les parois est donnée par:

$$-n \cdot \Gamma_\varepsilon = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{5}{6} V_{th} n_\varepsilon \right) - \sum_p \gamma_p \varepsilon_p \cdot (\Gamma_p \cdot n) \quad (\text{III-18})$$

Le deuxième terme de l'équation (18) est le flux d'énergie des électrons secondaires et ε_p est l'énergie moyenne des électrons secondaires.

- enfin, le potentiel électrique doit satisfaire:

$V = 0$ à l'électrode reliée à la masse (momentanément anode).

$V = V_{rf}$ Sur l'électrode reliée à la source de tension (momentanément cathode).

III-2-1-2 conditions initiales

- la densité initiale d'électrons $n_{e,0}$:

$$n_{e,0} = 10^{14} \text{ (m}^{-3}\text{)}$$

Ce qui correspond aux valeurs typiques des densités atteintes dans ce type de décharges.

- l'énergie électronique initiale $\bar{\varepsilon}_0$:

$$\bar{\varepsilon}_0 = 4 \text{ (V)}$$

Suivant la valeur initiale de l'énergie moyenne d'électrons, la température électronique T_e initial a été fixée à 2,66 eV dans tout le domaine, y compris les électrodes et les parois.

- Le potentiel électrique :

$$V = 0 \text{ (V)}$$

Les données nécessaires utilisées dans cette simulation (T_g , p , μ_e , ...) sont prises à partir de la référence [17].

III-2-1-3 Critère de convergence des résultats

Dans ce travail, nous avons choisit l'évolution des densités des espèces chargées au centre de la décharge comme critère de convergence (atteindre le régime permanent), où le plasma est comme attendu quasi-neutre. Le critère de convergence est atteinte après quelques minutes (5-10 mn) pour la simulation unidimensionnelle simple fréquence et quelques heures (4-6 h) pour la simulation multidimensionnelle double fréquence sur Intel, Core (TM) 2 Duo CPU, 2.93 GHz et 2.94 GHz.

III- 3 Modèle unidimensionnel d'une décharge capacitive simple fréquence

Un modèle fluide auto cohérent unidimensionnel permettant de modéliser une décharge radiofréquence à couplage capacitif. La décharge RF est établie entre deux électrodes cylindriques planes et parallèles ayant des surfaces identiques (rayon de 6.5 cm) dans la direction radiale par rapport à la distance axiale inter électrode. Le schéma de ce réacteur est montré sur la figure III-1 avec une électrode qui est reliée directement à la masse. L'autre électrode est reliée à un générateur RF à travers une capacité de blocage.

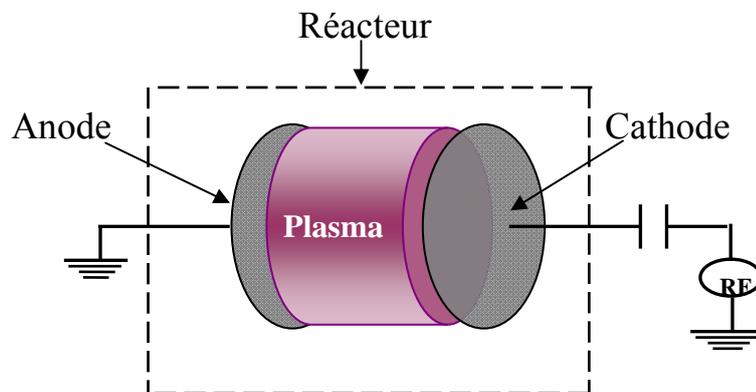


Figure III-1 : Schéma du réacteur simulé

Ce modèle permet de calculer les densités d'ions et d'électrons, le potentiel et le champ électrique, la température électronique ainsi que le coefficient de réaction en fonction du temps et selon l'axe du réacteur. Les résultats de cette simulation sont obtenus dans le cas d'une décharge RF capacitif excitée dans 1Torr d'hélium à 13.56 MHz, pour une tension de

250 V et un espace inter électrode de 10 cm. Le coefficient d'émission électronique secondaire par impact ionique n'est pas pris en compte dans ce modèle.

La variation 1D spatio-temporelle de différentes espèces chargées (électrons, ions) et du potentiel électrique pour un cycle RF donné est présentée sur les figures III-2, III-3 et III-4. Comme c'est illustré sur la figure (III-2 (a)), la densité électronique pour différentes phases du cycle RF est maximale dans le milieu de la décharge (environ de $0.9948 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$) et chute à proximité des électrodes. Les électrons, en raison de leur faible masse, leur forte mobilité et de leur fréquence f_{pe} qui est beaucoup plus élevée que la fréquence d'excitation f_{rf} , sont capables de répondre rapidement à la variation du champ électrique et leur densité varie fortement en fonction du temps dans les deux gaines.

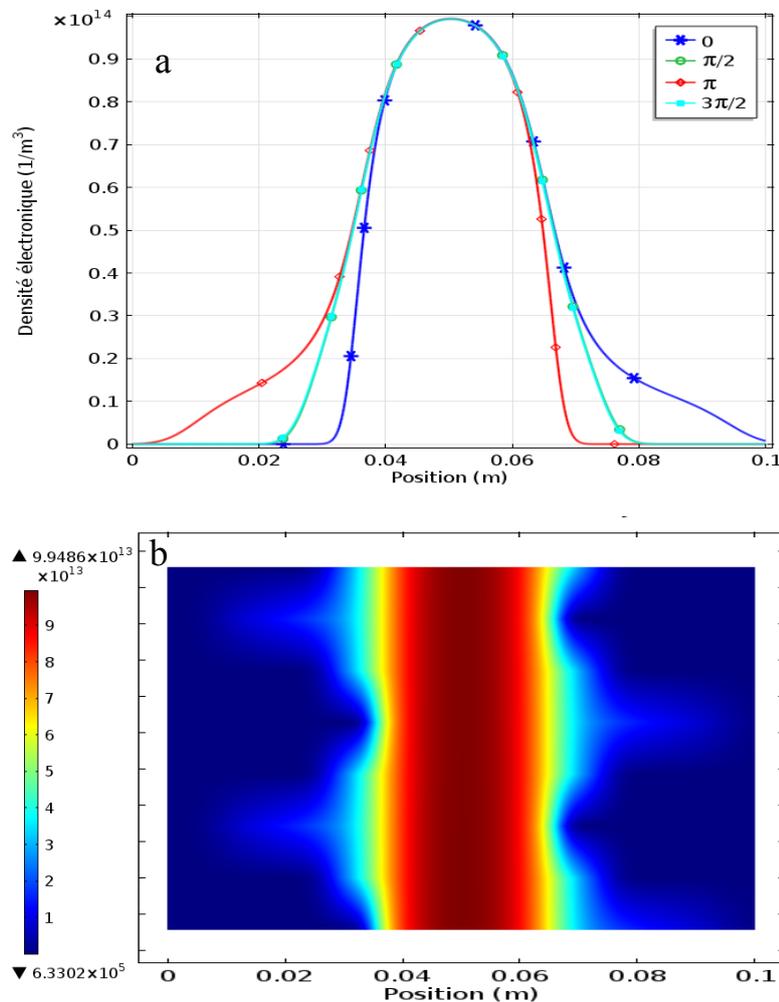


Figure III-2 : Variation spatio-temporelle de la densité électronique :(a) : solution pour quatre phases du cycle RF, (b) : solution après seulement deux cycles de RF.

La figure III-2 (b) illustre l'évolution dans le temps de la densité électronique. Ainsi, pour une alternance positive du cycle RF, les électrons sont attirés vers l'électrode de droite en donnant une charge d'espace négative qui entraîne la contraction de la gaine et qui diminue le champ électrique au voisinage de cette électrode. Ensuite au cours de l'alternance négative du cycle RF, les électrons sont repoussés vers le centre de la décharge (région plasma) ce qui conduit à une charge d'espace positive dans la gaine. Cette apparition de la charge positive, au voisinage de l'électrode, entraîne l'augmentation du champ électrique à cet endroit conduisant à l'expansion de cette gaine. Nous rappelons que la tension radiofréquence V_{rf} est appliquée à l'électrode droite ($x = 10$ cm) tandis que l'électrode gauche est mise à la masse ($x = 0$ cm). Donc, le mouvement des électrons dans une période du temps est la base de la formation de la charge d'espace positive et de l'oscillation (la modulation) des gaines, ce qui implique la variation de l'épaisseur de ces gaines en fonction du temps.

Cependant, dans le volume plasma, où la quasi-neutralité est maintenue, la densité ionique est presque égale à la densité électronique et reste à peu près constante (environ $0.997 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$). En revanche, la densité d'électrons est nettement inférieure à la densité d'ions positifs dans les régions de gaines, où une zone de charge d'espace positive est formée. Ceci est clairement illustré sur les figure III-2 (a) et III-3 (a).

La figure III-3 (b) montre que, contrairement aux électrons, la densité des ions ne varie pas au cours du cycle avec la variation très rapide du champ électrique instantané dans les gaines à cause de leur forte inertie et faible mobilité. Le transport des ions positifs n'est donc pas sensible à l'évolution temporelle du champ électrique au cours du cycle. Pour un cycle RF donné, la distribution de la densité ionique n'est donc fonction que de la position.

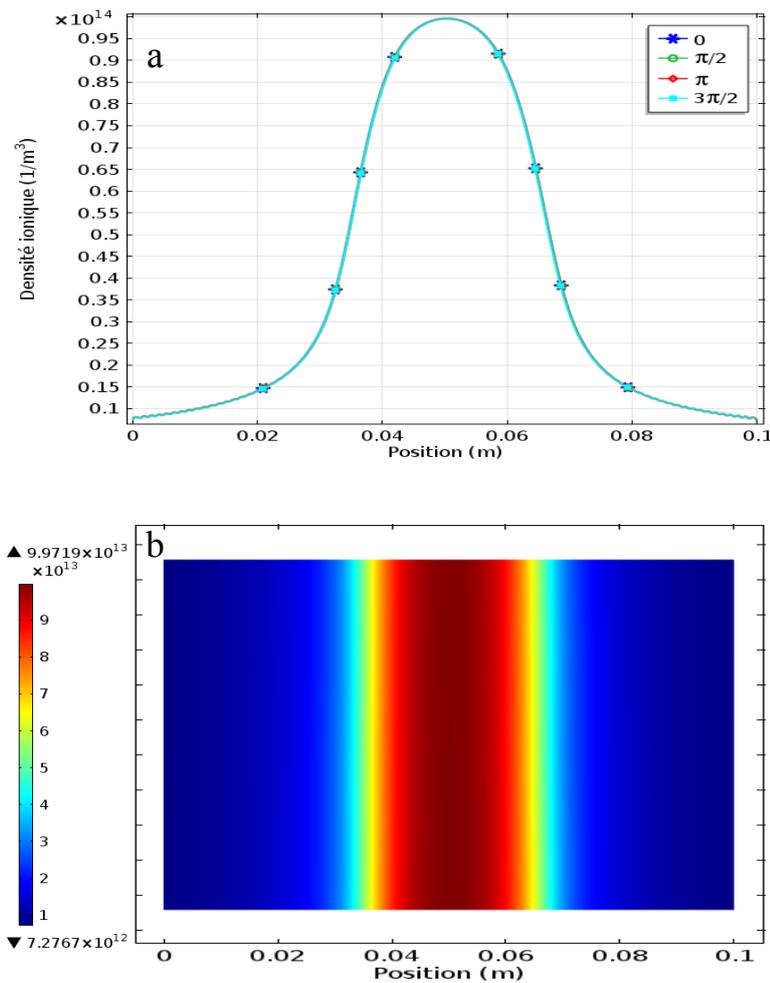


Figure III-3 : Variation spatio-temporelle de la densité ionique : (a) : solution pour quatre phases du cycle RF, (b) : solution après seulement deux cycles de RF.

Les figures III-4 (a) et III-4 (b) représentent la variation spatiotemporelle du potentiel électrique en fonction de la position et des différents instants du cycle RF. Le potentiel électrostatique est approximativement le même aux instants $t = \frac{\pi}{2}$ et $t = \frac{3\pi}{2}$. Dans le centre de la décharge (la colonne positive), le potentiel est toujours constant et supérieur à ceux des électrodes ce qui forme une barrière efficace pour maintenir la quasi neutralité du plasma.

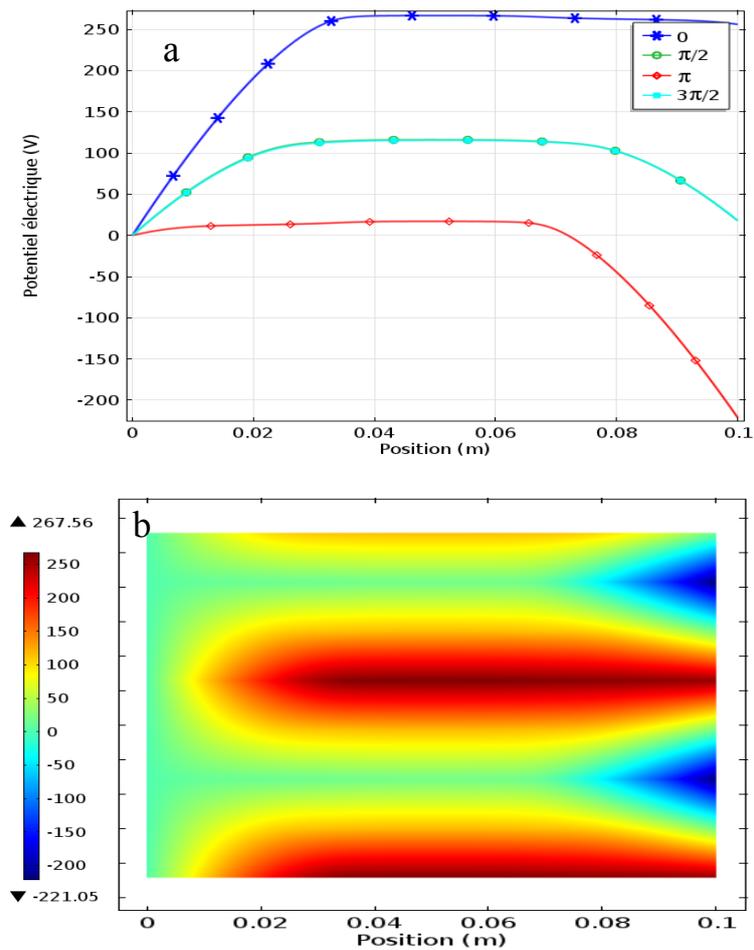


Figure III-4 : Variation spatio-temporelle du potentiel électrique : (a) : solution pour quatre phases du cycle RF, (b) : solution après seulement deux cycles de RF.

La figure III-5 montre la variation spatiotemporelle du champ électrique E dans la décharge au cours du cycle RF. Dans les gaines, le champ électrique est très intense, ce qui permet de confiner les électrons dans le plasma et accélère les ions vers les électrodes. Ce raisonnement est déjà évoqué concernant le mouvement oscillatoire des électrons par rapport à ceux des ions. À cause de la neutralité électrique du plasma, le champ E est très faible dans le milieu de la décharge comme c'est montré sur la figure III-5 (a). Aux électrodes, le champ électrique qui est par définition le gradient du potentiel ($E = -\nabla V$), suit une variation sinusoïdale de même fréquence que la tension radiofréquence V_{rf} appliquée (voir figure III-5(b)).

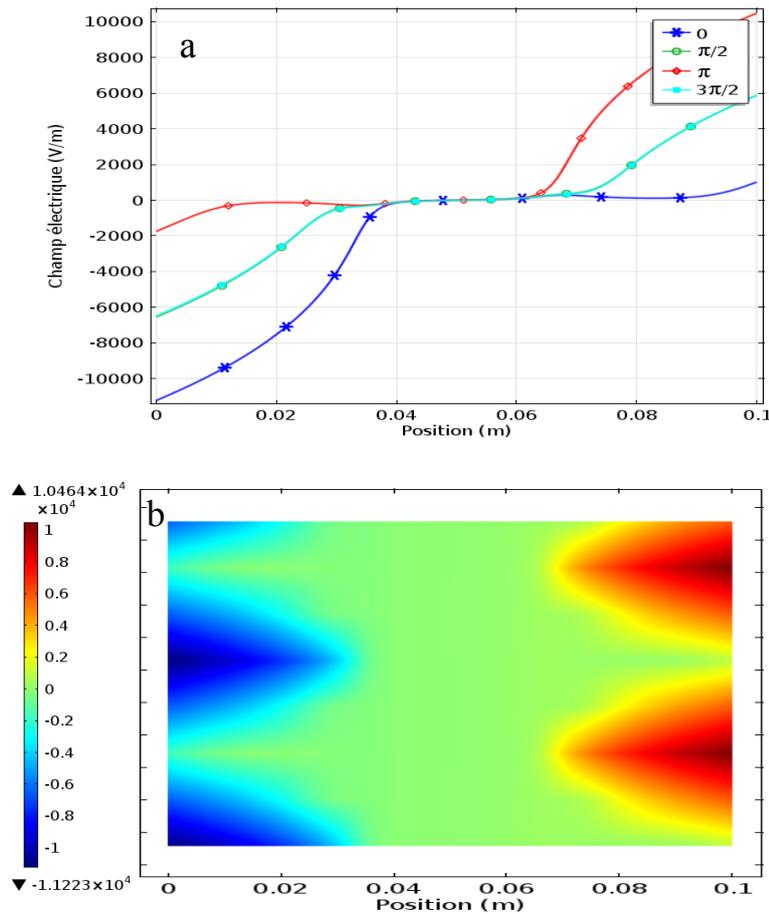


Figure III-5 : Variation spatio-temporelle du champ électrique :(a) : solution pour quatre phases du cycle RF, (b) : solution après seulement deux cycles RF.

La variation spatio-temporelle de la température électronique et de coefficient de réaction, durant le cycle radiofréquence, est présentée sur la figure III-6.

La température électronique (l'énergie des électrons) est faible et reste relativement uniforme dans la région plasma (environ 2 V) à cause de la faible valeur du champ électrique dans cette région. Dans les gaines, la température électronique augmente de façon significative (jusqu'à environ 36 V), elle est, comme attendu, contrôlée par le champ électrique. Autrement dit, la température des électrons qui est directement liée à l'amplitude du champ électrique, augmente lors de l'expansion de la gaine et diminue lors de sa contraction comme c'est illustré sur la figure III-6(a). En conséquence, les électrons sont périodiquement chauffés et refroidis en concordance avec l'oscillation de la gaine, ce processus explique directement la variation périodique de coefficient de réaction ($\text{m}^3/\text{mol.s}$) (voir figure III-6(b)).

