

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE  
LA RECHERCHE *SCIENTIFIQUE*

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ORAN

MOHAMED BOUDIAF

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

PROJET DE MEMOIRE

Présenté

En vue de l'obtention du diplôme de

**MAGISTER**

Spécialité : Electrotechnique

Option : Ingénierie des plasmas et des décharges

Présenté par :

**HEBIB ABDERRAHMANE**

Sur le thème

**MODELISATION DE LA STRUCTURE AXIALE DE LA  
DECHARGE LUMINESCENTE A LA PRESSION  
ATMOSPHERIQUE**

Soutenue le : 13 /11/2012,

devant le jury composé de :

Mr A.SETTAOUTI  
Mr A.W.BELARBI  
Mr A.HAMID  
Mr M.MESSAAD

PROFESSEUR, USTO-MB  
PROFESSEUR, USTO-MB  
PROFESSEUR, USTO-MB  
M C -A-, USTO-MB

PRESIDENT  
RAPPORTEUR  
EXAMINATEUR  
EXAMINATEUR

---

---

*Année universitaire 2011/2012*

## RESUME

---

L'objectif primordial que nous avons ciblé dans ce mémoire consiste à modéliser en 1D une décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques (DBD) à la pression atmosphérique dans un gaz électropositif (Hélium), dans l'espace gazeux avec une configuration géométrique plane parallèle isolées par un diélectrique sous une tension alternative.

Pour cela, et après application de certaines hypothèses simplificatrices, nous avons développé un modèle de simulation de type fluide auto-cohérent, en langage FORTRAN, pour décrire la distribution spatiotemporelle des différentes particules (électrons, ions et des métastables), du champ électrique, du potentiel et des densités électronique, ionique et des métastables dans l'espace gazeux. Les paramètres de transport (vitesse de dérive, coefficient de diffusion) et les coefficients d'ionisation et d'excitation sont fonction du champ électrique local. Tout en axant sur les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson pour constituer un système d'équations non linéaires qui ne peut être résolu analytiquement. Nous avons donc procédé à sa résolution en utilisant la méthode de différences finies avec un schéma implicite. Comme la DLBD dépend de la paroi diélectrique donc sa présence a été également prise en compte dans le modèle numérique.

Les résultats obtenus dans cette étude à la pression atmosphérique confirment l'existence du régime luminescent similaire à celui obtenu à basse pression. L'évolution spatiotemporelle des grandeurs (potentiel du gaz, champ électrique et des densités des différentes particules), nous a aidée de mieux comprendre les comportements des phénomènes physiques responsables au fonctionnement de la décharge.

L'effet de certains paramètres tels que (tension appliquée, fréquence d'excitation, surface des électrodes, coefficient d'émission secondaire, et taux d'impureté) ont été aussi simulés afin d'identifier les conditions favorables à l'aboutissement du régime luminescent de la décharge.

---

### Mots clés

DLBD : Décharge Luminescente à Barrières Diélectriques, Modèle fluide, Équation de Boltzmann, Équation de Poisson, Équation de continuité, Approximation du champ local.

## ملخص :

الهدف المنشود من هذا العمل المنجز يهتم ه بنموذجه البنية ذات البعد الواحد للتفريغ الكهربائي المتوهج و المراقب بواسطة عازلين كهربائيين تحت الضغط الجوي في وسط غاز الهليوم مع تمثيل هندسي للأقطاب مستوية ومتوازية تحت توتر متناوب.

و بعد تطبيق بعض الفرضيات التبسيطية لقد تم تطوير نموذج رقمي من النوع السائل الذاتي عن طريق برنامج FORTRAN، و لتمثيل توزيع الزمن الفضائي لمختلف الجزيئات، الحقل الكهربائي، فرق الكمون و الكثافات (الإلكترونات، الأيونات و الجزيئات المحرصة) و هذا بالاعتماد على المعادلتين الأوليتين لبولتزمان المقرونة بمعادلة بواسون من أجل تشكيل جملة معادلات غير خطية التي لا يمكن حلها من الناحية التحليلية، و لهذا تم حل هذه الأخيرة بالاعتماد على طريقة الفرق المنتهي مع مخطط ضمني مع الأخذ بعين الاعتبار طبيعة العازل الكهربائي في النموذج الرقمي.

النتائج المتحصل عليها من خلال هذه الدراسة تحت الضغط الجوي تؤكد وجود نظام متوهج مماثل للنظام المتحصل عليه تحت ضغط منخفض.

التطور الزمني الفضائي لهذه المقاييس (الإلكترونات، الأيونات و الجزيئات المحرصة)، ساعدنا بشكل أفضل على فهم سلوك الظواهر الفيزيائية المسؤولة عن تشغيل التفريغ الكهربائي.

تأثير بعض المعايير معينة (التوتر المطبق، التردد، مساحة الأقطاب، معامل الانبعاث الثانوي) قد أخذت بعين الاعتبار من أجل التعرف على الشروط المناسبة للحصول على النظام المتوهج للتفريغ الكهربائي.

### الكلمات المفاتيح

التفريغ الكهربائي المتوهج، عازل كهربائي، الحقل الكهربائي، معادلة بواسون

## **REMERCIEMENTS**

Je remercie tout d'abord, **DIEU** le tout puissant qui m'a éclairé le Bon chemin.

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse Monsieur **A.W.BELARBI**, Professeur à l'USTO, Mohamed Boudiaf. Je lui exprime également toute ma gratitude, pour m'avoir proposé ce sujet, mais en particulier pour m'avoir encadrée et guidée, pour son soutien et ses multiples coups de main, sa disponibilité toujours dans les tous moments et fin ses précieux conseils.