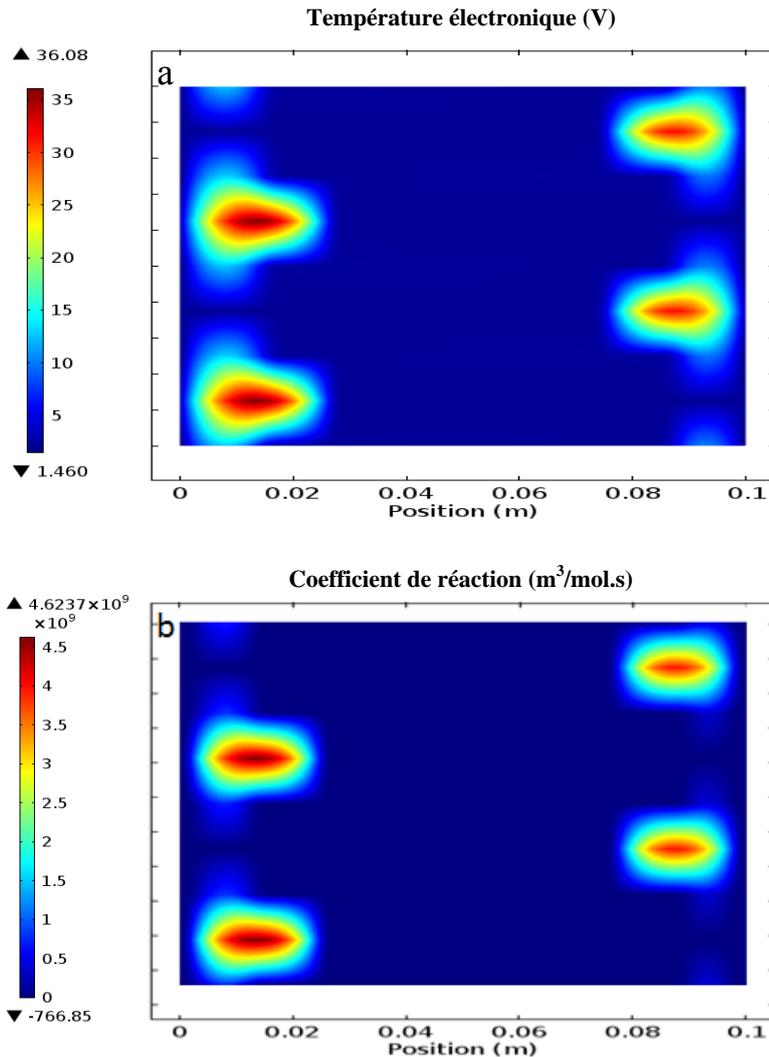


Figure III-6 : Variation spatio-temporelle de la :(a) : Température électronique, (b) : le coefficient de réaction.

III- 3-1 Effet de la pression du gaz

Nous avons réalisé des simulations pour illustrer l'effet de la pression du gaz sur les paramètres de la décharge pour une tension RF d'amplitude V_0 constante (250V). Les variations de la densité du plasma, de la largeur de gaine, du champ électrique, de la température électronique et de la vitesse des ions sont présentées pour des valeurs de la pression comprises dans la gamme (400 mTorr- 3 Torr).

Lorsque la pression augmente, la densité des neutres dans le réacteur augmente entraînant une augmentation simultanée de la fréquence de collision (notamment des collisions ionisantes).

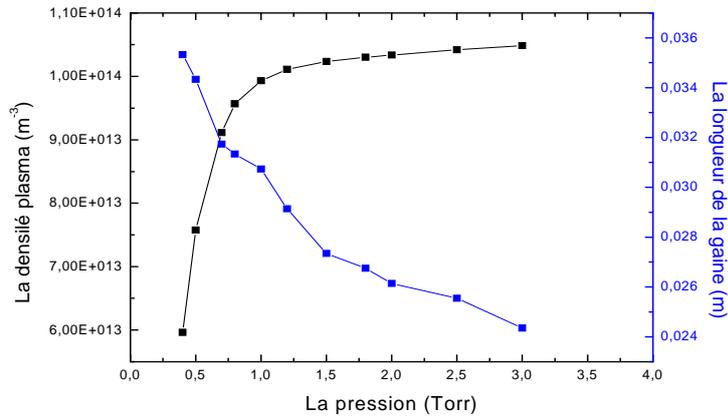


Figure III-7: Evolution de la densité du plasma et la longueur en fonction de la pression du gaz pour une tension RF constante.

On note sur la figure III-7 une croissance de la densité électronique au centre de la décharge quasi-proportionnelle à celle de la pression. En effet, la densité maximale dans la région plasma qui est d'environ $6 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ pour une pression de 400 mTorr passe à 10^{14} m^{-3} pour une pression de 3 Torr.

En revanche, la largeur de la gaine est inversement proportionnelle à la pression. La conséquence directe de ce résultat est l'augmentation du champ électrique dans les gaines avec la pression, comme le montre la figure III-8.

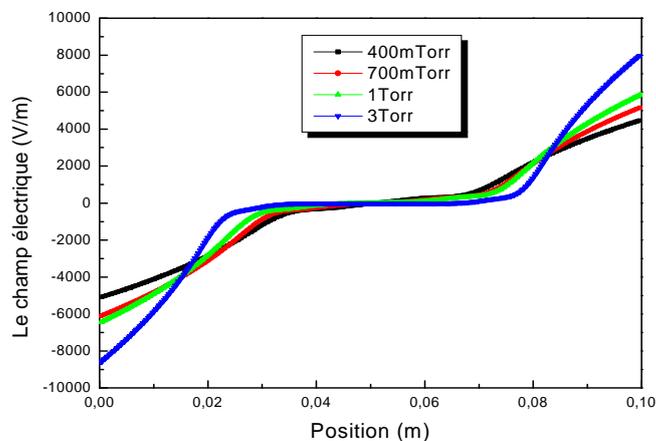


Figure III-8 : Evolution spatiale du champ électrique pour différentes valeurs de pression

Cependant, bien que le champ électrique devienne plus intense dans les gaines avec l'augmentation de la pression, les électrons accélérés par ce dernier, vers la région plasma, durant l'expansion de la gaine seront plus énergétiques, ce qui conduira à une augmentation de leur température dans la lisière gaine- plasma par la l'accroissement de la pression. Par contre, au centre de la décharge, on remarque que la température des électrons est légèrement influencée par la variation de la pression (voir figure III-9). Ces deux dernières figures montrent clairement que le volume occupé par le plasma augmente avec l'augmentation de la pression du gaz.

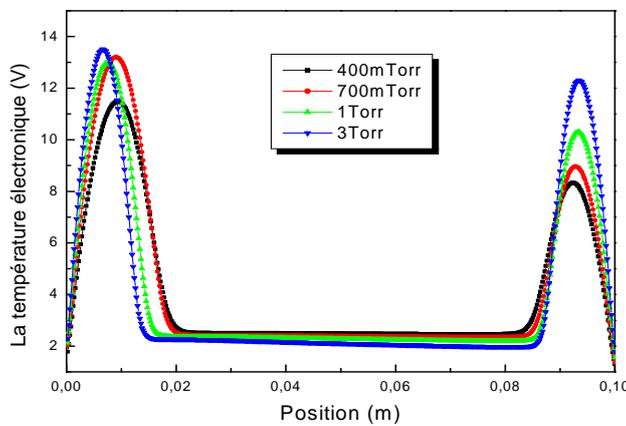


Figure III-9 : Variation de la température électronique dans l'espace inter- électrodes en fonction de la pression

L'évolution de la vitesse (l'énergie) des ions positifs en fonction de la pression est présentée sur la figure III-10. Lorsque la pression croît, le libre parcours des ions diminue dans les gaines qui deviennent plus collisionnelles, en conséquence cela mène à la diminution de la vitesse des ions d'hélium dans les deux gaines avec l'augmentation de la pression.

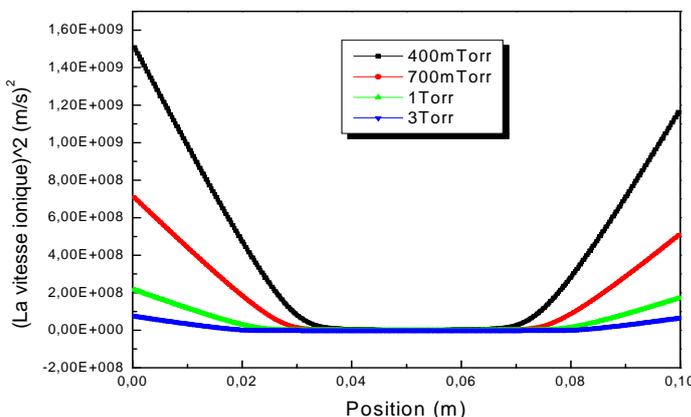


Figure III-10: Effet de la variation de la pression sur la vitesse des ions d'hélium.

III- 3-2 Effet de la fréquence d'excitation f_{rf}

Sur les figures III-11 et III-12, la densité du plasma, l'épaisseur de gaine, le champ électrique et la vitesse ionique à pression fixée (1Torr) sont tracées en fonction de la fréquence, dans le cas de simulations effectuées pour une valeur de tension RF fixée à 250 V.

La variation de la densité du plasma et de l'épaisseur de la gaine est présentée dans la figure III-11 pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation f_{rf} (4.52-108.84) MHz. Cette figure montre que l'augmentation de la fréquence provoque principalement l'accroissement de la densité du plasma et la diminution de l'épaisseur de gaine, ce qui s'accompagne également d'un élargissement du volume plasma.

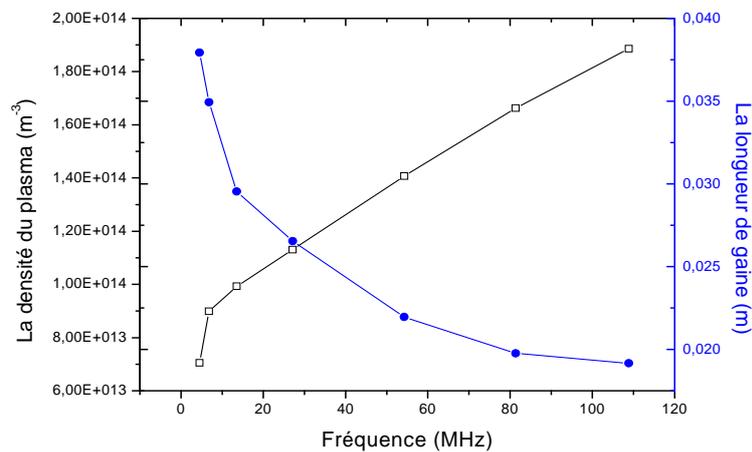


Figure III-11 : Influence de la variation de la fréquence sur la densité du plasma et l'épaisseur des gaines pour $p=1$ Torr et $V=250$ V

Dans les mêmes conditions de simulations précédentes, les figures III-12 (a) et III-12 (b) illustrent le comportement du champ électrique et de l'énergie cinétique des ions pour différentes valeurs de la fréquence. Ces figures montrent que le volume occupé par le plasma augmente avec l'augmentation de la fréquence d'excitation qui donne une indication sur la réduction de l'épaisseur de la gaine avec l'augmentation de la fréquence.

Plus la fréquence d'excitation augmente plus l'intensité du champ électrique devient plus importante dans les gaines, ce qui favorise le processus d'ionisation des neutres et donc l'augmentation de la fréquence de collisions (transfert de charge et collisions élastiques) dans

ces régions, cela mène à la diminution de la mobilité des ions positifs et donc la réduction de l'énergie cinétique des ions positifs avec la fréquence comme c'est indiquée sur les figures III-12 (a) et III-12 (b) respectivement.

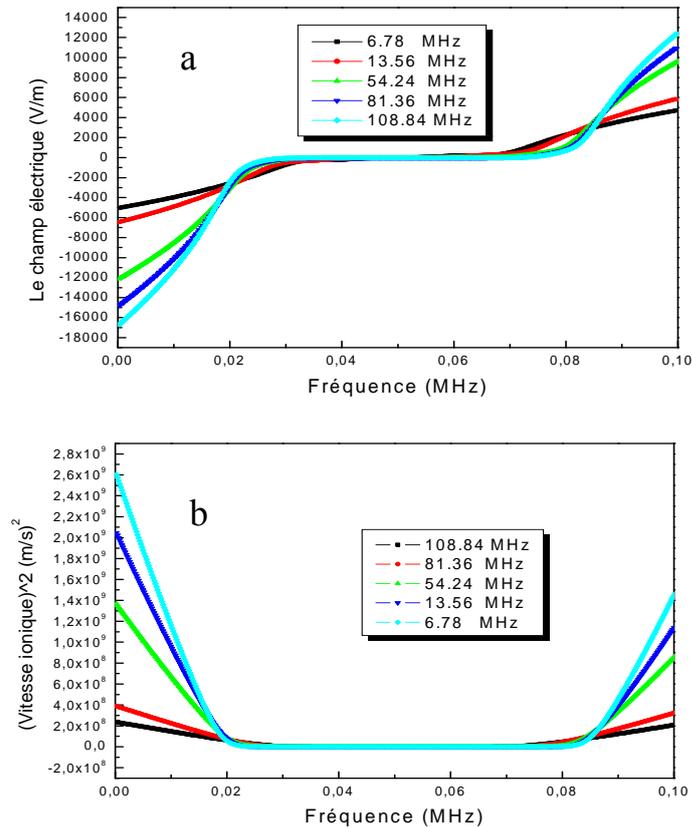


Figure III-12 : Distribution du champ électrique (a) de l'énergie des ions (b) sous l'effet de la fréquence pour $p=1$ Torr et $V=250$ V

Suivant les résultats obtenues dans la section III- 3-1 et III- 3-2, nous remarquons que l'augmentation de la fréquence d'excitation f_{rf} ou de la pression ont le même effet sur la densité plasma, la largeur de la gaine, le champ électrique et la température des électrons ainsi que sur l'énergie des ions.

III-4 Modèle multidimensionnel d'une décharge capacitive double fréquence

Nous considérons une géométrie à deux dimensions d'un réacteur RF à couplage capacitif double fréquence (CCP-DF) dont la distance entre les électrodes sera fixée à $L = 15$ cm. Le gaz précurseur est l'hélium et la pression dans le réacteur est fixée à 1 Torr. La figure III-13 représente le domaine de calcul sur lequel les équations (1-13) sont discrétisées en utilisant un maillage triangulaire. Le maillage est affiné dans et autour du plasma. Le nombre de mailles a été choisi de manière à minimiser le temps de calcul sans que les résultats n'en soient trop modifiés. Il est ici de l'ordre de 1832 éléments non uniformes.

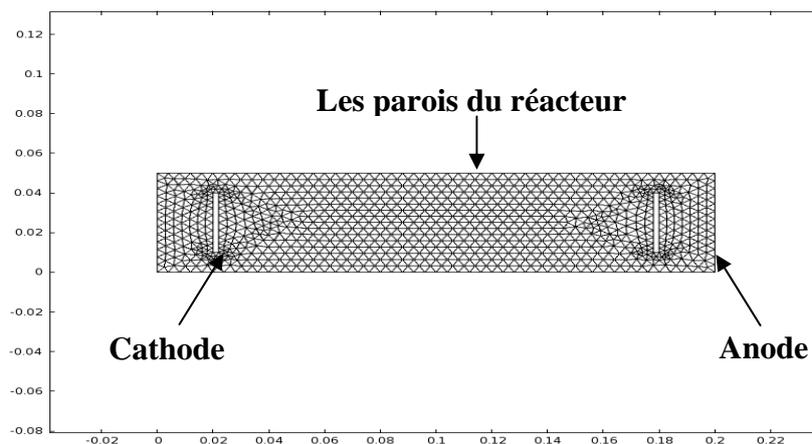


Figure III-13: Maillage triangulaire utilisé lors de nos simulations dans un réacteur à couplage capacitif DF.

Le but principal de cette étude est d'analyser l'influence de la variation de la fréquence sur les caractéristiques des décharges d'un plasma d'hélium produit dans un réacteur CCP à double fréquence. Puisque la source de basses fréquences détermine principalement les paramètres

de la gaine et la source de hautes fréquences contrôle principalement les paramètres du plasma, on analyse le modèle pour deux cas:

- 1) La basse fréquence f_{LF} est réglée à 13,56 MHz avec une tension V_{LF} de 250 V, tout en ajustant les paramètres de la source de hautes fréquences f_{HF} à 40,68, 54,24, 81 et 135.6 MHz, avec une tension V_{HF} de 100 V.
- 2) La haute fréquence f_{HF} est fixée à 13,56 MHz avec une tension V_{HF} de 250 V, tout en ajustant les paramètres de la source de basses fréquences f_{LF} à 1,356, 1,93, 2,71, 3,39 et 6,78 MHz, avec une tension V_{LF} de 400 V.

Une première simulation est effectuée à une pression de 1 Torr avec une température de gaz fixée à 300 K. Les coefficients d'émissions d'électrons secondaires γ_p et le coefficient de réflexion d'électrons r_e sont fixés à 0.45 et 0.2, respectivement. Une électrode est reliée à la masse alors que l'autre est alimentée par une source de double fréquences (13,56- 54,24) MHz. L'amplitude de la tension haute fréquence est de 100 V et la tension à basse fréquence est de 250 V.

La variation spatio-temporelle de différents paramètres du plasma durant la période de basse fréquence est représentée sur les figures III-14, III-15, III-16 et III-17.

Comme c'est illustré sur la figure III-14 (a), la densité électronique atteint une valeur maximale de $2,57 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ à une distance de 6 cm de la cathode. A cause des flux d'électrons vers les parois, la densité électronique décroît considérablement dans les directions radiale et axiale. Dans le volume du plasma (la région la plus intense) où la quasi-neutralité est maintenue, le profil de la densité ionique est très similaire à celui de la densité électronique (figure III-14 (b)). Néanmoins, à proximité des électrodes, la densité ionique qui est significativement plus élevée que celle des électrons, produit une forte charge d'espace positive adjacente aux parois.

Dans les conditions de calcul, les densités sont plus importantes au centre de la décharge et correspondent à un ordre de grandeur environ 2 fois plus grand, qu'on retrouve dans le modèle symétrique simple fréquence.