Je remercie également et profondément Monsieur **A.SETTAOUTI** (Professeur à USTO-MB) qui m'a fait l'honneur et d'avoir accepter de présider mon jury de soutenance. Je remercie pareillement Monsieur **A.HAMID** (Professeur à USTO-MB) d'avoir accepté d'être membre de jury et d'examiner mon travail et sa me fait plaisir.

Je tiens aussi à exprimer ma profonde gratitude et remercier également à l'instar des autres membres Monsieur **M.MESSAAD** (Maître de conférences à USTO-MB), d'avoir accepté de siéger à mon jury de soutenance.

Sans n'oublier mes frères et camarades qui m'ont soutenu notamment moralement dans les moments cruciales, pour leurs orientations, leurs encouragements et leurs aides, je tiens aussi à remercier dans ce contexte en particulier Messieurs: Lieutenant Colonel **A. ZAOUI** (ENITA), **A. BENREKIA** (Université de MEDEA), **AEK BOUZIANE & W. TEBIB** (Université M'HAMED BOUGARA BOUMERDESS), **K.YANALLAH** (Université IBN KHALDOU-TIARET), **A. SARIDJ** (USTO-MB).

Toutes mes profondes reconnaissances à mes amis d'option de plasma à l'instar de: **R. ARARIA, H. BALI, AEK. BELHACHEMI, A. DRIS, C.BENDAOU, S.FEDENE, F.YACOUBI, M. BENMOUHOU, F. MESSOUM** et l'ensemble de personnels de la DEM de Tiaret.

Un vif remerciement et une précieuse gratitude unique et spéciale doit être attribuée à mes chers parents (ALLAL&FATMA) pour leurs sacrifice, patience et affection qui n'ont jamais hésité de m'apporter et Que Dieu leur donne longue vie et bonheur et guérira mon père le plus tôt possible, mes sœurs, mes frères (**Habib, Mohamed et Rachid**) sans oublier mes deux femmes (**H.C & H.M**) qui ont toujours me soutenu, m'encouragé, favorisé l'environnement de travail et prie du dieu de m'aider je leurs dis merci infiniment, aux membres de toute ma grande famille (HEBIB), mes voisins et tous mes frères dans l'islam.

HEBIB Abderrahmane

## SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE :</b>	1
<b>CHAPITRE I: GENERALITES SUR LES DECHARGES CONTROLEES PAR BARRIERES DIELECTRIQUES :</b>	
I-1- INTRODUCTION :	3
I-2- GENERALITES SUR LES PLASMAS :	3
I-3 PRINCIPES FONDAMENTAUX DES DBD :	4
I-4- CRITERES DE RUPTURE D'UN GAZ:	4
I-5 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION :	5
I-5.1 ZONE DE NON AUTONOMIE (AB)	6
I-5.2 DECHARGES DE TOWNSEND (BC):	7
I-5.3 DECHARGE LUMINESCENTE (CDEF) :	8
I-5.4 ARC ELECTRIQUE (FH) :	8
I-6 STRUCTURE DE LA DECHARGE LUMINESCENTE :	8
I-6-1 REGION CATHODIQUE ET LUEUR NEGATIVE (1) :	10
I-6-2 ESPACE SOMBRE DE FARADAY (2) :	10
I-6-3 COLONNE POSITIVE (3) :	11
I-6-4 REGION ANODIQUE (4) :	11
I-7 REGIMES LUMINESCENTS :	11
I-8. DECHARGES CONTROLEES PAR BARRIERE DIELECTRIQUE(DBD) A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :	12
I-8-1 DEFINITION ET CARACTERISTIQUES D'UNE DBD :	13
I-8-2 DIFFERENTS TYPES DE DBD A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :	15
I-8-2-1 TYPE DECHARGE FILAMENTAIRE :	15
I-8-2-1-1 DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES D'UNE DECHARGE FILAMENTAIRE :	16
I-8-2-1-2 FORMATION D'UN STREAMER :	17
I-8-2-2 TYPE DECHARGE LUMINESCENTE :	18
I-8-2-2-1 DESCRIPTION D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE CONTROLEE PAR BARRIERE DIELECTRIQUE (DLBD)	19
I-8-2-2-2. PRINCIPE D'ETABLISSEMENT D'UNE DLBD (CAS DE L'HELIUM) :	20
I-8-2-2-3 CONFIGURATIONS ET PARAMETRES FAVORISANT L'OBTENTION D'UNE DLBD :	22
I-9 APPLICATIONS DES DBD :	24
I-9-1 DEPOLLUTION :	24
I-9-2 SOURCES DE LUMIERE :	25
I-9-3 TRAITEMENTS DE SURFACE :	25
I-9-3 -1 MODIFICATIONS DE SURFACES:	25
I-9-3-2 GRAVURE:	27
I-9-3 -3 STERILISATION:	27
I-9-3-4 DEPOT DE COUCHE MINCE:	28
<b>CHAPITRE II : MODELE PHYSIQUE DE LA DECHARGE</b>	
II.1. INTRODUCTION	30
II.2. APPROCHE MICROSCOPIQUE	30
II.3. APPROCHE MACROSCOPIQUE " MODELES FLUIDES"	31

II-4 PRESENTATION DU MODELE PHYSIQUE (MATHEMATIQUE) :	31
II-4-1 EQUATION DE BOLTZMANN ET SES MOMENTS :	31
II-4-2 EQUATION DE CONTINUITE	33
II-4-3 EQUATION DE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT :	34
II-4-4 FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATION DES MOMENTS:	36
II -4-5 EQUATION DE POISSON:	36
II-5. APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL :	37
II.6 : MODELE MONODIMENSIONNEL DE LA DECHARGE ENTRE PAROIS DIELECTRIQUES A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :	37
II.6.1 : GEOMETRIE DE LA CELLULE DE DECHARGE MODELISEE :	37
II.6.2 : EQUATIONS UTILISEES :	38
II.6.2.1 : TRANSPORT DES PARTICULES :	39
II.6.2.1.1 : TRANSPORT DES PARTICULES CHARGEES :	39
II.6.2.1.1.1 : EQUATION DE CONVECTION DIFFUSION DES ELECTRONS :	39
II.6.2.1.1.2 : EQUATION DE CONVECTION DIFFUSION DES IONS :	39
II.6.2.1.1.3 : EQUATION DE POISSON :	40
II.6.2.1.1.4 : EQUATION DE TRANSPORT DES PARTICULES EXCITEES :	40
II.6.3 : CONDITIONS AUX LIMITES :	41
II.6.3.1 : FLUX DE PARTICULES SUR LES PAROIS :	41
II.6.3.2 : EMISSION SECONDAIRE :	42
II.6.3.3 : EQUATION DE LA CHARGE DE SURFACE :	42
II.6.3.4: CONDITIONS AUX LIMITES POUR L'EQUATION DE POISSON :	43
II.6.4 : CALCULS DES GRANDEURS ELECTRIQUES :	43
II.6.5 : EQUATIONS DU MODELE ET TAUX DES REACTIONS PRISES EN COMPTE :	45
<b>CHAPITRE III : DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D.</b>	
III-1 FORMALISME MATHEMATIQUE DE LA METHODE :	49
III-2 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D :	50
III-3 METHODE NUMERIQUE DES DIFFERENCES FINIES« IMPLICITES »	50
III-3-1 SCHEMA NUMERIQUE DES DIFFERENCES FINIES AVEC FLUX EXPONENTIEL :	52
III-3-1-1 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE CONTINUITE POUR LES ELECTRONS ET LES IONS :	52
III-3-1-2 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE TRANSPORT POUR LES METASTABLES :	56
III-3-1-3 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE LA CHARGE DE SURFACE :	57
III-3-1-4 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE POISSON :	57
III-4 DONNEES DE SIMULATION :	59

III-4-1 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES EFFECTIVEMENT UTILISEES :	59
III-4-1-1 CONDITIONS INITIALES :	59
III-4-1-2 CONDITIONS AUX LIMITES :	59
III-5 ORGANIGRAMME SYNOPTIQUE DE LA DECHARGE LUMINESCENTE EN 1D :	61
II-6 CONCLUSION :	62
<b>CHAPITRE IV : RESULTATS DE SIMULATION ET INTERPRETATIONS</b>	
IV-1 INTRODUCTION :	63
IV-2 GAZ ATOMIQUE :	63
IV-3 CHOIX DE LA NATURE DU MATERIAU EN CONTACT AVEC LA DECHARGE :	64
IV-4 RESULTATS DE SIMULATION :	65
IV-4-1 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA DECHARGE POUR L'HELIUM PUR:	65
IV-4-1-1 COURANTS CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE :	65
IV-4-1-2 COURANT DE DECHARGE ET LA TENSION DU GAZ:	67
IV-4-1-3 TENSIONS CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE:	68
IV-4-2 CARACTERISTIQUES SPATIO-TEMPORELLES DE LA DECHARGE:	69
<b>1) IV-4-2-1 PLASMA SANS EXCITATION:</b>	69
IV-4-2-1-1 POTENTIEL DU GAZ, CHAMP ELECTRIQUE ET LES DENSITES:	69
IV-4-2-2 PLASMA AVEC EXCITATION:	71
IV-4-2-2-1 POTENTIEL DU GAZ ET CHAMP ELECTRIQUE:	71
IV-4-2-2-2 LES DENSITES DES ESPECES CHARGEES (ELECTRONS ET IONS):	73
IV-4-2-2-3 CHAMP ELECTRIQUE ET LES DENSITES DES ESPECES CHARGEES (ELECTRONS ET IONS) :	75
IV-4-2-2-4 LA DENSITE DES METASTABLES (PARTICULES EXCITEES He*):	76
IV-4-2-2-5 DENSITES DE COURANTS:	76
IV-4-3 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE:	78
IV-4-3-1 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DU POTENTIEL ELECTRIQUE DU GAZ:	78
IV-4-3-2 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DU CHAMP ELECTRIQUE:	78
IV-4-3-3 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DES DENSITES:	79
IV-4-3-4 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DES DENSITES DE COURANTS:	81
IV-5 CONCLUSION:	82
<b>CHAPITRE V: INFLUENCE DES DIFFERENTES GRANDEURS SUR LA DECHARGE</b>	
<b>V-1 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE :</b>	83
V-1-1 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LE POTENTIEL DU GAZ :	83