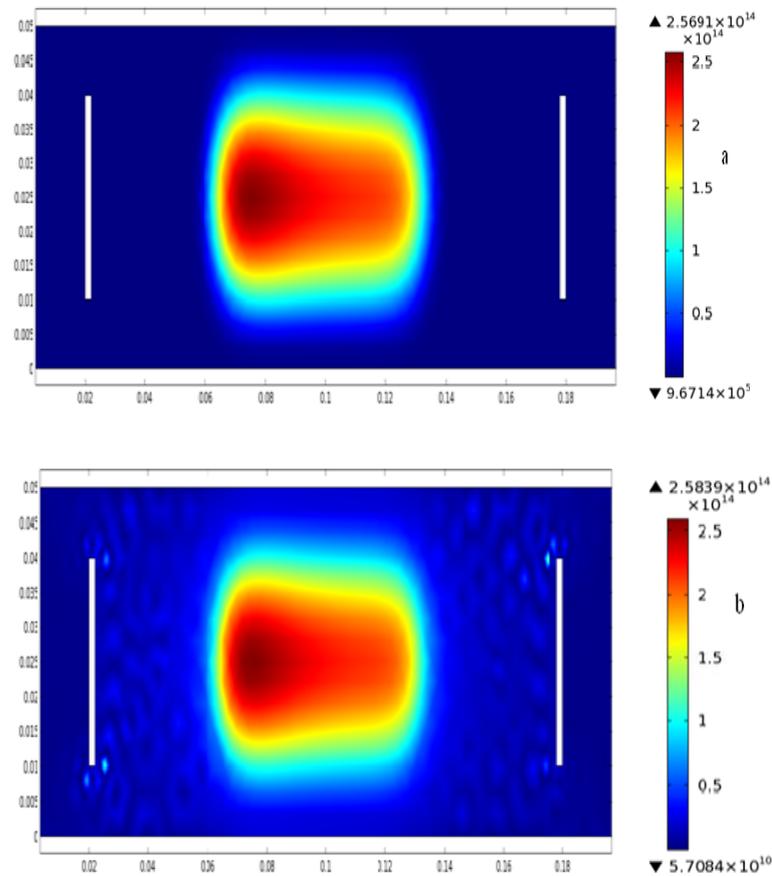


Figure III-14 Variation 2D de (a) la densité électronique et (b) la densité ionique pour:
 $f_{HF} = 54.24 \text{ MHz}$, $f_{LF} = 13.56 \text{ MHz}$, $V_{HF} = 100 \text{ V}$, $V_{LF} = 250 \text{ V}$ et $p = 1 \text{ Torr}$

Le profil 2D de la température électronique T_e est présenté sur la figure III-15 (a). La température électronique reste relativement uniforme dans le milieu du plasma (environ 3,6 eV), mais augmente brusquement dans les régions de gaines. Il est évident que le champ électrique dans la colonne positive (milieu du plasma) est beaucoup plus faible que celui dans les gaines; par conséquent, la température dans ces régions est supérieure à celle dans le plasma. A partir de cette figure on peut voir également que la température des électrons est plus élevée dans la gaine cathodique (un maximum d'environ 69 eV) que dans la gaine anodique (environ 54 eV).

Le champ électrique calculé à partir du potentiel ($E = -\nabla V$) est tracé sur la figure III-15 (b). Une forte intensité du champ électrique est observée dans les deux gaines, qui permet

d'accélérer les ions vers les parois et de réfléchir les électrons vers le plasma, en maintenant donc la quasi neutralité de ce dernier.

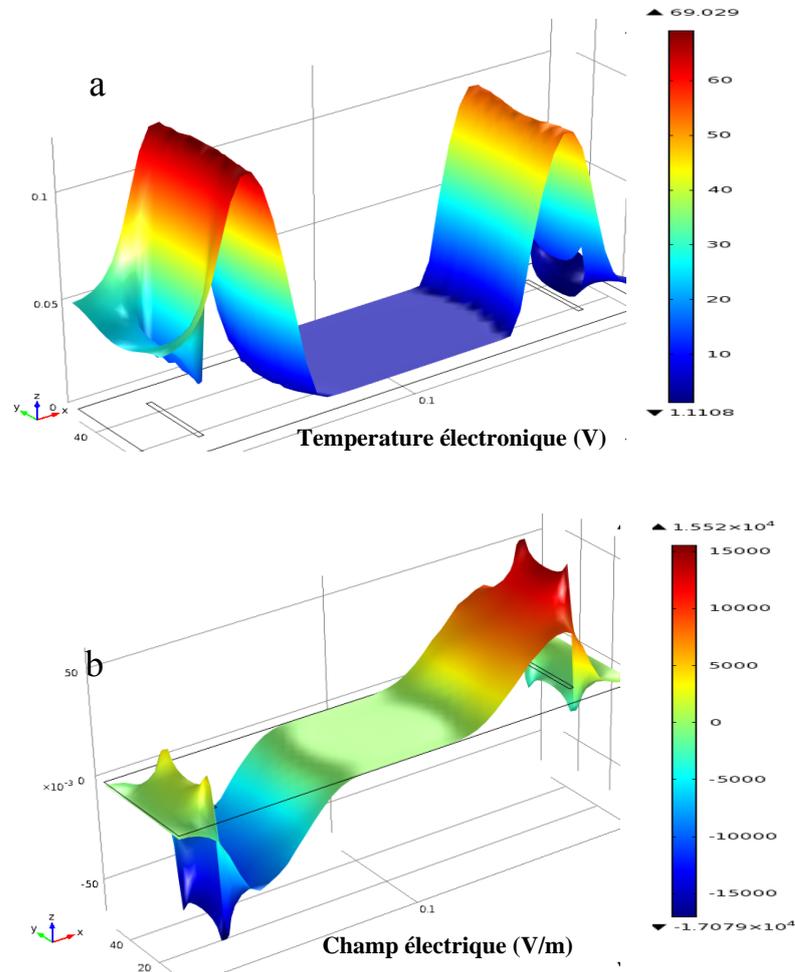


Figure III- 15: Profil 2D de (a) : la température électronique et (b): du champ électrique

Il est intéressant de noter que, en raison de cet effet, les électrons énergétiques dans les gaines provoquent l'ionisation du gaz et en conséquence, produisent les ions qui bombardent le substrat, en cas de présence de ce dernier dans le réacteur. La plupart des processus d'ionisation se produisent à l'interface plasma- gaine et à l'intérieur du plasma (ionisation de quelques atomes d'hélium), comme ceci illustré sur la figure III-16.

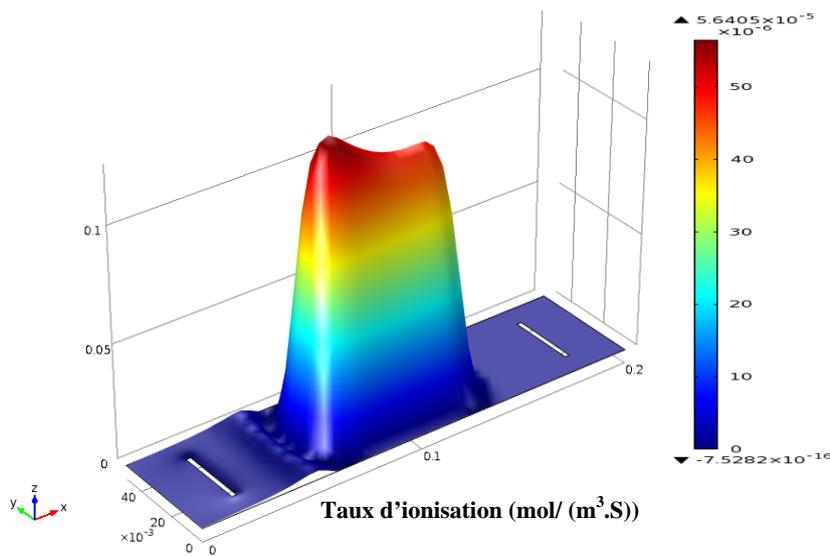


Figure III-16: Evolution 2D du taux d'ionisation.

L'examen de cette figure montre que le taux d'ionisation présente deux pics, situés aux positions $x = 0,0547$ m et $x = 0,1012$ m. Ces maxima coïncident avec le maximum de la variation de la densité électronique.

La figure III- 17 présente l'évolution unidimensionnelle de la température électronique et les différentes espèces entre les deux électrodes. La distribution axiale de la densité d'atomes métastables montre une vallée dans le centre de la décharge et des pics distincts au niveau des interfaces plasma-gaines. Ces deux pics sont dus à l'augmentation de la création des métastables près des électrodes où la température des électrons est élevée. Puisque les particules métastables ne sont pas influencées par le champ électrique, elles sont capables de diffuser au-delà de la région du plasma. Pour cette raison, nous remarquons une densité d'atomes hélium métastables considérable dans la région de la gaine.

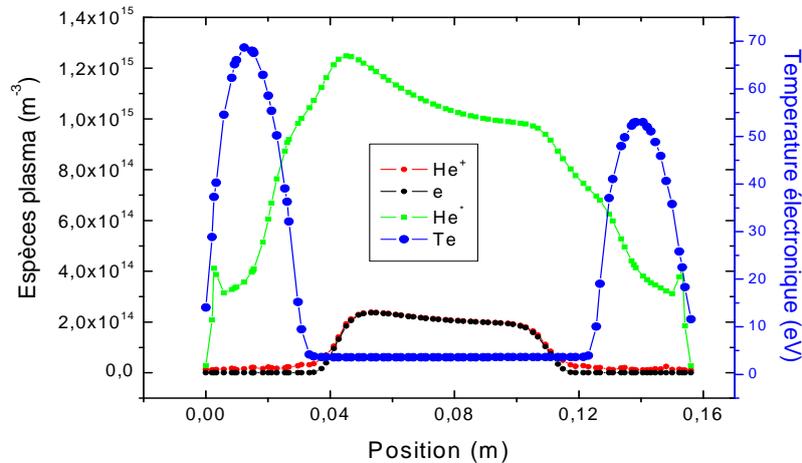


Figure III- 17 : Distribution axiale des différentes espèces (e , He^+ et He^*) et de la température électronique (T_e) dans l'espace inter électrodes.

III-4-1 Effet de la variation de la haute fréquence f_{HF} et de sa tension V_{HF}

Afin de mieux comprendre la dynamique des décharges CCP- DF sous l'influence de la haute fréquence, il est raisonnable de fixer la fréquence et la tension de la source de basses fréquences (LF) à 13,56 MHz et 250 V, respectivement, tout en faisant varier les paramètres de la source de hautes fréquences (HF). Les résultats de la simulation sont effectués pour différentes valeurs de hautes fréquences f_{HF} (40,68, 54,24, 81,36 et 135,6 MHz) et pour une tension V_{HF} fixée à 100 V. La variation du potentiel plasma V_p , de la densité du plasma, du taux d'ionisation, de la température électronique et du champ électrique est représentée sur les figures III-18 et III-19.

La figure III-18 illustre l'influence de la variation de la f_{HF} dans la gamme (40,68 -135,6) MHz sur le potentiel V_p et la densité du plasma dans le centre de la décharge, respectivement. Les courbes obtenues montrent clairement que l'augmentation de f_{HF} entraîne une considérable augmentation du potentiel V_p et de la densité du plasma. L'évolution de ces deux paramètres en fonction de la haute fréquence f_{HF} est en bon accord avec les résultats publiés dans la littérature [26, 27].

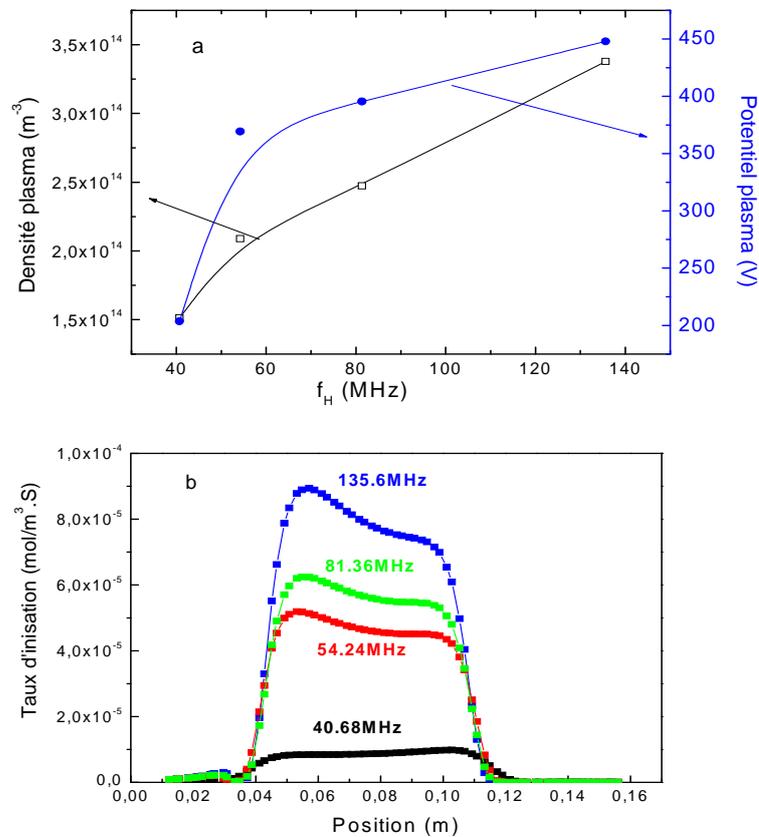


Figure III-18 : Effets de f_{HF} sur (a): le potentiel et la densité du plasma (b): le taux d'ionisation pour $f_{LF} = 13.56$ MHz, $V_{LF} = 250$ V et $V_{HF} = 100$ V.

Comme nous avons vu précédemment, l'élévation de la haute fréquence f_{HF} , entraîne une augmentation de la densité plasma dans le réacteur, ce qui provoque le processus d'ionisation et donc un accroissement de la densité des espèces chargées (électrons et d'ions) dans le réacteur. Ceci peut être observé à travers l'évolution du taux d'ionisation avec la fréquence f_{HF} dans la figure III-18(b).

La forte dépendance de la température électronique T_e et du champ électrique E de la fréquence f_{HF} est remarquée sur les figures III-19 (a) et III-19 (b), respectivement.

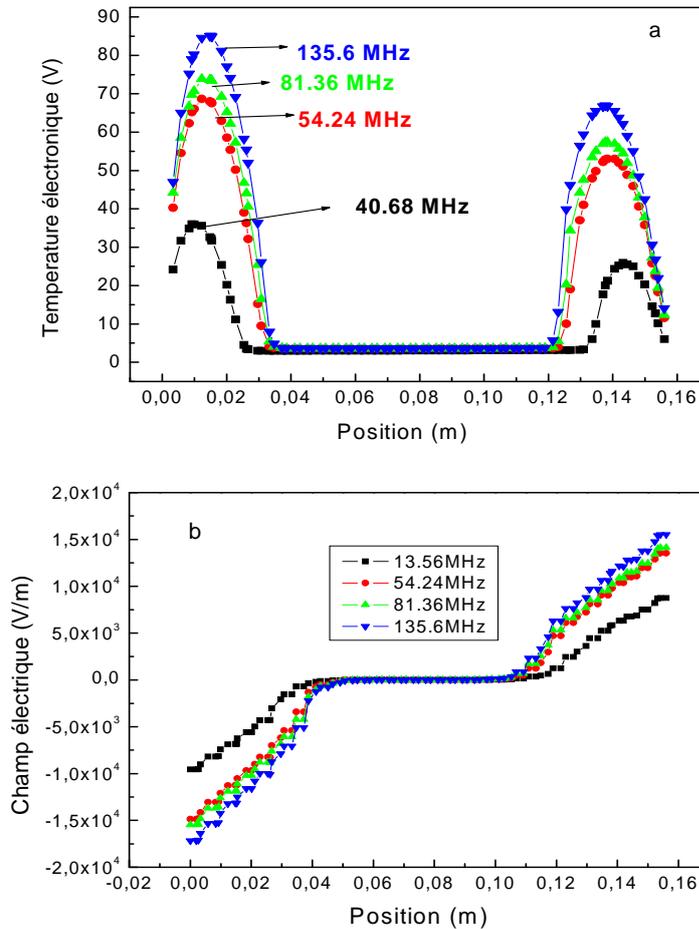


Figure III-19: Effet de la haute fréquence f_{HF} sur (a): le profil de la température électronique et (b) le champ électrique pour $f_{LF} = 13.56$ MHz, $V_{LF} = 250$ V et $V_{HF} = 100$ V.

Selon ces figures, nous constatons que lorsque la valeur de la fréquence f_{HF} croît, la largeur de la région plasma diminue. La température électronique dans le milieu de la décharge augmente légèrement, mais dans l'interface plasma gaine on peut observer une augmentation significative d'environ 36 à 85 eV dans la gaine cathodique et de 26 à 67 eV dans la gaine anodique. Ce comportement s'explique par l'accroissement de l'intensité du champ électrique dans les deux gaines avec l'augmentation de la fréquence f_{HF} (figure III-19(b)). Comme c'est prévu, le taux de collisions entre les électrons et les atomes neutres du plasma (He) augmente avec l'augmentation du champ RF, en conséquence, la génération d'électrons augmente également. Les électrons énergétiques créés dans les gaines induisent l'ionisation et

l'excitation des atomes neutres lorsqu'ils entrent dans le volume plasma, ce qui explique la forte température électronique dans les gaines.

L'effet de la haute tension V_{HF} sur le flux d'ions et les densités des particules chargées a été étudié pour cinq valeurs de la tension (50, 100, 150, 250 et 300 V) et pour une haute fréquence f_{HF} fixée à 54,24 MHz. Les profils axiaux des espèces chargées et du flux d'ions sont tracés sur les figures III-20 et III-21, respectivement, pour différentes valeurs de la tension V_{HF} appliquée.

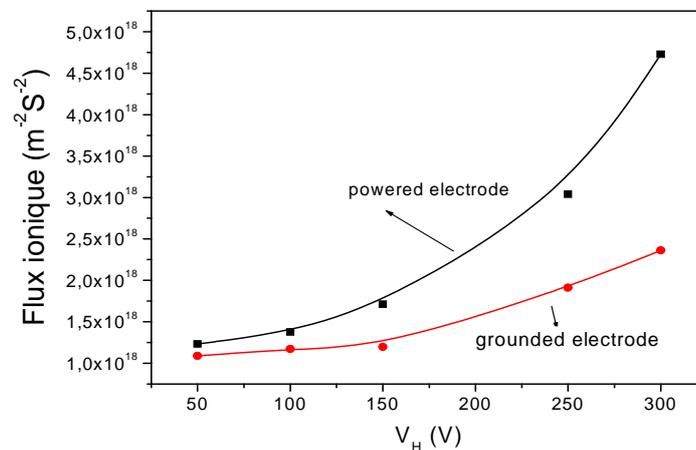


Figure III-20: Effet de la haute tension V_{HF} sur le flux d'ions pour $f_{HF} = 54.24$ MHz

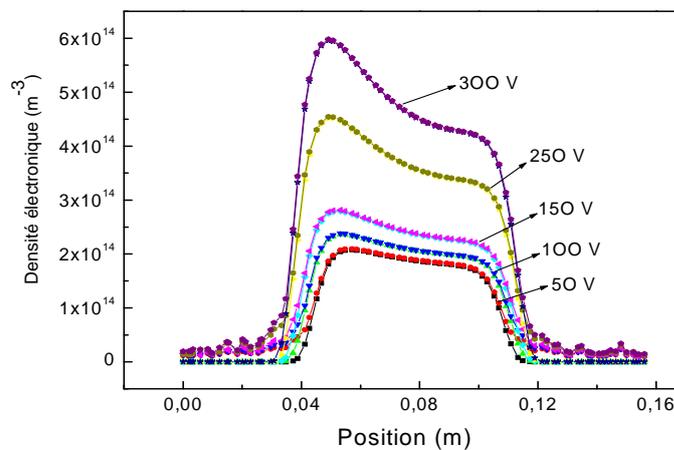


Figure III- 21: L'influence de la haute tension V_{HF} sur la densité des particules chargées pour $f_{HF} = 54.24$ MHz

Comme le montrent ces figures, l'augmentation de la V_{HF} contribue principalement à accroître les flux d'ions vers les électrodes et à augmenter également les densités électronique et ionique avec un rétrécissement simultané de la largeur de la gaine. Ces observations confirment que la densité du plasma et le flux d'ions peuvent être contrôlés par la haute tension V_{HF} . Des résultats analogues ont été obtenus par Z. Donko [28] et Z. Donko et al [29] pour un plasma d'argon créé dans un réacteur CCP-DF pour une décharge symétrique à une pression de 25mTorr.