V-1-2 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:	84
V-1-3 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE IONIQUE ET DES METASTABLES:	84
V-1-4 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:	86
<b>V-2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION:</b>	<b>87</b>
V-2-1 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LE POTENTIEL DU GAZ:	
V-2-2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:	88
V-2-3 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE IONIQUE ET DES METASTABLES:	88
V-2-4 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:	90
<b>V-3 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES:</b>	<b>91</b>
V-3-1 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES SUR LE POTENTIEL DU GAZ:	91
V-3-2 INFLUENCE DE LA SURFACE D'ELECTRODE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:	92
V-3-3 INFLUENCE DE LA SURFACE D'ELECTRODE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:	92
V-3-4 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:	94
<b>V-4 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE:</b>	<b>95</b>
V-4-1 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR POTENTIEL DU GAZ :	95
V-4-2 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR CHAMP ELECTRIQUE:	96
V-4-3 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:	96
V-4-4 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTAL:	98
<b>V-5 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE:</b>	<b>99</b>
V-5-1 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LE POTENTIEL DU GAZ:	99
V-5-2 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:	100
V-5-3 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:	100
V-5-4 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTAL:	102
<b>CONCLUSION GENERALE :</b>	<b>104</b>
<b>PERSPECTIVES :</b>	<b>107</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :</b>	<b>108</b>



## INTRODUCTION GENERALE :

Les technologies plasmas froids offrent de très larges possibilités pour transformer tous les types de surfaces. Les plasmas dits «basse pression» sont largement employés pour des applications nécessitant une grande sélectivité, telle que la micro-électronique. Pour atteindre la pression à laquelle ils opèrent, ils nécessitent l'utilisation de systèmes de pompage conséquents. Cette technologie s'avère incompatible pour des traitements industriels «en ligne ». Une solution alternative et moins coûteuse est d'utiliser des plasmas froids établis à la pression atmosphérique. A cette pression, appliquer une différence de potentiel entre deux électrodes métalliques pour établir une décharge électrique conduit au régime d'arc, qui est localisé et entraîne une élévation de température. Pour l'éviter, un diélectrique est placé dans le passage du courant entre les électrodes métalliques. Ces décharges sont appelées des «Décharges contrôlées par Barrière Diélectrique» (DBD) et nécessitent l'utilisation d'une tension d'alimentation alternative. Deux régimes de DBD existent (filamentaire & luminescent).

Les décharges à barrière diélectriques utilisées actuellement sont essentiellement de type corona, un autre régime de décharge à barrière diélectrique a été mis en évidence et pourrait être employé comme un substitut aux décharges filamenteuses coronas traditionnelles. La particularité de ce régime est d'être basée sur un claquage de Townsend. La décharge obtenue présente l'avantage d'être homogène et de recouvrir toute la surface des électrodes. Dans le gaz d'hélium à la pression atmosphérique, cette décharge présente une structure luminescente, c'est pourquoi nous l'appellerons "décharge luminescente à la pression atmosphérique" (D.L.P.A.).

Dans ce contexte, une équipe de chercheurs japonais, a en 1987 publié des résultats concernant un régime apparemment luminescent établi à la pression atmosphérique. Pour éviter une évolution rapide de la décharge en arc électrique, cette équipe a utilisé la configuration des décharges contrôlées par barrières électrique (DBD). De ce fait au moins l'une des deux électrodes planes utilisée a été recouverte d'un revêtement isolant pour jouer le rôle de limiteur de courant. Des conditions sur le gaz utilisé et de la fréquence d'excitation de la décharge ont également été indispensables à l'obtention d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique (DLPA) : en outre de sa gamme pratique de fonctionnement, la décharge luminescente caractérisée par son homogénéité, sa périodicité de son courant et relativement facile à produire dans de bonnes conditions de stabilité et de reproductibilité.

Il a été démontré que de telles décharges pouvaient être obtenues dans des gaz comme l'hélium et l'azote. Ainsi, il est difficile de parler d'une DLBD sans mentionner le gaz.

En raison de la disponibilité actuelle des moyens puissants et performants de calculs numériques, la simulation numérique des modèles physiques est considérée comme complément indispensable à l'étude expérimentale et a pris la part importante dans l'étude des plasmas. Ainsi elle permet d'approcher du problème posé par une étude paramétrique et qui donne la possibilité de faire varier les données pour comprendre les phénomènes physiques dans des nouvelles conditions, et de trouver des conditions optimales de fonctionnement d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques à pression atmosphérique.

Le premier objectif de ce travail est donc consiste à améliorer le modèle numérique monodimensionnel dont le but est d'examiner (analyser) les caractéristiques de la DLPA, de comprendre les mécanismes physiques fondamentaux qui la régissent et ainsi donc son fonctionnement pour les différentes variations de ses paramètres (amplitude de la tension appliquée, fréquence d'excitation, surface des électrodes, coefficient d'émission secondaire, ...).

La modélisation numérique ne peut que donner une représentation simplifiée de la réalité. Nous allons au cours de ce travail, montrer que le modèle numérique est, malgré ces approximations ainsi que les limites du domaine de validité des méthodes de résolution, assez délicate et permet une description correcte et une prédiction fiable des phénomènes qui jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement de la décharge.

Ce mémoire se structure en cinq chapitres. Le premier regroupe des généralités sur les DBD ainsi que la description des régimes de décharge dans l'Hélium. Les mécanismes de rupture du gaz conduisant à chaque régime. Afin de replacer cette étude dans son contexte, une partie non exhaustive est consacrée aux applications et aux procédés utilisant des DBD.

Le second chapitre présente le modèle physique (mathématique) des décharges luminescentes contrôlées par barrières diélectriques dans le gaz d'Hélium.

Le troisième chapitre vise la discrétisation des équations du modèle monodimensionnel, l'algorithme numérique et choix des conditions limites pour simulation.

Le quatrième chapitre concerne les résultats de simulations.

Dans le cinquième et dernier chapitre, influence des différentes grandeurs sur la décharge.

# Chapitre I

## **GENERALITES SUR LES DECHARGES CONTROLEES PAR BARRIERES DIELECTRIQUES**

## I-1- INTRODUCTION :

Dans ce premier chapitre nous allons commencer par une brève présentation de l'ensemble des plasmas froids de décharge. Ensuite les principes fondamentaux des DBD avec les critères de rupture d'un gaz, et par la suite nous abordons les caractéristiques des DBD (Courant-Tension) avec la description macroscopique de la décharge luminescente ainsi que les différents types des DBD. Les différentes configurations physiques possibles et leurs applications les plus courantes et enfin nous terminons le chapitre par les applications des DBD.

## I-2- GENERALITES SUR LES PLASMAS :

Si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, nous retrouverons son évolution comme le montre le schéma de la figure I-1. Cet élément passe graduellement par son état liquide, ensuite à l'état gazeux, puis au plasma. Pour cette raison le plasma est appelé souvent « le quatrième état de la matière » [Po 07] et constitue environ 99 % de la masse visible de l'univers [Le 04].



**Figure I-1 :** Evolution de l'état de la matière avec la température

Il est difficile de concrétiser le processus expérimentalement de la transformation entre ces quatre états, à cause de l'énorme différence de température requise, pour passer de l'état solide jusqu'au plasma.

Si nous prenons par exemple un glaçon : 0 °C sont nécessaires pour passer à l'état liquide (eau), 100 °C à l'état gazeux et 100.000 °C au plasma [www.1]. En conséquence, dans la pratique, les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une décharge électrique (plasmas de décharge) ou à un champ magnétique (plasmas RF). Dans cette thèse nous ne considérons uniquement que les plasmas de décharge.

Un plasma proprement dit, ne possède ni molécules ni atomes ; il contient seulement des ions et des électrons libres. De plus, de même que pour le corps qui lui a donné naissance, sa charge électrique globale est nulle ; la somme algébrique totale des charges qu'il contient doit donc être nulle.

Nous retrouvons le plasma à l'état naturel dans divers milieux : dans la couronne solaire, le soleil, l'intérieur des étoiles, l'ionosphère, etc [Fa 07].

### I-3 PRINCIPES FONDAMENTAUX DES DBD :

L'histoire de la « décharge contrôlée par barrière diélectrique » ou « décharge silencieuse » débute au milieu du 19<sup>e</sup> siècle, suite à la découverte d'un nouveau composé, l'ozone. Afin de le produire, Siemens utilise ce qu'il nomme une « électrolyse » de l'air. Il s'agit de la première décharge contrôlée par barrière diélectrique, un plasma présentant l'intérêt d'être obtenu à la pression atmosphérique. Néanmoins l'utilisation de cette pression lui donne un caractère non homogène, appelé régime « filamentaire », qui la limite pendant longtemps aux applications de chimie dans le gaz et de traitement de surface par procédé dit « Corona », qui utilise une décharge filamentaire dans l'air. La fin des années 80 ponctue sa renaissance Okazaki *et al.* Obtiennent un régime de décharge homogène, appelé décharge « lumineuse » [Ka 88]. En définissant ses paramètres d'obtention, ils posent de solides bases d'études pour d'autres équipes de chercheurs dans le monde [Ro 92], [Me 92]. Tous testent son potentiel pour diverses applications.

L'industrialisation des décharges lumineuses à la pression atmosphérique engendrerait des coûts de fabrication inférieurs par l'absence de systèmes de pompage. Par ailleurs, il serait possible de les placer « en ligne » sur une chaîne de production avec un résultat en terme d'homogénéité et d'efficacité du traitement supérieur aux procédés Corona utilisés de nos jours dans les industries de transformation des films.

### I-4- CRITERES DE RUPTURE D'UN GAZ:

Sous des conditions normales (pression, température...), un gaz est un parfait isolant. Si ce gaz, placé entre deux électrodes planes et parallèles, subit l'influence d'une tension croissante, il devient conducteur à partir d'une certaine tension dite de claquage ou de rupture. Ainsi, à partir de cette tension, spécifique au gaz, le champ électrique est assez élevé pour que les électrons aient assez d'énergie pour ioniser les atomes et les molécules du gaz. Des avalanches sont ainsi engendrées et un canal ionisé, reliant les deux électrodes, apparaît.

La compréhension de cette formation d'avalanches électroniques et des phénomènes de claquage commence au niveau des processus fondamentaux, c'est-à-dire des interactions entre les différentes particules existant dans le milieu gazeux.

Ces interactions dépendent de plusieurs paramètres tels que la tension appliquée, la température, la géométrie des électrodes, l'état de pré-ionisation du gaz et la pression [Be-97].

Deux types de claquage peuvent avoir lieu en fonction du produit pression-distance  $P*d$  :

Dans le premier, correspondant à un produit  $P \cdot d$  inférieur à quelques Torr.cm, et appelé claquage de Townsend ou de Paschen, de simples avalanches de Townsend se construisent jusqu'au moment où l'émission secondaire à partir de la cathode produise suffisamment d'électrons secondaires pour entretenir la décharge. Cette dernière est engendrée suite au bombardement de la cathode par les ions, les photons et les métastables. Le coefficient d'émission secondaire,  $\gamma$  dépend de la nature et de l'énergie des particules incidentes et du matériau de surface et de l'état de surface. Ce qui conduit à la condition d'auto-entretien qui s'écrit [Be-97].

$$e^{\alpha \cdot d} = 1 + \frac{1}{\gamma} \quad \text{I-1}$$

Avec  $d$  : la distance inter électrodes et  $\alpha$  : le premier coefficient de Townsend pour le gaz considéré.