III-4-2 Effet de la variation de la basse fréquence f_{LF} et de sa tension V_{LF}

Le but de la simulation présentée dans cette section est d'étudier l'effet des paramètres de la source de basses fréquences (LF) sur le comportement du plasma d'hélium. La fréquence et la tension de la source LF sont variées dans le but d'étudier leurs influences sur le potentiel plasma, la tension et l'épaisseur de gaines et sur l'énergie cinétique des ions. Dans ce cas, la haute fréquence f_{HF} et la tension V_{HF} sont fixées à 13,56 MHz et à 250 V, respectivement.

La variation spatio-temporelle des densités électronique et ionique est donnée sur les figures III-22(a), III-22(b), respectivement, pour différentes valeurs de la basse fréquence f_{LF} (1,356, 1,93, 2,71, 3,39 et 6,78) MHz et pour une tension V_{LF} fixée à 400V.

Les résultats obtenus montrent clairement que l'augmentation de la fréquence f_{LF} de 1,356 à 6,78 MHz, induit un rétrécissement de la largeur des gaines et un élargissement du volume plasma. A partir de ces figures nous pouvons aussi voir que la variation de f_{LF} ne provoque pas une augmentation significative de la densité du plasma.

La répartition axiale de la température électronique en fonction de la fréquence f_{LF} est représentée sur la figure III-23. Contrairement aux résultats présentés sur la figure III-19, l'influence de la variation de la fréquence f_{LF} sur la température électronique dans les deux régions (plasma et gaine) est négligeable. Nous observons aussi d'après cette figure que l'évolution de la température des électrons avec l'augmentation de f_{LF} est non linéaire dans l'interface plasma- gaine.

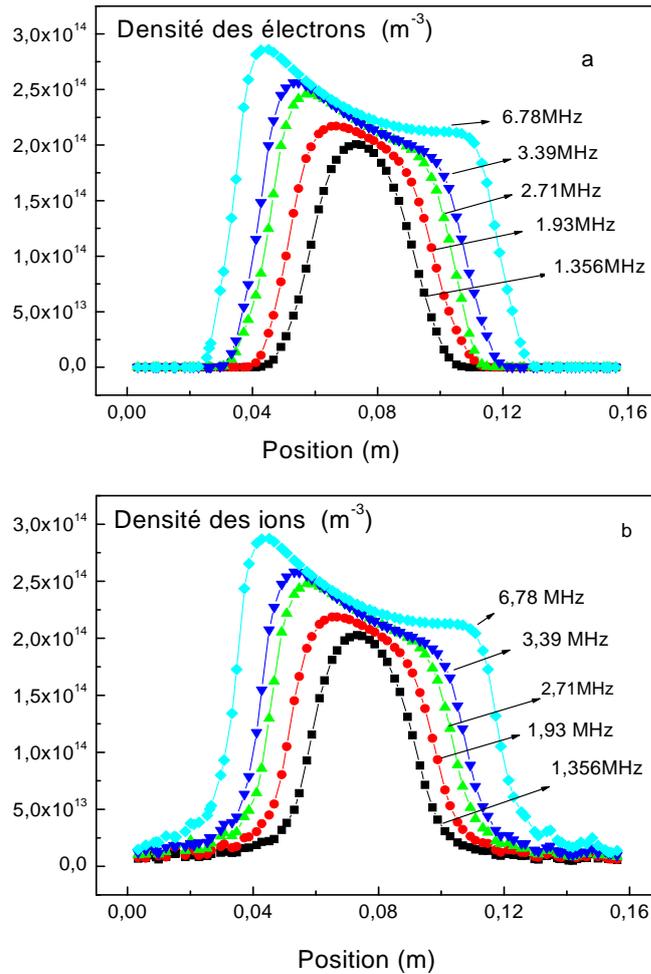


Figure III-22: L'effets de la basse fréquence f_{HF} sur (a): la densité électronique, (b): la densité ionique pour $f_{HF}=13.56 \text{ MHz}$, $V_{HF} = 250 \text{ V}$ et $V_{LF} = 400 \text{ V}$.

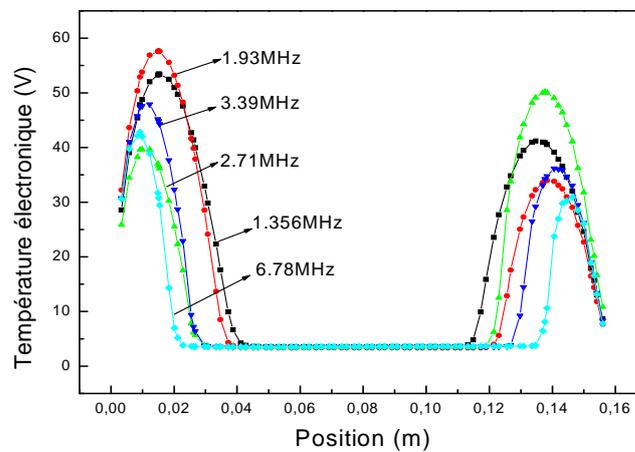


Figure III-23: Effets de la basse fréquence f_{HF} sur la température électronique pour $f_{HF}=13.56 \text{ MHz}$, $V_{HF} = 250 \text{ V}$ et $V_{LF} = 400 \text{ V}$.

Sur la figure III-24, nous avons présenté respectivement les variations : du potentiel plasma, de la tension dans les gaines, du taux d'ionisation et de l'énergie cinétique des ions pour différentes valeurs de la tension V_{LF} du signal basse fréquence dans la gamme (50 - 600) V. La basse fréquence f_{LF} est fixée à 3,39 MHz.

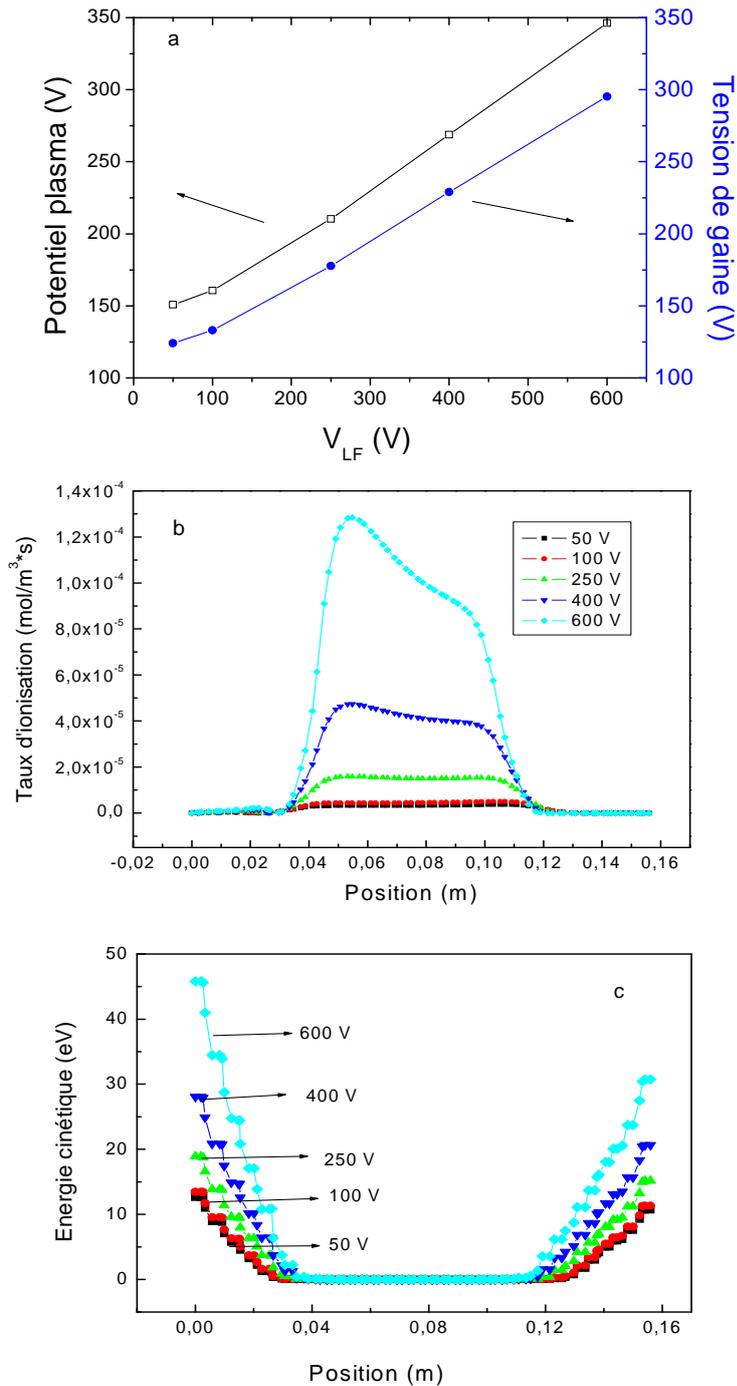


Figure III-24: L'effets de la basse tension V_{LF} sur ; (a) : le potentiel plasma et la tension de gaine, (b) : le taux d'ionisation, (c) : l'énergie cinétique des ions pour $f_{LF} = 3.39$ MHz.

Ces résultats indiquent que l'augmentation de la tension V_{LF} conduit à l'augmentation du potentiel du plasma et la tension de la gaine (figure III-24(a)), qui est en bon accord avec les résultats publiés dans par J. K. Lee1 et al. [27] pour un réacteur CCP-DF utilisé pour une décharge d'un plasma l'argon à une pression de 67mTorr. Le même comportement est observé sur la figure III-24(b), où l'augmentation de la tension V_{LF} conduit à une augmentation significative du taux d'ionisation.

D'autre part, l'augmentation de la tension dans les régions de gaine mène à l'accroissement de l'énergie absorbée par les ions dans la gaine. Comme c'est illustré sur la figure III-24(c), l'énergie cinétique des ions dans le milieu de la décharge est plus faible que dans les gaines cathodique et ionique, où les ions acquièrent une grande énergie qui dépend fortement de la tension V_{LF} . Les résultats obtenus sont similaires aux résultats de simulation présentés dans [30] pour une décharge double fréquence (27-2) MHz d'un plasma d'argon et pour une pression de 45mTorr.

III-5 Conclusion

Nous avons consacré ce chapitre à la description du modèle fluide auto cohérent d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif. Les caractéristiques de la décharge sont obtenues à partir de la résolution des trois moments de l'équation de Boltzmann. Il s'agit de l'équation de continuité, l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie des électrons. Le système est couplé d'une façon auto cohérente avec l'équation de Poisson.

Nous avons, par la suite, utilisé ce modèle, pour la simulation des décharges radiofréquences dans le cas d'un plasma d'hélium pur pour déterminer les variations spatio-temporelles des propriétés du plasma aussi bien dans le cœur de la décharge que dans les régions de gaines. L'étude est effectuée, d'une part, dans le cas d'une décharge RF capacitive à simple fréquence et, d'autre part, dans le cas de décharges créées par doubles fréquences. Les résultats sont illustrés à une (1D) et deux (2D) dimensions.

Les distributions multidimensionnelles de la densité des particules, du champ électrique et de la température électronique ont été présentées pour une pression de gaz de 1Torr et pour une source double fréquence (13,56 - 54,24) MHz. La dépendance de la densité et du potentiel plasma, la largeur de la gaine et le flux ionique des paramètres de contrôles tels que la basse

(LF) et la haute (HF) sources de fréquence a été prouvée et comparée avec d'autres résultats de la simulation.

Références bibliographiques du chapitre III

- [1] Y. Takao, K. Matsuoka, K. Eriguchi and K. Ono, « PIC-MCC Simulations of Capacitive RF Discharges for Plasma Etching», 27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, AIP Conf., Vol. 1333, No. 1, pp. 1051–1056, 2011.
- [2] T. H. Chunga and H. S. Yoon, « Scaling laws verification for capacitive rf discharge Ar plasma using particle-in-cell simulations», J. Appl. Phys., Vol. 78, No. 11, pp. 6441-6447, 1995.
- [3] H. Kim, D. Kwon and N. Sik, « Development of New Method for Fluid Simulation of Capacitively Coupled Plasma Discharge», J. Korean Phys. Soc., Vol. 49, pp. 1967-1971, 2006.
- [4] B. Jayaraman and W. Shyy, « Modeling of dielectric barrier discharge induced fluid dynamics and heat transfer”, Progress in Aerospace Sci., Vol. 44, pp. 139–191, 2008.
- [5] U. Kortshagen and B. G. Heil, « Kinetic Two-Dimensional Modeling of Inductively Coupled Plasmas Based on a Hybrid Kinetic Approach», IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 27, No. 5, pp. 1297–1309, 1999.
- [6] A. Kono, «Negative ions in processing plasmas and their effect on the plasma structure», Applied Surface Science 192, pp. 115–134, 2002.
- [7] K. Kutasi, V. Guerra and P.S´a, « Theoretical insight into Ar–O₂ surface-wave microwave discharges», J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 14pp, 2010.
- [8] G. Park, H. Lee, G. Kim and J. K. Lee, « Global Model of He/O₂ and Ar/O₂ Atmospheric Pressure Glow Discharges», Plasma Process. Polym, 5, pp. 569–576, 2008.

- [9] H. Lindner and A. Bogaerts, « Multi-element model for the simulation of inductively coupled plasmas: Effects of helium addition to the central gas stream », *Spectrochimica Acta, Part B*, Vol. 66, pp. 421–431, 2011.
- [10] J. Phillips and C. Chen, « Evidence of catalytic production of hot atomic hydrogen in RF generated hydrogen/helium plasmas », *Int'l. J. Hydrogen Energy*, Vol. 33, pp. 7185–7196, 2008.
- [11] R. S. Wise, D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou, « A two-region model of a radiofrequency I low-pressure, high-density plasma », *Plasma Sources Sci. Technol.*, No. 4, pp. 317–331, 1995.
- [12] D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou, « Tow-Dimensional Simulation of Polysilicon Etching with Chlorine in a High Density Plasma Reactor », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 23, No. 4, pp. 573–502, 1995.
- [13] A. Salabasa, G. Goussetb and L. L. Alvesa, « Charged particle transport modelling in silane–hydrogen radio-frequency capacitively coupled discharges », *Vacuum*, Vol. 69, pp. 213–219, 2003.
- [14] T. H. Chung, L. Meng, H. J. Yoon and J. K. Lee, « Two-Dimensional Fluid Simulation of Capacitively Coupled RF Electronegative Plasma », *J. Appl. Phys.*, Vol. 36, No. 5A, pp. 2874-2882, 1997.
- [15] G. Franz, « Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology », Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 188-190, 2009.
- [16] T. E. Nitschke and D. B. Graves, « A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges », *J. Appl. Phys.*, Vol. 76, pp. 5646-5660, 1994.
- [17] J.P. Boeuf, « Numerical model of rf glow discharges », *Phys. Rev. A.*, Vol. 36, pp. 2782-2792, 1987.

- [18] Y. J. Hong, M. Yoon, F. Iza, G. C. Kim and J. K. Lee, « Comparison of fluid and particle-in-cell simulations on atmospheric pressure helium microdischarges», *J. Appl. Phys.*, Vol. 41, 245208, pp 1-5, 2008.
- [19] D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou, « Fluid simulations of glow discharge & Effect of metastable atoms in argon», *J. Appl. Phys.*, Vol. 73, No. 8, pp. 3668-3679, 1993.
- [20] J. Schulze, Z. Donko, B. G. Heil, D. Luggenholscher, T. Mussenbrock, R. P. Brinkmann and U. Czarnetzki, « Electric field reversals in the sheath region of capacitively coupled radio frequency discharges at different pressures», *J. Appl. Phys.*, Vol. 41, 105214, 2008.
- [21] http://jila.colorado.edu/~avp/collision_data/electronneutral/ELECTRON.TXT.
- [22] BOLSIG, Boltzmann Solver for the SIGLO Series 1.0 ~CPA Toulouse Kinema Software, 1996.
- [23] www.comsol.com.
- [24] K. Bera, B. Farouk and Y. H. Lee, « Effects of reactor pressure on two-dimensional radio-frequency methane plasma: a numerical study», *Plasma Sources Sci. Technol.* 8 412–420, (1999).
- [25] A. Salabas, « Fluid model for charged particle transport in capacitively coupled radio-frequency discharges», thèse de Universidade Técnica De Lisboa, 2003.
- [26] E. Semmler, P. Awakowicz and A. V. Keudell, « Heating of a dual frequency capacitively coupled plasma via the plasma series resonance», *Plasma Sources Sci. Technol.* Vol. 16, pp. 839–848, 2007.
- [27] J. K. Lee¹, O. V. Manuilenko¹, N. Yu. Babaeva, H. C. Kim and J. W. Shon, « Ion energy distribution control in single and dual frequency capacitive plasma sources», *Plasma Sources Sci. Technol.*, Vol. 14, pp. 89–97, 2005.

- [28] Z. Donko, « Modelling of dual-frequency capacitive discharges», 16th Symposium on Application of Plasma Processes, Podbanské, Slovakia, January, IL 02, pp. 21-24, 2007.
- [29] Z. Donko and Z. Lj. Petrović , « Ion behavior in capacitively-coupled dualfrequency discharges», J. Phys., Conf. Series 86, pp. 1-10, 2007.
- [30] A. Bojarov, M. Radmilovic-Radjenovici and Z. Lj. Petrovic, « The Effect of The Low Frequency Voltage on the Characteristics of the capacitively Coupled Dual Frequency RF Discharges», Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 84, pp. 387–390, 2008.

Chapitre IV

Modélisation d'une décharge radiofréquence à couplage inductif

IV-1 Introduction

Les plasmas à couplage inductif (ICP) sont des plasmas excités par un champ magnétique oscillant, où le transfert d'énergie est effectué sans avoir recours à des électrodes, ce qui évite des problèmes de contamination. On retrouve deux types de plasma ICP fonctionnant soit à basse pression, soit à haute pression [1, 2].

L'induction dans les plasmas est un exemple caractéristique où plusieurs phénomènes physiques sont fortement couplés. Si les effets multiphysiques sont pris en compte, la modélisation numérique devient un outil efficace d'optimisation et de prédiction [2, 3].

L'objectif de ce chapitre est la conception d'un modèle multiphysique basé sur les aspects de simulation pour la compréhension du comportement du plasma froid (faiblement ionisé) généré à basse pression dans un réacteur inductif haute densité et un plasma thermique (fortement ionisé) au sein d'une torche inductive à pression atmosphérique.

Les réacteurs étudiés au cours de ce chapitre sont supposés de symétrie cylindrique. Nous avons réalisé les simulations pour un plasma d'argon pur et pour des milieux bidimensionnels et axisymétriques.

IV-2 Modélisation multidimensionnelle d'une décharge inductive au sein du réacteur de gravure industriel

Les plasmas hautes densités créées par des décharges à couplage inductif (ICP) à basse pression sont largement utilisés en microélectronique pour le traitement des semi-conducteurs tel que la gravure et de dépôt de couches minces [4]. Ces sources fonctionnent à des faibles pressions (inférieures à 50 mTorr) pour améliorer l'uniformité et réduire la contamination, et haute densité de plasma (supérieure à 10^{12} cm^{-3}) pour produire un fort flux ionique à la surface du substrat qui entraîne des vitesses de gravure élevées et des énergies de bombardement modérées (1-200 eV) [5]. En outre, la basse pression rend le libre parcours moyen des ions plus grand que les dimensions de la gaine, ce qui rend le flux d'ions vers le substrat directionnel.

Dans cette étude, nous modélisons un réacteur de gravure industriel, en respectant sa géométrie, ses dimensions et les caractéristiques des matériaux qui le composent. Le schéma du système expérimental est présenté sur la figure IV-1 [6].

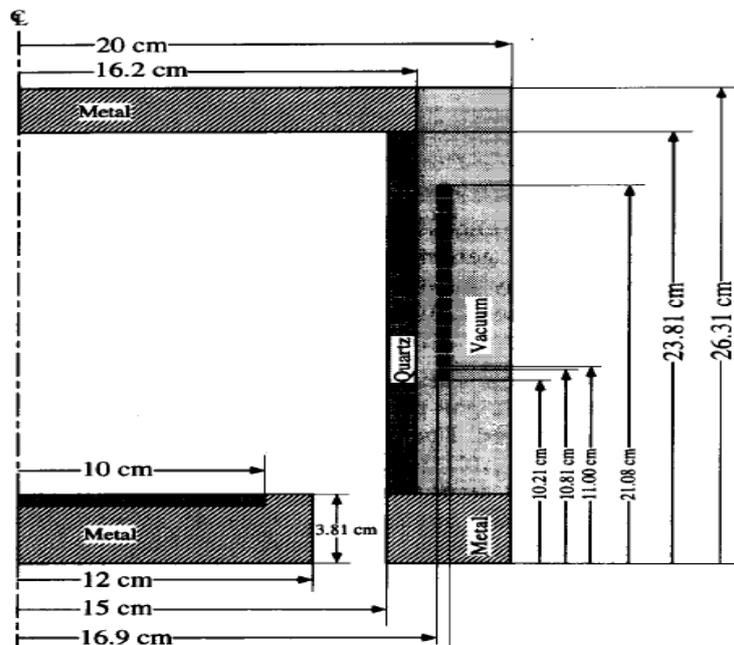


Figure IV-1 : Conception et dimensions du réacteur plasma à couplage inductif étudié [6].

Le réacteur est considéré comme cylindrique et parfaitement axisymétrique. Il est caractérisé par une chambre plasma de 30 cm de diamètre et 22,5 cm de hauteur. Le système est constitué d'une bobine hélicoïdale verticale de quatorze (14) spires qui s'enroule autour de la chambre du réacteur et qui couple la puissance RF au plasma à travers une fenêtre en quartz de 1,2 cm de diamètre. Les parois intérieures sont en métal et sont maintenues à la masse. Dans le modèle, l'électrode inférieure, sur laquelle est fixé le porte substrat polarisable et régulée en température, est modélisée de la même manière que le reste des parois.

IV-2-1 Description du modèle

Dans cette étude, nous travaillons sur le modèle fluide auto cohérent 2D d'un plasma inductif d'argon pur, ce modèle permet d'obtenir des informations sur la densité et la température électroniques, les densités des espèces lourdes (ions et métastables), le potentiel électrique

ainsi que la puissance dissipée. Le modèle couple les équations électromagnétiques de Maxwell et les équations de transport des particules présentes dans le plasma [1, 6-10]. Dans ce qui suit nous présentons les formulations mathématiques modélisant le plasma ICP. L'évolution des densités électronique (e), ionique (Ar^+) et d'atomes excités (Ar^*) est gouvernée par l'équation de transport, tandis que la variation de la température électronique (l'énergie électronique) est régie par l'équation de conservation de l'énergie des électrons. Toutes ces équations (les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann) sont décrites dans le chapitre III.

Les phénomènes d'induction dans le plasma peuvent être décrits par les équations de Maxwell. Ces dernières sont les équations fondamentales pour la description des champs électriques et magnétiques. Elles décrivent l'évolution spatio-temporelle d'un système de charges ρ et de courants J en interaction avec les champs électrique E [V/m] et magnétique H [A/m]. Les équations de Maxwell sont :

- l'équation de Faraday

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{IV-1})$$

- l'équation d'Ampère

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{IV-2})$$

- L'équation de Maxwell- Gauss sur la divergence du champ électrique

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{IV-3})$$

Et la divergence du champ magnétique

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{IV-4})$$

Avec :

\vec{J} : la densité de courant de conduction (A/m^2).

\vec{B} : l'induction magnétique [T],

ρ : la densité volumique de la charge électrique [C /m³],

\vec{D} : le déplacement électrique ou l'induction électrique [A.s.m⁻²],

Dans les équations (IV-1) et (IV-2) les champs électrique et magnétique sont fortement liés et on parle donc de "couplage électromagnétique". Tandis que les équations (IV-3) et (IV-4) constituent des équations dites de conservation. Le terme $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ de l'équation d'ampère s'appelle le courant de déplacement. Dans le domaine des radiofréquences ce terme peut être négligé [10]. Ces équations sont données généralement sous les formes suivantes:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{IV-5})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{IV-6})$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{IV-7})$$

Où μ la perméabilité magnétique [H/m] (dans le vide $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ [H/m]), ε la permittivité électrique [F/m] (dans le vide $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.854410^{-12}$ [F/m]) et σ la conductivité électrique [Ω^{-1} /m].

Dans une configuration (2D) axisymétrique telle que celle représentée sur la figure IV-1, les équations du champ électromagnétique EM de Maxwell sont formulées en termes de potentiel vecteur magnétique A tel que [7-10] :

$$\nabla^2 A - i \omega \mu_0 \sigma A + \mu_0 j_{coil} = 0 \quad (\text{IV-8})$$

Cette formulation est mieux adaptée à notre problème car elle offre un double intérêt: le système d'équations EM présente une seule inconnue, cette inconnue ne possède qu'une seule composante, A_ϕ dans notre modèle.

Afin de simplifier le modèle numérique, un certain nombre d'hypothèses est retenue pour l'exécution du calcul:

- Le plasma considéré est d'argon pur. Les espèces incluses dans le modèle sont listées dans le Tableau IV-1.

Réaction	Type	$\Delta\varepsilon$ (EV)
$e+\text{Ar}\rightarrow e+\text{Ar}$	Elastique	0
$e+\text{Ar}\rightarrow e+\text{Ar}^*$	Excitation	11.50
$e+\text{Ar}^*\rightarrow e+\text{Ar}$	D'excitation	-11.50
$e+\text{Ar}\rightarrow 2e+\text{Ar}^+$	Ionisation	15.8
$e+\text{Ar}^*\rightarrow 2e+\text{Ar}^+$	Ionisation	4.24
$\text{Ar}^*+\text{Ar}^*\rightarrow 2e+\text{Ar}+\text{Ar}^+$	Ionisation Penning	-
$\text{Ar}^*+\text{Ar}\rightarrow \text{Ar}+\text{Ar}$	Désexcitation des métastables	-

Tableau IV-1 : Principaux processus de collision dans un plasma d'Argon [8, 9]

- Le modèle décrit ci-dessus a été utilisé pour simuler une décharge inductive d'un plasma d'argon pour une gamme de pression de 10 à 20 mTorr et de puissance de 100 à 800 W [3].
- La section efficace de collisions électrons- neutre est obtenue par le code BOLSIG Boltzmann [11].
- Le processus d'émission secondaires des électrons γ_p et de réflexion r_e sont ignorés dans cette simulation.
- La température des ions T_i est supposée égale à la température des neutre T_g (de 500 K) et très inférieure à celle des électrons T_e .
- En raison de la nature axisymétrique du problème, seule la moitié du réacteur est modélisée. La géométrie du domaine de calcul est illustrée sur la figure IV-2(a). Elle

comporte une partie de l'aire, le tube de quartz, les bobines, le plasma et l'entrée du gaz plasmagène (l'argon). Nous avons utilisé un maillage triangulaire composé de 10391 éléments, montré sur la figure IV-2(b). Il a été affiné dans la zone du plasma.

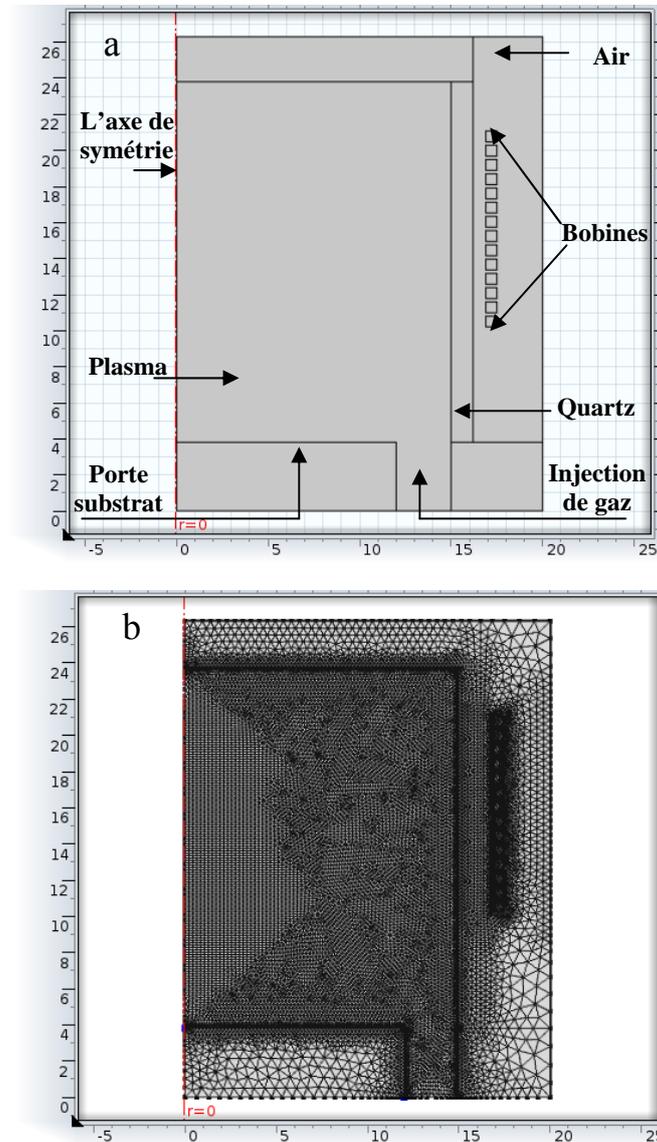


Figure IV-2 : (a) Domaine de calcul 2D axisymétrique adopté pour modéliser une décharge à couplage inductif à basse pression, (b) Maillage triangulaire.

La modélisation actuelle de la décharge repose sur un ensemble de 12 équations différentielles partielles non linéaires et fortement couplées. Ce modèle est conçu pour être résolu à l'aide du logiciel commercial COMSOL Multiphysics 4.3a par la méthode des éléments finis sur un

domaine compact et comporte des conditions aux limites et initiales qui permettent d'assurer l'existence et l'unicité de la solution. Ces conditions sont présentées comme suit :

IV-2-1-1 Conditions aux limites

- Le flux d'électrons vers les parois internes du réacteur est donné par [3]:

$$-n \cdot \Gamma_e = \frac{1}{2} V_{th} n_e \quad (\text{IV-9})$$

$$V_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (\text{IV-10})$$

V_{th} est la vitesse thermique des électrons, k_B la constante de Boltzmann et m_e la masse des électrons.

- Le flux d'énergie des électrons vers les parois internes est donné par [3]:

$$-n \cdot \Gamma_\varepsilon = \frac{5}{6} V_{th} n_e \quad (\text{IV-11})$$

- enfin, le potentiel électrique doit satisfaire l'égalité:

$V = 0$ sur toutes les parois internes du réacteur.

IV-2-1-2 Conditions initiales

- la densité électronique initiale $n_{e,0}$ vaut:

$$n_{e,0} = 10E15 \text{ (m}^{-3}\text{)}$$

Ce qui correspond aux valeurs typiques des densités atteintes dans ce type de décharges.

➤ l'énergie électronique initiale $\bar{\varepsilon}_0$:

$$\bar{\varepsilon}_0 = 5 \text{ (V)}$$

Le potentiel électrique :

$$V = 0 \text{ (V)}$$

IV-2-1-3 Critère de convergence des résultats

Comme pour la simulation d'une décharge CCP traitée dans le chapitre III, le critère de convergence pour la simulation d'une décharge ICP est basé sur l'évolution des densités des espèces chargées au centre du plasma où la quasi-neutralité est maintenue. Les temps d'exécution sont de l'ordre de 30 mn pour un PC de bureau Intel, Core (TM) 2 Duo CPU, 2,93 GHz, 2,94 GHz.

IV-2-2 Discussion des résultats

Dans cette simulation nous nous intéressons à la structure des profils de densités, de la température électronique, du potentiel électrique et de la puissance dissipée dans une décharge inductive d'un plasma d'argon pur. Nous étudions l'influence de la puissance RF et de la pression sur le comportement de la décharge. Pour cela, nous travaillons sur le modèle fluide bidimensionnel (2D), adapté à la géométrie du réacteur industriel haute densité (HDP).

L'ensemble des mesures présentées dans cette section ont été obtenues pour des pressions de 10 mTorr et une puissance d'entrée de 500 W. La décharge est excitée par un générateur RF à 13.56 MHz [3, 6].

La distribution 2D des densités des différentes particules chargées (électrons, ions) et du potentiel électrique au sein de la décharge inductive est présentée sur la figure IV-3. Nous remarquons, d'après cette figure, que les espèces chargées sont confinées dans la zone d'induction, qui représente la zone la plus réactive du plasma (figures IV-3(a) et 3(b)). Dans

le milieu de la décharge les densités électronique et ionique sont maximales (autour de $1.4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$), à l'exception près des parois externes du réacteur où la densité est supposée baisser fortement (environ de $1.9 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$) dans les directions axial et radial.

La distribution unidimensionnelle du potentiel électrique est représentée sur la figure IV-3(c). Il est intéressant de voir que la valeur maximale (environ 21 V) du potentiel se produit au niveau de l'axe de symétrie où la densité des espèces chargées atteint son maximum. Pour maintenir la quasi neutralité du plasma, le potentiel dans le centre de la décharge (la colonne positive) est toujours supérieur à celui des parois externes. Ces derniers présentent un potentiel quasi nul. De ce fait, Il n'y a pas de bombardement ionique indésirable de la surface et même de phénomènes de pulvérisation ou de contamination des surfaces.

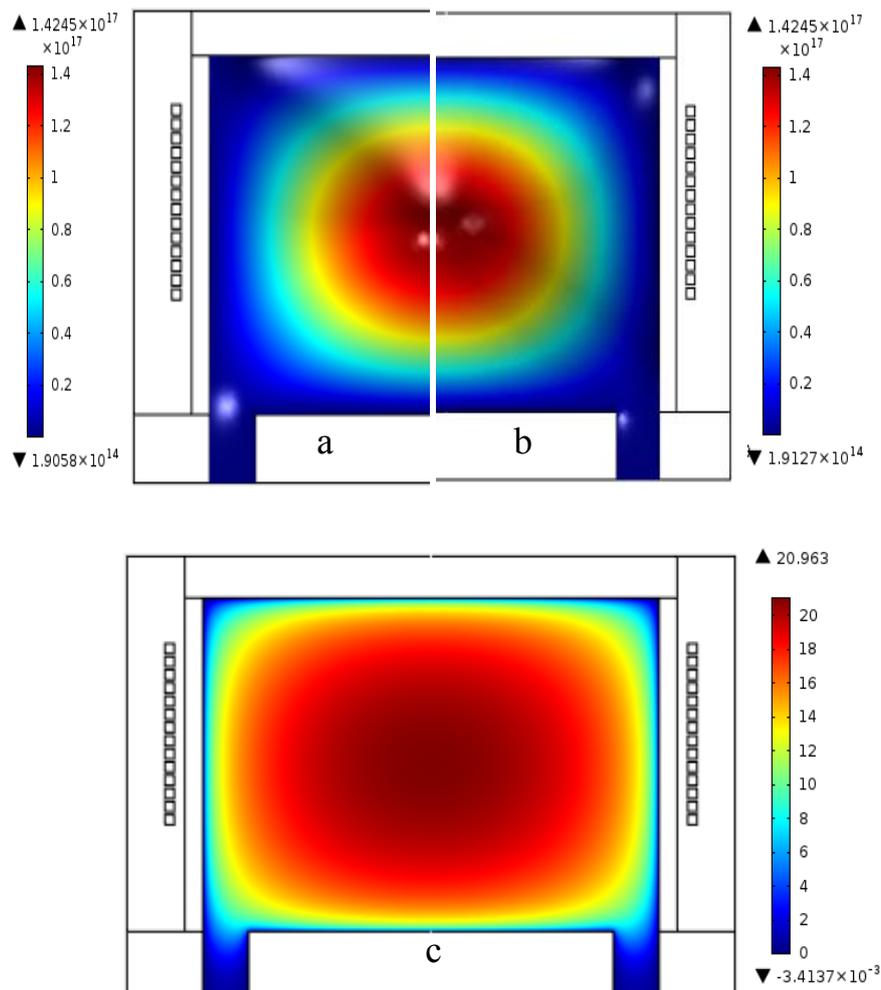


Figure IV-3 : variation de la : a) densité ionique, b) : densité électronique et c) : du potentiel électrique au sien du réacteur pour un plasma d'argon pur, une pression de 10mTorr et une puissance de 500W.

Le tracé du rapport des densités de charges n_e/n_i , pour les deux directions (axiale et radiale), est illustré sur la figure IV-4. Le plasma est supposé quasi-neutre où la densité ionique et la densité électronique sont identiques ($\frac{n_e}{n_i} \approx 1$). Cependant, comme le montre cette figure, cette hypothèse de quasi-neutralité n'est plus satisfaite dans les régions de gaines qui sont des zones de charge d'espace positive. Cependant, contrairement aux décharges capacitives les plasmas inductifs sont caractérisés par des gaines extrêmement fines avec des largeurs qui peuvent être négligées devant les dimensions des réacteurs.