Dans le deuxième, correspondant à un produit  $P \cdot d$  supérieur à quelques 100 Torr.cm, les avalanches initiées par les électrons libres peuvent avant d'arriver à l'anode atteindre une taille assez importante pour que la charge d'espace en tête et en queue d'une seule avalanche produise un champ électrique comparable au champ géométrique et la multiplication électronique au sein d'une avalanche devient supérieure à la taille critique :  $10^8$  donc la théorie de Townsend n'est plus valable.

Quand le champ de la charge d'espace  $E_{cc}$  est donc comparable au champ géométrique, le champ résultant entre le front de l'avalanche et le paquet d'ions qui va vers la cathode est diminué. Ce paquet d'ions produit avec les ions issus des avalanches suivantes un champ dans le même sens que celui géométrique et qui s'ajoute à celui-ci. La croissance du champ active la création d'un front positif qui se dirige vers la cathode : c'est le streamer.

## I-5 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION :

Avant d'aborder les caractéristiques des DBD et des décharges luminescentes, une description qualitative de la caractéristique courant-tension et donc celle de ses différentes zones nous a paru importante pour bien situer le problème de la transition de la décharge luminescente vers l'arc électrique quand elle est établie entre deux électrodes métalliques ou quand aucune limite de courant n'est imposée par le circuit extérieur.

La courbe des variations de la tension en fonction du courant de décharge à l'état stationnaire  $V(i)$  a fait l'objet de plusieurs études et est représentative du comportement électrique d'une décharge gazeuse.

Cette caractéristique pour des électrodes planes, parallèles, de diamètre très grand par rapport à la distance qui les sépare et baignant entièrement dans un gaz, a la forme typique représentée sur la figure I-2. Cette figure peut être décomposée en plusieurs segments correspondant à différents régimes de décharge:

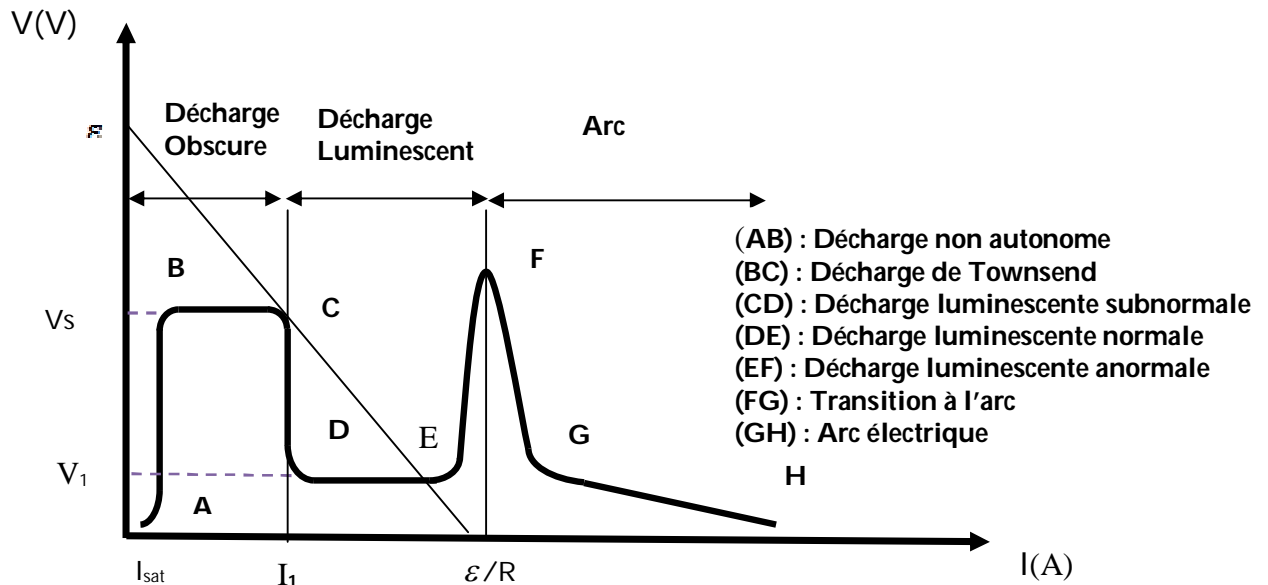


Figure I-2 : Caractéristique courant tension d'une décharge à électrodes planes parallèles [Ra 91]

### I-5.1 ZONE DE NON AUTONOMIE (AB) :

La zone (AB), située au tout début de la caractéristique  $V(i)$  de la figure I-2, est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante  $V$  aux bornes des électrodes, on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de  $V$ , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il s'écrit  $E=V/d$  où  $d$  est la distance inter électrodes. Sous l'action de ce champ, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.). La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande donc que le champ est fort. Par conséquent, le courant électrique  $i$ , dans le circuit alimentant la décharge et déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît (d'abord) avec la tension  $V$ . A partir d'une certaine valeur de cette tension  $V$  pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint alors une valeur de saturation,  $I_{sat}$  et ne dépend plus de  $V$ . Ce courant est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est ainsi "non autonome".

Pour de plus grandes valeurs de  $V$ , l'ionisation (et l'excitation) par impact électronique des molécules du gaz commence. Une amplification du courant est alors observée. Le facteur d'amplification s'écrit  $\exp(\alpha d)$  avec  $\alpha$  le coefficient de Townsend pour l'ionisation.