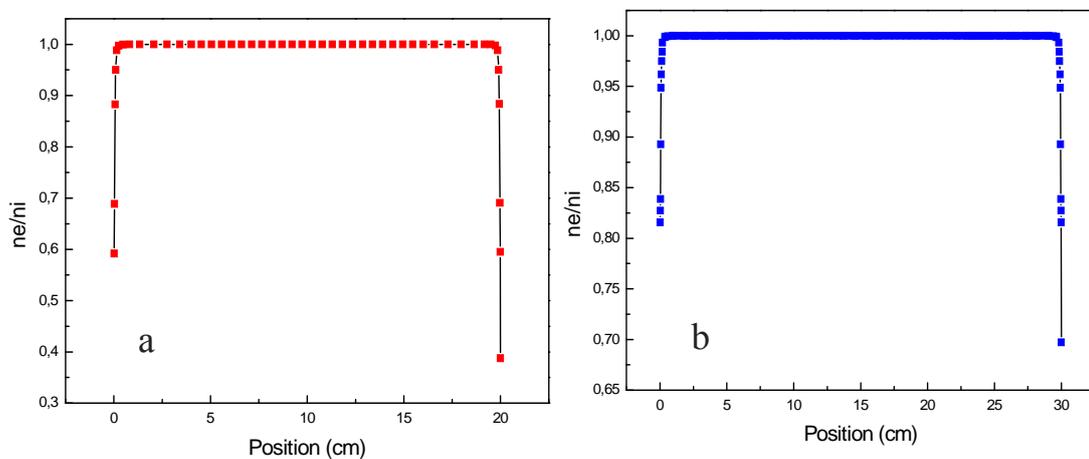


Figure IV-4 : Répartition du rapport de densités de charges n_e/n_i , dans une représentation axiale (a) et radiale (b).

Les profils de la puissance dissipée et de la température électronique sont présentés sur la figure IV-5, pour une pression de 10 mTorr et une puissance de 500 W. Comme c'est illustré dans la figure IV- 5 (à gauche), la plupart de l'énergie est dissipée à proximité de la bobine près de la fenêtre diélectrique, puisque l'onde électromagnétique ne peut pas pénétrer dans le plasma à haute densité de plus de quelques profondeurs de peau. Le pic de la puissance dissipée est supérieur à $4 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, cependant au sien du réacteur cette puissance devient négligeable.

Quoique la puissance soit dissipée seulement dans une zone fine, la conduction thermique à faible pression contribue à chauffer l'ensemble du plasma.

La température des électrons (figure IV-5 (à droite)) est plus élevée près de la bobine juste entre la troisième et la onzième spire de bobine (environ 3.57V), où la densité de puissance dissipée est également plus importante. Lorsqu'on s'éloigne de cette zone, les électrons refroidissent considérablement (environ 3.09V).

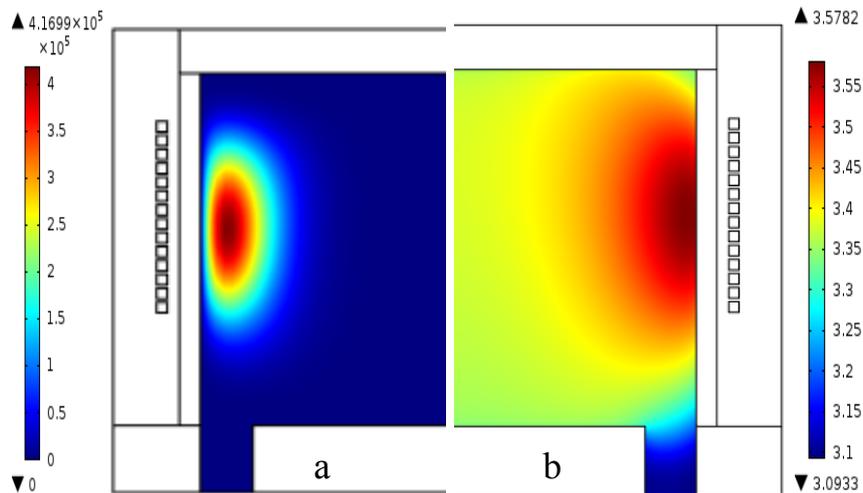


Figure IV-5 : Variation de:a) la puissance dissipée et b) : la température électronique dans le réacteur pour un plasma d'argon pur, une pression de 10 mTorr et une puissance de 500 W.

IV-2-3 Influence des paramètres opératoires sur le comportement de la décharge inductive

Dans cette section, nous étudions l'influence de quelques paramètres de la décharge inductive (pression, puissance) sur les grandeurs caractéristiques du plasma telles que la densité et la température électroniques et des espèces excitées.

La série de courbes que nous avons représentées sur les figures (IV-6) et (IV-8), montre, respectivement, l'évolution en fonction de la pression du gaz, de la densité des électrons et des métastables et de la température électronique, pour un plasma d'argon pur généré par une puissance RF de 500 W.

La figure IV-6 présente les répartitions radiale et axiale des électrons dans le réacteur à une puissance de 500 W et pour une gamme de pression comprise entre 10 et 20 mTorr. Nous

remarquons que la distribution spatiale de ces espèces varie fortement avec la pression, laissant apparaître des effets locaux pouvant être dommageables aux procédés de gravure. Pour différentes valeurs de la pression, la densité électronique est caractérisée par des profils en cloche avec une densité maximum au centre de la décharge et des gradients importants près des parois. A 20 mTorr et pour une répartition radiale (figure IV-6(a)), les particules chargées se localisent près des bobines, dans la zone où la puissance RF est principalement absorbée. De même, pour l'évolution axiale (figure IV-6(b)) où un plus fort gradient de densité, près des parois, est observée (que ce soit pour les électrons ou les ions positifs). L'influence de la variation de la pression sur le comportement des particules chargées est la même que ce soit pour les électrons ou pour les ions positifs.

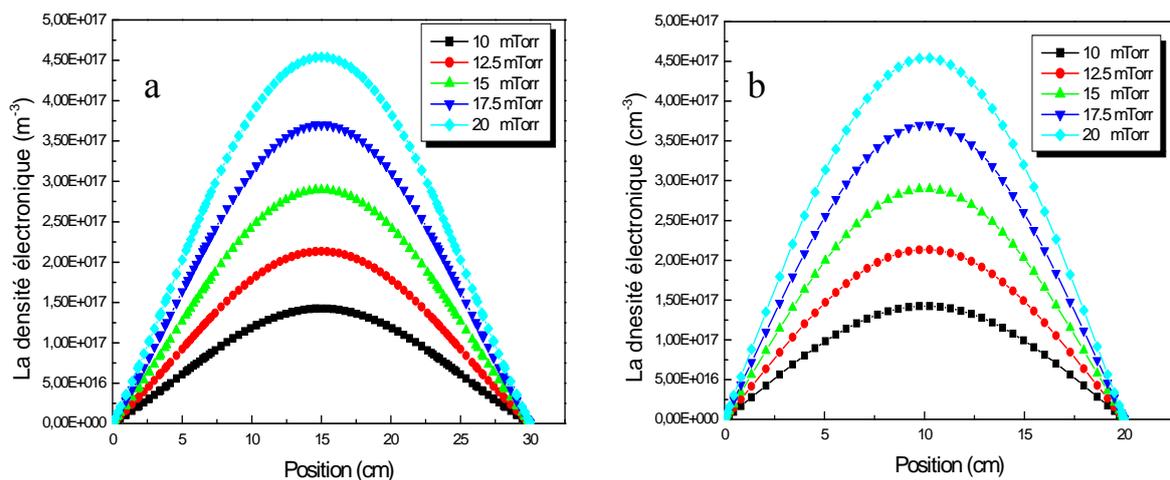


Figure IV-6: Effet de la variation de la pression sur l'évolution radiale (a) et axiale (b) de la densité électronique.

La pression a également une influence sur les espèces neutres. La figure IV-7 illustre les répartitions axiale et radiale des métastables pour les mêmes conditions de décharge. Nous constatons que la densité des atomes excités au centre du réacteur diminue d'un facteur de 1.25 entre 10 et 20 mTorr. A mesure que la pression croît, les gradients des métastables près des parois externes sont négligeables. Cet effet est probablement dû à l'augmentation de la densité électronique et en conséquence l'augmentation du processus d'ionisation des atomes neutres (Ar) et excités (Ar^*) suivant les trois dernières réactions chimiques présentées sur le tableau IV-1.

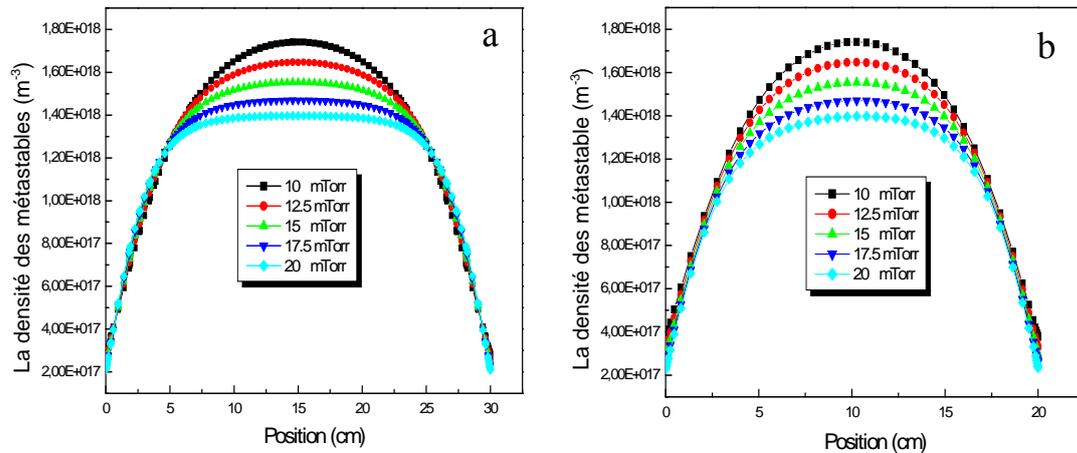


Figure IV-7 : Effet de la variation de la pression sur l'évolution radiale (a) et axiale (b) de la densité des métastables.

Nous avons reporté sur la figure IV-8 l'évolution de la densité plasma (au cœur de la décharge) et de la température électronique en fonction de la pression du gaz. Nous observons que l'effet de la pression sur la densité est très important. Lorsque la pression varie de 10 à 20 mTorr, cette densité croît de $1.4 \cdot 10^{17} m^{-3}$ jusqu'à $4.6 \cdot 10^{17} m^{-3}$. Cette figure suggère également que la température électronique décroît légèrement avec la pression.

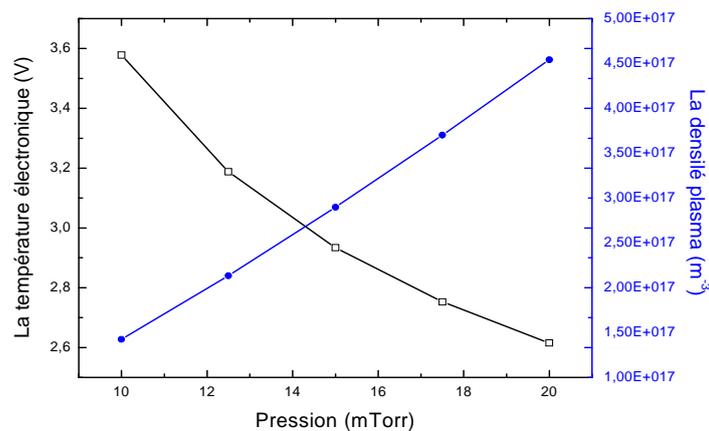


Figure IV-8 : Effet de la pression dans le réacteur sur la densité plasma et la température électronique pour une puissance RF de 500 W.

Nous avons étudié l'effet de la puissance RF, dans la gamme 100-800 Watts, sur les paramètres de la décharge, pour une pression de gaz de 10 mTorr. Les résultats de la simulation sont illustrés sur la figure IV- 9. Cette étude montre que la densité électronique augmente avec la puissance. Elle passe de $2.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ pour une puissance de 100W à environ $2.4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ lorsque la décharge est créée avec une puissance RF de 800 W.

Les résultats de cette simulation montrent que ce système ICP est caractérisé par une transition soudaine entre les modes capacitif (E) et inductif (H), transition habituellement caractérisée par un accroissement prononcé de la densité plasma. Le changement de régime E ver H est observé pour des puissances données, variant de 100 W à des valeurs plus élevées. Ainsi, comme vu précédemment sur l'influence de la pression, la figure montre que la température électronique diminue légèrement avec l'augmentation de la puissance RF.

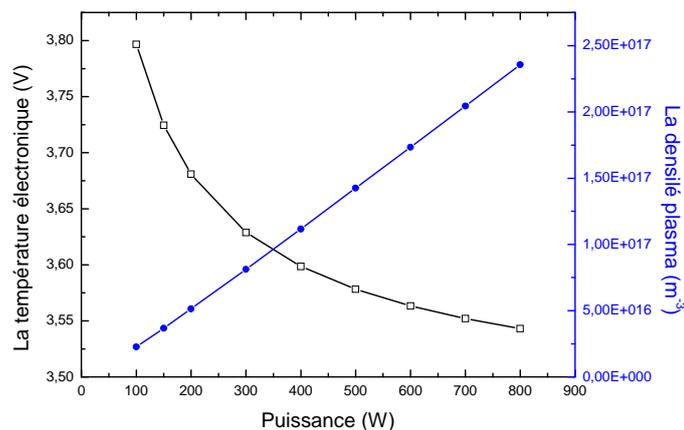


Figure IV-9 : Effet de la puissance sur l'évolution de la densité plasma et la température électronique

La figure IV-10 illustre le comportement de la densité plasma et la température électronique en fonction de la pression (10 à 20 mTorr) au sein d'un réacteur inductif de configuration planaire fonctionnant avec les mêmes conditions opératoires de notre simulation (gaz, puissance, fréquence) [3]. Selon ces deux figures, nous observons un relativement bon accord entre nos résultats et ceux obtenus par M. Li et al [3].

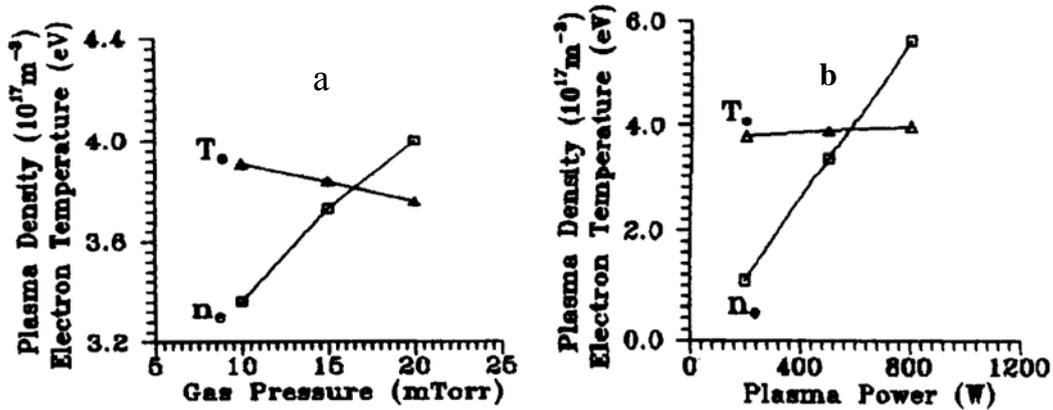


Figure IV-10: Evolution de la densité plasma et la température électronique pour différentes valeurs de :a) la pression, b) : la puissance [3].

La figure IV-11 présente l'évolution des espèces excitées en fonction de la puissance RF, pour une pression égale à 10 mTorr. Comme précédemment, nous avons remarqué que la densité électronique augmente avec la puissance d'un facteur d'environ 10.30, Ceci encourage les différents processus de collision (ionisation ou excitation) en phase gazeuse, ce qui explique la forte augmentation de la densité des métastables avec la puissance observée sur la figure IV-11.

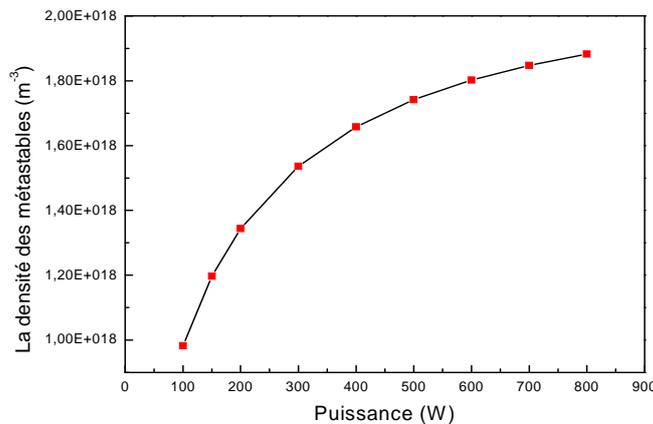


Figure IV-11 : Effet de la variation de la puissance sur la densité des métastables pour une pression de 10 mTorr.

IV-3 Modélisation d'une décharge ICP à pression atmosphérique

Au cours des dernières années, les plasmas inductifs à haute pression ont joué un rôle important dans de nombreuses applications technologiques telles que le revêtement par pulvérisation de plasma, la modification de surface, la production de nanomatériaux, les applications de spectroscopie et d'autres [12-14]. Dans cette étude, nous nous concentrons sur les plasmas atmosphériques, en utilisant un réacteur à torche plasma similaire à ceux disponibles dans le Laboratoire d'Arc électrique et Plasmas Thermiques (LAEPT) à Clermont-Ferrand (France) [14, 15].

La torche ICP-T64 installée au LAEPT est une torche classique capable de fonctionner avec différents types de gaz ou mélanges gazeux (air, argon, CO₂-N₂, etc...) à pression atmosphérique. Le système de plasma à couplage inductif fonctionne à une fréquence de 64 MHz délivrant une puissance électrique pouvant aller jusqu'à 3 kW. Cette torche est actuellement utilisée pour la simulation et l'analyse des processus radiatifs qui se créent pendant l'entrée hypersonique des vaisseaux spatiaux dans l'atmosphère des planètes comme la Terre, Mars, Vénus ou Titan (satellite de Saturne).

Le schéma synoptique du dispositif expérimental est reporté sur la figure IV-12. Le plasma, généré à travers un inducteur à sept spires (à base d'inconel (alliage constitué de nickel, de fer et de chrome) de conductivité électrique $\sigma_{ind} = 1 \times 10^6 \text{ S.m}^{-1}$) refroidies par circulation d'eau, est confiné à l'intérieur d'un tube de quartz. Le quartz est le matériau le plus fréquemment utilisé car c'est un bon diélectrique jouant le rôle d'isolant entre les spires de l'inducteur et le plasma et il présente une bonne transparence aux UV au-dessus de 200 nm, de plus, à cause de son insensibilité aux chocs thermiques.

La torche ICP fonctionne également avec un plasma d'argon pur car certaines atmosphères des planètes contiennent de petites traces d'argon. Dans cette simulation le gaz plasmagène est injecté avec un débit qui peut varier de 5 à 30 l min⁻¹.

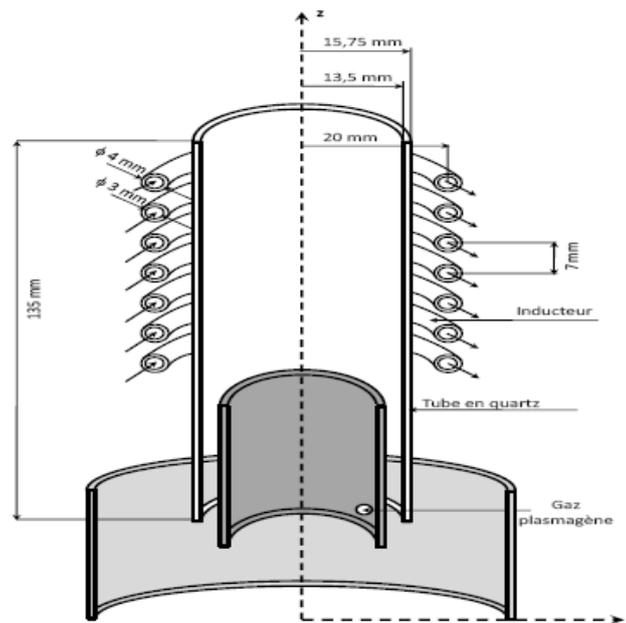


Figure IV-12 : Coupe de la torche ICP munie d'un inducteur à 7 spires [15, 16].

IV-3-1 Description du modèle

L'objectif de la modélisation d'une torche à plasma inductif avec COMSOL multiphysiques est de décrire le système gaz/plasma présent dans un tube de quartz en termes de densités, de vitesses et d'énergies en couplant trois modules [17-21] :

- le module plasma inductif (*icp*), qui traitera les équations de transport des électrons et des ions du plasma par l'approximation diffusion dérive, ainsi que l'équation de l'énergie moyenne des électrons, couplée aux équations de Maxwell;
- le module de flux laminaire (*spf*), qui traitera les équations hydrodynamiques (les équations de Navier-Stokes) du système gaz/plasma, en régime d'écoulement;
- le module de transfert de chaleur dans les fluides (*ht*), qui résout l'équation du bilan énergétique des neutres.

Chaque module nécessite des paramètres d'entrée venant et intervenant dans les autres modules : les paramètres plasmas (n_e et T_e), la vitesse ou le débit du gaz et la température du gaz.

Afin de réduire la difficulté de la modélisation, nous prendrons en considération les points suivants [18-21]:

- Le plasma est supposé optiquement mince, c'est-à-dire qu'il n'absorbe ni réfléchit aucune longueur d'onde ;
- En raison de l'axisymétrie du système (figure IV-12), nous ne prendrons en compte que la moitié d'un plan de symétrie de la torche contenant cet axe ($r=0, z$) ;
- La dissipation visqueuse est négligeable dans l'équation de l'énergie,
- Le champ d'écoulement est régulier, stationnaire et laminaire.
- Nous ne considérons que les électrons (e) et les ions argon (Ar^+) comme espèces chargées dans le plasma.
- Si nous considérons un modèle à deux températures (2T), où la température des électrons T_e et la température des particules lourdes (atomes et ions) T_g sont différentes, nous avons donc deux équations de bilan d'énergie ; une pour les électrons et l'autre pour les particules lourdes.

Une géométrie 2D axisymétrique de la torche à plasma, représentée sur la figure IV-13(a), comprend quatre régions précisément. Il s'agit :

- du plasma ;
- du quartz (les diélectriques) ;
- de la bobine (sept inducteurs) ;
- de l'entrée du gaz plasmagène (l'argon) ;
- d'une région d'air (extérieur du tube).

Le maillage à l'intérieur et autour du plasma est donné sur la figure IV-13(b) et comprend 9979 éléments non uniformes. Le critère de convergence reste identique à celui du modèle présenté précédemment.

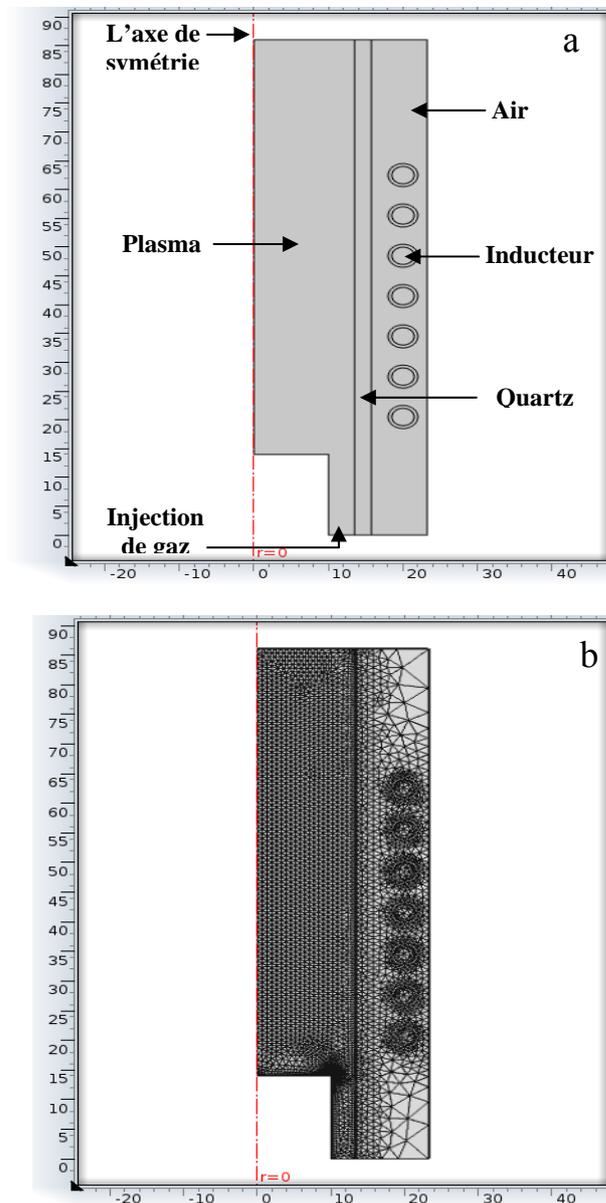


Figure IV-13 : (a) Domaine de calcul 2D axisymétrique adopté pour modéliser la torche, (b) Maillage triangulaire utilisé.

Les équations physiques gouvernant le modèle de la torche sont résumées dans ce qui suit:

- **Équations du plasma inductif**

Cette partie s'intéresse au transport des espèces chargées (électron et ions) et les équations de Maxwell présentées précédemment, en section IV-2-1. Le transport des neutres est traité séparément.

- **Équations de Navier-Stokes**

Les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Dans cette simulation, ces équations s'intéressent au transport des neutres et ne sont résolues que dans la région du plasma. La première équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la masse s'écrit:

$$\nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (\text{IV-12})$$

La deuxième équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui décrit l'évolution du fluide, elle est donnée par :

$$\nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\mu (\nabla u + \nabla u^T) - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot (uI) \right] + F \quad (\text{IV-13})$$

$$\text{Avec} \quad F = \rho g + J \times B \quad (\text{IV-14})$$

Où ρ est la densité massique du gaz.

u et p sont la vitesse et la pression du fluide respectivement, μ (Pa.s) la viscosité dynamique du fluide (dépend de la température et la masse du gaz), T la température, I le tenseur identité et le dernier terme de l'équation (IV-13) F représente les forces de Lorentz, g est la force de gravitation, B est l'induction magnétique et j la densité de courant induit dans le plasma, calculé à partir de la conductivité électrique σ .

- **Équation de l'énergie**

L'équation de conservation de l'énergie des neutres s'écrit comme suit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + P_j + Q \quad (\text{IV-15})$$

$$P_j = \frac{1}{2} \sigma \omega^2 A A^* \quad (\text{IV-16})$$

Où C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) est la chaleur spécifique du gaz à pression constante, k ($\text{W.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) la conductivité thermique du gaz (dépend de μ), P_j la puissance joule et Q_r l'énergie nette rayonnée par unité de temps et de volume. Ces deux derniers termes traduisent le couplage entre thermique et électromagnétisme et entre thermique et rayonnement, respectivement. L'exposant * désigne le conjugué complexe.

La résolution de ces équations est basée sur la méthode des éléments finis méthode utilisée par le logiciel COMSOL multiphysiques. Les conditions aux limites sont présentées comme suit:

- On suppose que les gaz entrent dans le réacteur à torche avec une direction axiale. La vitesse d'entrée est supposée uniforme et fixée par le débit du gaz;
- Sur les parois, nous imposons $V=0$ (correspondant à une condition de "non glissement");
- Le gaz est introduit dans la torche à température ambiante et on a pour les entrées du gaz $T=300\text{K}$. Au niveau des parois du réacteur, la surface est refroidie, T est imposée constante est égale à 300K ;
- La sortie des gaz du réacteur est reliée au milieu ambiant, on a donc pour cette frontière $p = 1 \text{ atm}$, nous imposons une condition de "flux convectif" correspondant à $\vec{n} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = 0$.

IV-3-2 Résultats et discussion

Les résultats de notre simulation sont obtenus pour une torche (figure IV-12) avec un débit d'argon fixé à 10 l/min , une puissance de 3 kW et une fréquence d'induction de 64 MHz .

Toutes ces conditions opératoires sont similaires à celles utilisées pour les expériences [15, 16].

La figure IV-14 représente la distribution des espèces chargées à l'intérieur de la torche; la densité électronique atteint sa valeur maximale (environ $3,52 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) dans le coeur du plasma, et tombe près des parois de la torche (figure IV-14 (a)). L'évolution des ions positifs (Ar^+) au sien du réacteur est illustrée sur la figure IV-14(b).

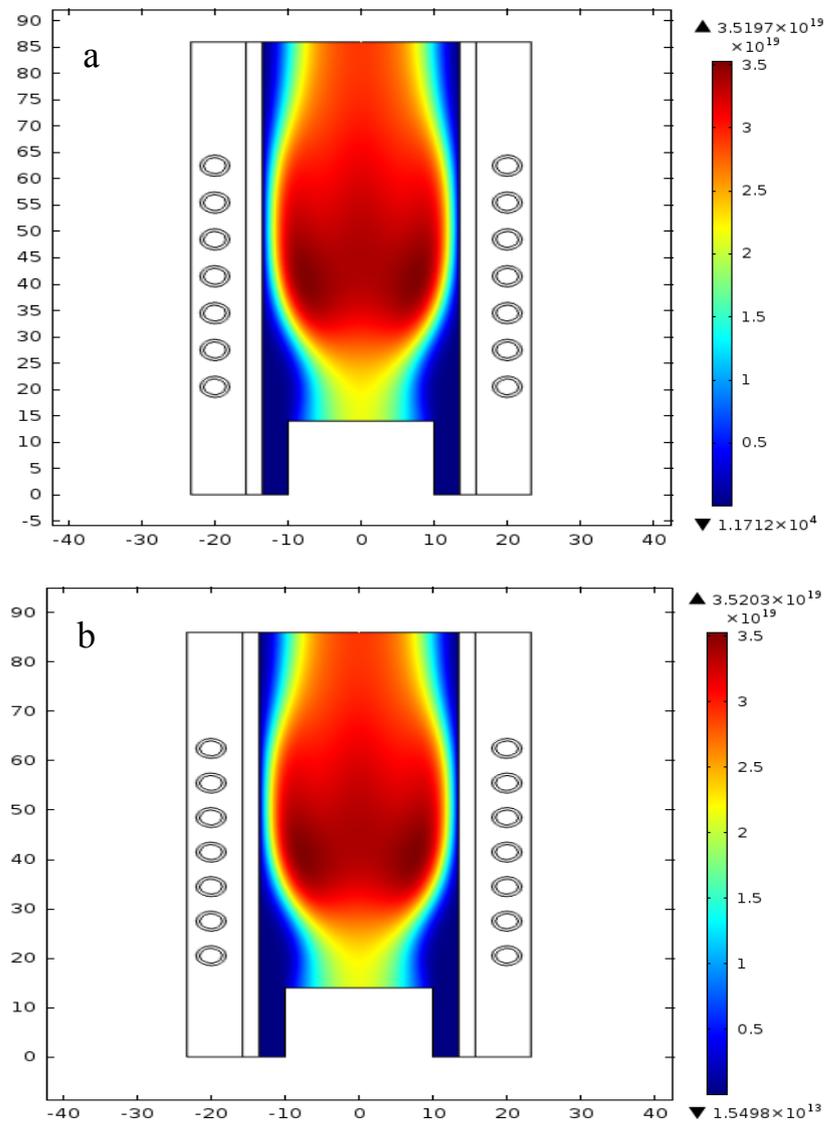


Figure IV-14 : Évolution multidimensionnelle de: (a) la densité électronique; et (b) la densité ionique pour un débit de gaz de $10 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$, une puissance RF de 3 kW et une fréquence de 64 MHz .

Dans la région la plus intense, à l'intérieur de la torche, l'évolution de la densité électronique est similaire à l'évolution de la densité ionique. Loin de cette région, en raison des forts gradients d'électrons, la densité des ions ($1.50 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$) devient supérieure à la densité d'électrons ($1.17 \times 10^4 \text{ m}^{-3}$) et la quasi-neutralité du plasma n'est pas conservée comme c'est représenté sur les figures IV-14(a) et (b).

Ces profils montrent que les densités électronique et ionique croissent de façon continue de la région d'introduction des gaz jusqu'à un maximum à $3,52 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ au milieu des spires d'induction, puis diminuent progressivement lorsqu'on s'éloigne de cette zone vers la sortie de la torche. Ces résultats confirment que la zone d'induction est bien la zone du plasma la plus réactive chimiquement.

La figure IV-15 représente la variation des températures des électrons (T_e) et des espèces lourdes (T_g) dans le plasma et une image de l'expérience de mesure de température dans un réacteur à torche [14].

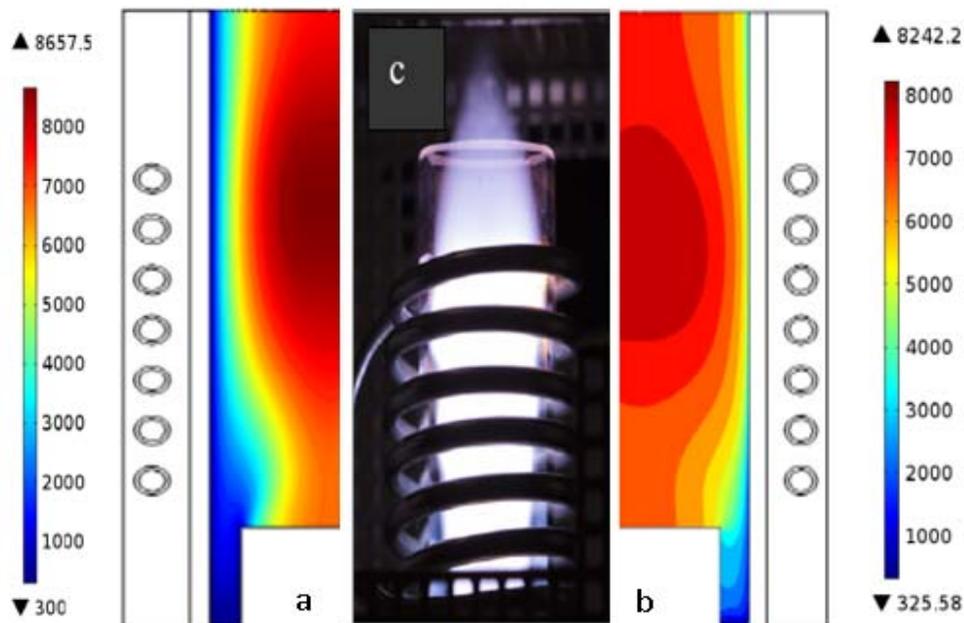


Figure IV-15 : Profil 2D de: (a) la température des espèces lourdes et (b) la température électronique, (c) image de l'expérience de mesure de température sur une torche [16].

Il est évident que la forme de distribution de T_e et T_g suit celles observées pour la densité des particules chargées (électrons et ions). Cette figure montre clairement que les températures d'électron et du gaz sont maximales au niveau des spires d'induction. Celles-ci croissent progressivement à partir de la zone d'injection de gaz pour atteindre un maximum de l'ordre de 8657.5 K. Ceci montre que la zone d'induction est bien la zone de forte densité énergétique.

L'égalité de ces deux températures dans le centre de la torche, la région la plus chaude, confirme l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) pour un plasma fonctionnant à la pression atmosphérique. Néanmoins, loin de l'axe de la torche dans la zone de couplage, cette hypothèse n'est pas correcte, en conséquence, les parois de la torche restent froides.

La validité de l'hypothèse de l'ETL est analysée par le calcul de la différence de température des électrons et des espèces lourdes du plasma. Ce calcul révèle un léger écart par rapport à l'équilibre thermodynamique dans la zone d'induction, et un écart plus important dans la zone d'injection des gaz. La vérification de cette hypothèse va nous permettre d'effectuer une modélisation numérique à une seule température.

La distribution, obtenue par simulation dans la zone centrale de la torche, des températures des deux types de charges est en bon accord avec l'image de la zone plasma expérimentale (figure IV-15(c)).

Les profils des vitesses et du champ électrique sont présentés sur la figure IV-16. La vitesse augmente lorsque le flux quitte la région centrale de la torche (vers le haut ; région où la densité plasma est plus faible et où les collisions sont moins importantes).

L'examen de la figure IV-16 (b) indique que le champ électrique atteint son maximum sur les parois extérieures de la torche entre la troisième et la sixième bobine dans le sens axial et il est nul à l'intérieur de la torche. L'évolution du champ électrique le long de la direction axiale de la torche montre que la majorité de la puissance transférée au plasma à partir des sources d'excitation est dissipée dans la région de l'inducteur (les bobines).

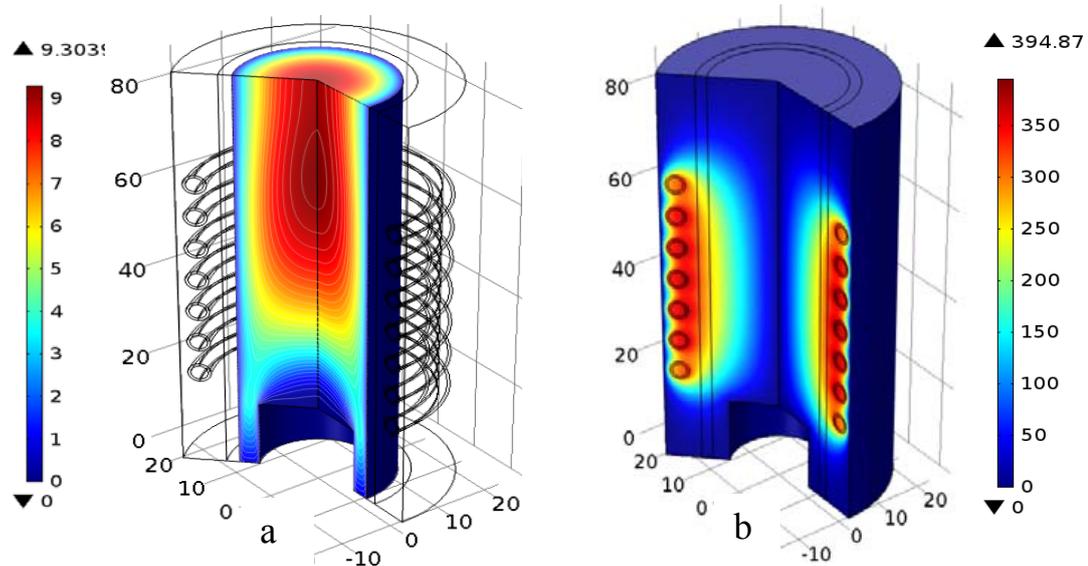


Figure IV-16 : Variation multidimensionnel de: (a) la vitesse et du (b) champ électrique pour un gaz d'argon à un débit de 10 l./min.