Les processus secondaires affectent l'amplification de manière plus importante s'ils produisent une émission électronique de la cathode puisqu'un électron émis de la cathode couvre entièrement la distance inter électrodes et donc produit plus d'ionisation qu'un électron libéré dans le gaz. En tenant compte de l'émission secondaire, le courant permanent de la décharge s'écrit:

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \{ \exp(\alpha \cdot d) - 1 \}} \quad (I-2)$$

Où  $i_0$  est le courant cathodique dû à une source extérieure (irradiation UV, etc.) et  $\gamma$ , le second coefficient de Townsend, est égal au nombre d'électrons émis pour un ion incident. Il a une valeur comprise entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$  si la cathode est métallique.

Pour que la décharge soit autonome il faut que pour un courant externe  $i_0$  nul, le courant de décharge soit non nul.

En effet, si  $V=V_s$  (figure I-2),  $i = \frac{0}{0} \neq 0$  pour  $i_0 = 0$  (I-3)

et donc  $1 - \gamma \{ \exp(\alpha \cdot d) - 1 \} = 0$  (I-4)

Ce qui veut dire qu'un courant circule même en absence de source externe d'électrons. Les processus existants dans le gaz assurent la reproduction des électrons éliminés par le champ électrique.

### I-5.2 DECHARGES DE TOWNSEND (BC):

Lorsque la tension de claquage,  $V_s$ , atteinte, une décharge autonome, dont la nature et les conditions d'établissement différent beaucoup selon la grandeur de la pression (faible ou forte), prend naissance dans le gaz.

La résistance réelle,  $R$ , du circuit électrique alimentant la décharge (résistance introduite, de câblage ou du générateur) impose une limite absolue à la valeur que peut atteindre le courant de la décharge pour une force électromotrice  $\varepsilon$  du générateur de puissance. Etant donné que l'ordre de grandeur du courant détermine le type de décharge (le degré d'ionisation), la résistance  $R$  impose le type de décharge initiée à partir de  $V_s$ . L'équation du circuit s'écrit  $\varepsilon = V + i \cdot R$  est représentée par une droite de charge sur la **figure I-2**.

Si  $R$  est grande,  $i$  est très petit et les densités de charge (électrons et ions) sont négligeables. La charge d'espace est alors trop faible pour provoquer, de manière significative, des inhomogénéités du champ dans l'espace inter électrodes. Puisque la distance inter électrodes  $d$  est très petite par rapport au diamètre des électrodes, le champ est le même qu'en absence d'ionisation et s'écrit  $E = \text{constante} = V/d$ .

Cette décharge sera autonome en appliquant aux électrodes une tension égale à la tension de claquage  $V_s$ . Cette tension assure la reproduction stationnaire des électrons éjectés de la cathode et poussés vers l'anode.



En outre, la valeur du champ  $E(x)$ ,  $x$  étant le paramètre position par rapport aux électrodes, indépendante des densités de charges (et de courant) fait que la courbe  $V(i)$  de la décharge est  $V(i) = \text{constante} = V_s$ . Cette situation correspond au segment BC de la **figure I-2**. Cette décharge est expérimentalement observée dans des tubes ordinaires et est appelée décharge sombre de Townsend puisque l'ionisation (et l'excitation) est tellement faible que l'émission de lumière provenant de la décharge n'est pas appréciable.

### I-5.3 DECHARGE LUMINESCENTE (CDEF) :

Si l'on augmente le courant d'une décharge de Townsend par réduction de la résistance introduite ou par augmentation de la force électromotrice,  $\varepsilon$ , la tension entre les électrodes diminue à partir d'une certaine valeur du courant (figure I-2) et il finit par s'établir une décharge lumineuse, caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses.

### 1-5.4 ARC ELECTRIQUE (FH) :

Quand le courant atteint le domaine des Ampères, la décharge lumineuse tend vers l'arc. Le segment FG décrit la transition et GH représente la décharge d'arc.

## I-6 STRUCTURE DE LA DECHARGE LUMINESCENTE :

Dans ce paragraphe, nous présentons, de la manière la plus simple possible, une description des caractéristiques macroscopiques de la décharge lumineuse établie entre des électrodes planes et parallèles.

Contrairement à la décharge de Townsend, la décharge lumineuse à l'état stationnaire est caractérisée, d'un point de vue phénoménologique, par la division en une série d'espaces sombres et de régions lumineuses, où les propriétés électriques ainsi que la composition spectrale de la lumière émise sont différentes (figure I-3). L'étendue relative de ces diverses zones varie avec la pression et la distance inter électrodes.

La **figure I-3** représente ces différentes zones et l'on distingue d'un côté les régions voisines des électrodes où l'influence de celles-ci est importante et d'un autre côté le plasma de la décharge, milieu ionisé et macroscopiquement neutre, qui établit la liaison entre les régions cathodique et anodique.

Cette structure étant la conséquence directe de la cinétique électronique dans la distribution non uniforme du champ électrique (figure I-3), nous allons dans la suite de ce paragraphe, citer leurs différentes caractéristiques et établir le lien entre elles.

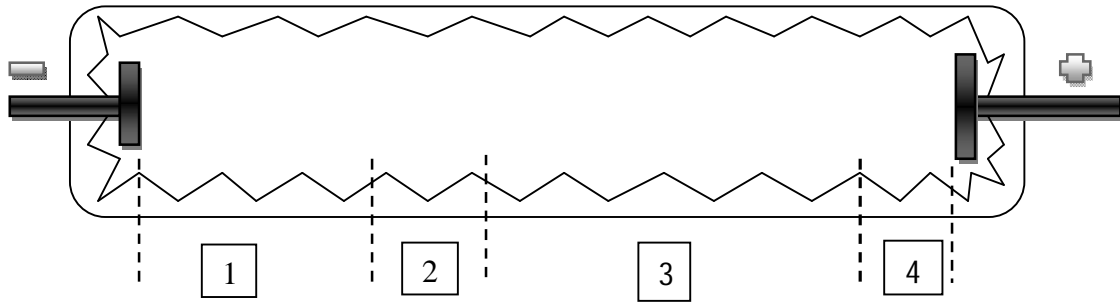


Figure I-3 : Schéma des différentes régions caractéristiques d'une décharge lumineuse à électrodes planes et parallèle.