IV-4 Conclusion

Nous avons dédié ce chapitre à la modélisation des décharges plasmas inductives. Dans sa première partie, nous avons considéré une décharge inductive d'un plasma d'argon pur dans un réacteur haute densité fonctionnant à basse pression. Nous avons comparé les résultats de notre simulation fluide 2D à d'autres résultats obtenues dans un réacteur de géométrie plane et pour les mêmes conditions opératoires. La densité électronique au cœur de plasma, et la température électronique ont été analysées pour différentes conditions de puissance RF et de pression de gaz.

Dans la deuxième partie, un modèle hydrodynamique 2D axisymétrique est utilisé pour simuler le champ électromagnétique, l'écoulement du fluide et le transfert de la chaleur dans une torche à plasma à couplage inductif pour une pression atmosphérique. Les profils multidimensionnels du champ électrique, de la température, de la vitesse et de la densité des particules chargées à l'intérieur de la torche sont présentés. Ces résultats numériques sont obtenus pour une fréquence de 64MHz, une puissance de 3 kW et un débit de gaz d'argon pur fixée à 10 l/min.

Références bibliographiques de chapitre IV

- [1] C. Jia, J. Linhong, W.Kesheng, H. Chuankun and S. Yixiang, « Two-dimensional simulation of inductively coupled plasma based on COMSOL and comparison with experimental data», *Journal of Semiconductors*, Vol. 34, No. 6, pp.7, 2013.
- [2] N. Atsuchi, M. Shigeta, T. Watanabe, « Modeling of non-equilibrium argon–oxygen induction plasmas under atmospheric pressure », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 1073–1082, 2006.
- [3] M. Li, H. Wu, and Y. Chen, « Two-Dimensional Simulation of Inductive Plasma Sources with Self-consistent Power Deposition », *EEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 23, No. 4, pp. 558-562, 1995.
- [4] M. Mao, A. Bogaerts, «Investigating the plasma chemistry for the synthesis of carbon nanotubes/nanofibres in an inductively coupled plasma enhanced CVD system: the effect of different gas mixtures», *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, pp.20, 2010.
- [5] E. Despiau-Pujo, « Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés», thèse de l'école Polytechnique de Paris, 2009.
- [6] D. P. Lymberopoulos, D. J. Economou, « Two- Dimensional Simulation of Polysilicon Etching with Chlorine in a High Density Plasma Reactor», *EEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 23, No. 4, pp. 573-580, 1995.
- [7] G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, J.P. Boeuf, « Model of an inductively coupled negative ion source: I. General model description», *Plasma Sources Sci. Technol.* 20 015001, pp.16, 2011.
- [8] Cheng Jia, Ji Linhong, Zhu Yu, Shi Yixiang , « Fluid model of inductively coupled plasma etcher based on COMSOL », *Journal of Semiconductors*, Vol. 31, No. 3, pp. 6, 2010.

- [9] D. P. Lymberopoulos, D. J. Economou, « Tow-dimensional selfconsistent radio-frequency plasma simulations relevant to the gaseous electronics conference RF reference cell», J Res Natl Inst Stand Technol, Vol. 100, No. 4, pp. 473-494, 1995.
- [10] N. Ikhlef, «Modélisation Numérique D'une Installation Convertisseur-Plasma D'induction En Vue D'une Commande Optimale», thèse de Université de Batna, 2010.
- [11] BOLSIG, Boltzmann Solver for the SIGLO Series 1.0 ~CPA Toulouse Kinema Software, 1996.
- [12] M. Aghaei, H. Lindner, A. Bogaerts, «Optimization of operating parameters for inductively coupled plasma mass spectrometry: A computational study», Spectrochimica Acta B: Atomic Spectroscopy, Vol. 76, pp.56-64, 2012.
- [13] G. Y. Zhao, J. Mostaghimi, M. I. Boulos, « The Induction Plasma Chemical Reactor: Part II. Kinetic Model», Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 10, No. 1, pp. 151-166, 1990.
- [14] F. Bourg, S. Pellerin, D. Morvan, J. Amouroux and J. Chapelle, « Spectroscopic diagnostic of an argon-hydrogen RF inductive thermal plasma torch at atmospheric pressure used for silicon hydrogenation », J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 35, No. 18, 2002.
- [15] D. Vacher, M. Dudeck, P. André, M. Lino de Silva, G. Faure, M. Dubois, A. Hamwi, S. Menecier and Rochette D, «Radiation From An ICP Plasma Torche In The Near-UV To Near-IR Spectral Region For A Titan-Type N₂-CH₄ Mixture», J. Tech. Phys. Vol. 50, No. 3, pp. 213-231, 2009.
- [16] D. Vacher, M. Lino da Silva, P. André, G. Faure and M. Dudeck, « Radiation from an equilibrium CO₂-N₂ plasma in the [250-850nm] spectral region: I. Experiment », Plasma Sources Sci. Technol, Vol.17, No. 3, 2008.
- [17] N. Ikhlef, M. Rachid Mékidèche and O. Leroy, « Modeling of Analysis ICP Torch at Atmospheric Pressure With Applied Voltage», IEEE Transactions on plasma science, Vol. 39, No. 11, pp. 2380-2381, 2011.

- [18] T. Watanabe, M. Shigeta and N. Atsuchi, « Two-temperature chemically-non-equilibrium modeling of argon induction plasmas with diatomic gas», *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49, pp. 4867–4876, 2006.
- [19] J. Hong Park and S. H. Hong, « Optimization Analysis of an Inductively Coupled Plasma Torch for Material Processing by Using Local Thermal Equilibrium Numerical Models», *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 31, No. 5, pp. 753-763, 1997.
- [20] V. Colombo, E. Ghedini, P. Sanibondi, , « A three-dimensional investigation of the effects of excitation frequency and sheath gas mixing in an atmospheric-pressure inductively-coupled plasma system», *Journal of Physics D: Applied Physics* Vol.43, No.10, pp.21, 2010.
- [21] D. Bernardi, V. Colombo, E. Ghedini, and A. Mentrelli, « Three-dimensional modeling of inductively coupled plasma torches», *Pure Appl. Chem.*, Vol. 77, No. 2, pp. 359–372, 2005.

Conclusion générale

Conclusion générale et perspective

Ce travail s'inscrit dans le contexte général des plasmas radiofréquences, rencontrés dans de multiples domaines de recherche tels que l'industrie micro et nanoélectronique pour le dépôt des couches minces ou encore pour la gravure de motifs sur substrats de silicium ainsi que sur les nouveaux matériaux pour la photonique. Cette étude avait pour objectif d'accéder à une meilleure compréhension de la décharge et du plasma.

L'objectif principal de cette thèse consiste à élaborer un modèle numérique qui permet la simulation multidimensionnelle de la répartition des différentes particules chargées (électrons et ions positifs) et espèces neutres (métastables), du potentiel et du champ électriques, de la température électronique ainsi que du taux de réaction au sien d'un réacteur plasma, pour une décharge radiofréquence et pour un gaz monoatomique électropositif dans le cas de couplages capacitif et inductif.

Pour cela, et après application de certaines hypothèses simplificatrices et conditions initiales et aux limites, nous avons développé un modèle de simulation de type fluide auto-cohérent, pour décrire le comportement des différents paramètres du plasma. Le modèle élaboré est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces trois moments, qui sont les équations de continuité de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie d'électrons sont couplés à l'équation de Poisson et aux équations de Maxwell, dans le cas de la décharge ICP, pour former un système d'équations non linéaires et fortement couplées. Nous avons donc procédé à sa résolution en utilisant un logiciel commercial Comsol Multiphysique qui est basé sur la méthode des éléments finis.

Les modèles fluides 1D et 2D élaborés nous ont permis de simuler la composition d'un plasma électropositif produit dans deux réacteurs différents : (i) le réacteur capacitif (CCP) et (ii) le réacteur inductif (ICP). Ce type de simulation est une contribution à la compréhension des réacteurs RF utilisés pour la pulvérisation, le dépôt et la gravure en fonction des divers paramètres opératoires comme la géométrie, la pression, la fréquence, la tension appliqués, etc.

La première simulation effectuée dans ce travail, décrite dans le troisième chapitre de ce manuscrit a permis de mettre en évidence les principaux phénomènes intervenant dans une

décharge à couplage capacitif simple (SF) et double fréquences (DF). Ces deux types de décharge capacitive ont été étudiés pour un plasma d'hélium pur avec une pression de gaz de 1Torr.

Nous avons tout d'abord appliqué le modèle à la simulation unidimensionnelle d'un réacteur capacitif excité par une seule fréquence pour sa simplicité puis nous avons traité le cas d'un réacteur capacitif excité par deux fréquences avec une configuration géométrique unidimensionnelle. Ce dernier permet d'obtenir un contrôle indépendant entre l'énergie et le flux ionique. Ces deux paramètres étant très importants notamment dans les procédés de gravure des matériaux.

Les résultats sont donnés, aussi bien pour une décharge à couplage capacitif simple fréquence que double fréquence, en termes d'évolution spatio-temporelle des espèces créées dans la décharge (électrons, ions, métastables), de la température électronique et également du potentiel et du champ électriques dans les gaines et la région plasma.

L'effet de certains paramètres opératoire comme la pression du gaz, la fréquence d'excitation, la tension appliquée sur le comportement des espèces plasma et sur l'évolution des gaines a été aussi simulé. Par exemple, dans le cas d'une décharge (SF) nous avons observé que la densité plasma augmente avec la pression à cause de la croissance de la fréquence de collision et que l'énergie cinétique des ions est inversement proportionnelle à la pression à cause de l'inertie des ions qui est plus importante lorsque la pression augmente.

Dans le cas d'une décharge (DF), nous avons constaté que l'augmentation de la haute fréquence conduit à une augmentation de la densité et du potentiel ainsi que de la température électronique (T_e). De même, cette modélisation a montré un accroissement de la tension de la gaine et l'énergie cinétique des ions avec l'augmentation de la tension à basse fréquence.

La dernière simulation dans cette étude, présentée dans le quatrième chapitre, a ensuite été consacrée à un modèle fluide explicité dans le chapitre III est utilisé pour la conception d'un modèle multiphysiques pour la compréhension du comportement d'une décharge à couplage inductif générée à basse pression dans un réacteur inductif haute densité et une décharge inductive à pression atmosphérique au sein d'un réacteur à torche. Ces décharges ont été considérées dans le cas d'un plasma d'argon pur et pour une géométrie cylindrique et axisymétrique.

Ces deux types de réacteurs sont parmi les plus implantés dans le milieu industriel. Leur intérêt majeur est l'absence d'électrode interne, source de contamination dans de nombreux autres types de plasmas.

Le réacteur à torche, considéré dans notre étude est similaire au réacteur standard, disponible dans le laboratoire d'Arc Electrique et Plasmas thermiques (LAEPT) à Clermont-Ferrand en France.

Les résultats de la simulation d'une décharge inductive basse pression sont donnés en termes de distribution 2D de différentes particules chargées (électrons, ions), de température électronique, de potentiel électrique ainsi que de la puissance dissipée.

Nous avons exploité cette simulation pour étudier l'effet de certains paramètres, tel que la puissance RF et la pression du gaz sur les grandeurs caractéristiques du plasma telles que la densité et la température électronique et les espèces excitées. Les résultats obtenus dans cette partie nous ont montré clairement les points suivants :

- l'augmentation de la pression mène à une augmentation de la densité plasma et une diminution des espèces excitées dans le milieu de la décharge.
- l'accroissement de la puissance RF conduit à une élévation des différentes particules plasma.
- la température électronique décroît légèrement avec l'accroissement de la pression et la puissance RF.

Les résultats de la modélisation d'une torche sont obtenus en termes d'évolution 2D de densités et de températures des différentes particules chargées (électrons, ions), de vitesse et du champ électrique. Ces résultats concordent parfaitement avec les résultats des différents travaux trouvés dans la littérature.

Les travaux réalisés ouvrent la voie à de nombreuses perspectives dont quelques unes sont données ci-après.

- Traiter numériquement un modèle radiofréquence pour un gaz moléculaire.

- Montrer les profils de concentration des toutes les espèces présentes dans le plasma (espèces chargés et neutres).

- Étudié l'évolution de la fonction de distribution en énergie des électrons et des ions dans un plasma RF.

Publications Internationales

- 1- **Hanene Bahouh**, Saida Rebiai, David Rochette, Damien Vacher and Michel Dudeck, «*Modelling of an inductively coupled plasma torch with argon at atmospheric pressure*», Phys. Scr. T161, 014008, (4pp), 2014.
Site web: <http://iopscience.iop.org>

- 2- S. Rebiai, **H. Bahouh** and S. Sahli, «*2-D Simulation of Dual Frequency Capacitively Coupled Helium Plasma, using COMSOL Multiphysics*», IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 20, No. 5, pp. 1616- 1624, 2013.
Site web: <http://ieeexplore.ieee.org>

- 3- **BAHOUH Hanene**, REBIAÏ Saida, BOUANAKA Fouzi and SAHLI Salah «*Devlopement on a One Dimensional Fluid Model, Application to Elecopositive and Electronegative Gases in DC Discharges* », Moroccan Journal on Condensed Matter, Vol.12, No. 3, pp. 267-270, Décembre 2011.
Site web: <http://www.fsr.ac.ma/MJCM/>

- 4- **BAHOUH Hanene**, REBIAÏ Saida, BOUANAKA Fouzi and SAHLI Salah «*Fluid Model Simulation on Glow Discharges*», Advanced Materials Research, Vol.227, pp.116-120, 2011.
Site web: www.scientific.net/AMR.227.116

Communications

a-Internationales

- 1- S. Rebiaï, **H. Bahouh**, «*Effects of dual-frequency source on capacitively coupled Helium plasma, using COMSOL Multiphysics*», 8^{ème} Conférence de la Société Française d'Electrostatique, Cherbourg-Octeville, France. pp., 3-5 juillet 2012.

2- **Hanene Bahouh**, Saida Rebiai, David Rochette, Damien Vacher and Michel Dudeck, «*Modelling of an inductively coupled plasma torch with argon at atmospheric pressure*», international conference on Research and Application of plasma, Warsaw, Poland, 2-6 Septembre, 2013.

Site web: <http://plasma2013.ipplm.pl>

b-Nationales

1- **H. Bahouh**, S. Rebiai, A. Berkane, «*Self-consistent capacitively coupled RF glow discharge simulation of Helium plasma*» Séminaire International sur la Physique des Plasmas SIPP'2013, UKM Ouargla, Algérie, pp. 108-113, 11 - 14 Mars, 2013.

2- **H. Bahouh**, S. Rebiai, F. Bouanaka, S. Sahli, «*Fluid model simulation of DC glow discharges*», The Second International Conference on Laser and Plasma Applications in Materials Science (LAPAMS'10), Algiers, Algeria, 27-30 November, 2010.

Site web: <http://www.lapams.org/>

ملخص

خصصت هذه المذكرة لدراسة عددية وتحليلية بغرض تطوير النموذج الرقمي المقترح، الذي يسمح بدراسة متعددة الأبعاد لتوزيع مختلف الجسيمات المشحونة ، الجهد والحقل الكهربائي، درجة حرارة الإلكترون ومعدل التفاعل داخل مفاعل الترددات الراديوية لإنتاج البلازما الكهربائية في مفاعل بالسعة ومفاعل الحث، على التوالي. لهذا، وبعد تطبيق بعض الافتراضات و الشروط الأولية و في الحدود، قمنا بتطوير النموذج من نوع مائع لوصف سلوك مختلف معايير البلازما. تستند المدونة المقترحة على حل معادلة الاستمرارية و معادلة الطاقة المرتبطة بمعادلتى Poisson و Maxwell. استعملنا COMSOL لحل المعادلات التفاضلية الجزئية التي تحكم سلوك التفريغ الذي يستند على طريقة العناصر المنتهية. لتأكيد صحة و فعالية هذا النموذج، قمنا بدراسة تأثير الضغط، التردد، والقوة على خصائص البلازما.

كلمات مفتاحية — نموذج مائع، بلازما، جسيمات مشحونة، ترددات راديوية.

ABSTRACT

The aim of the present work is to develop a numerical model which permits a multidimensional simulation of the distribution of the different charged particles and neutral species, potential and electric field, electronic temperature and reaction rates in radiofrequency discharges, for electropositive plasma produced in a capacitively coupled reactor (CCP) and in an inductively coupled reactor (ICP), respectively. For this, and after applying some simplifying assumptions and boundary and initial conditions, we developed a fluid self - consistent model to describe the behaviour of various plasma parameters. The model developed is based on the resolution of the first three moments of the Boltzmann equation. These three moments, which are the continuity equation, the transfer of momentum equation and electron mean energy's equation, are coupled to the Poisson equation and the Maxwell equations to form a non-linear and strongly coupled system of equations. We therefore process for its resolution using Comsol Multiphysics commercial software which is based on the finite element method. The analysis of the influence of operating parameters such as pressure and RF frequency and power on the plasma characteristics is also considered in this study.

Keywords— *Radiofrequency plasma, capacitive discharge (CCP), inductive discharge (ICP), monatomic plasma, Fluid model, COMSOL, charge density, electron temperature.*

RÉSUMÉ

Le présent travail consiste à élaborer un modèle numérique qui permet la simulation uni et multidimensionnelle de la répartition des différentes particules chargées et espèces neutres, du potentiel et du champ électriques, de la température électronique ainsi que des taux de réaction au sien d'une décharge radiofréquence, pour un plasma électropositif produit dans un réacteur à couplage capacitif (CCP) et un réacteur à couplage inductif (ICP), respectivement. Pour cela, et après application de certaines hypothèses simplificatrices et conditions initiales et aux limites, nous avons développé un modèle de simulation de type fluide auto - cohérent, pour décrire le comportement des différents paramètres plasma. Le modèle élaboré est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces trois moments, qui sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie d'électrons sont couplés à l'équation de Poisson et aux équations de Maxwell pour former un système d'équations non linéaires et fortement couplées. Nous avons donc procédé à sa résolution en utilisant le logiciel commercial Comsol Multiphysiques qui est basé sur la méthode des éléments finis. L'analyse de l'influence des paramètres opératoires tels que la pression, la fréquence et la puissance RF sur les caractéristiques du plasma est aussi considérée dans cette étude

Mots clés — *Décharge Plasma RF, décharge capacitive (CCP), décharge inductive (ICP), Plasma monoatomique, Modèle fluide, COMSOL, densité de charge, température électronique.*