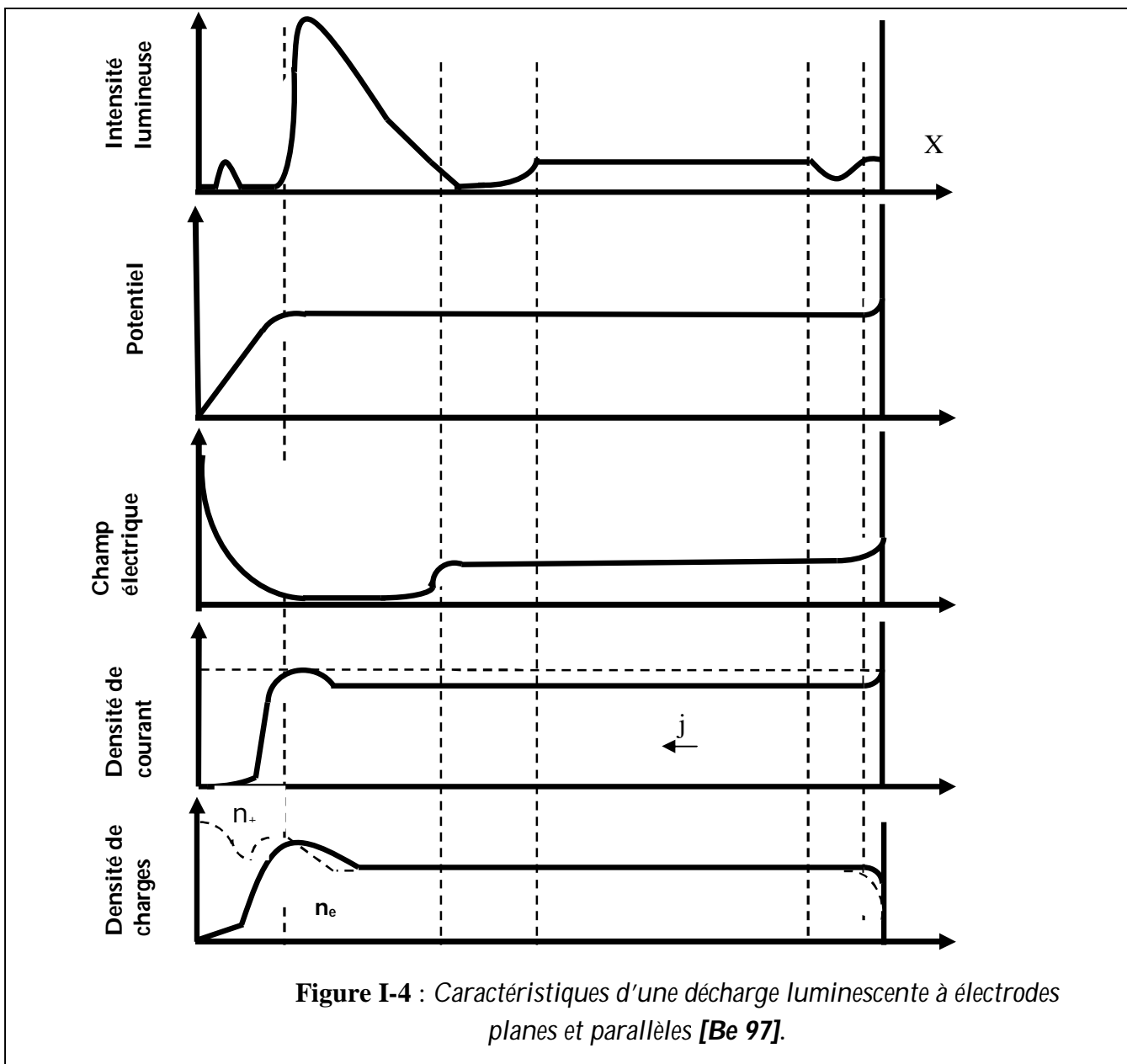


Figure I-4 : Caractéristiques d'une décharge lumineuse à électrodes planes et parallèles [Be 97].

### I-6-1 REGION CATHODIQUE ET LUEUR NEGATIVE (1) :

En parcourant la région cathodique (figure I-3) dans le sens cathode anode, on rencontre successivement un espace sombre dit d'Aston, une gaine cathodique lumineuse puis un espace sombre dit cathodique ou de Crookes.

En effet, la décharge est entretenue par l'émission électronique secondaire due au bombardement de la cathode par les ions, les atomes métastables, les atomes neutres rapides et les photons à grande énergie (irradiation par des UV). L'espace sombre d'Aston n'émet pas de rayonnement car d'une part les électrons issus de la cathode ont des faibles énergies, et ne peuvent pas exciter le gaz, d'autre part, la grande vitesse des ions accélérés vers la cathode fait que, dans cette région, la probabilité de recombinaison radiative est faible.

Après que les électrons ont parcouru une certaine distance et donc gagné suffisamment d'énergie, les ions et atomes du gaz sont excités et reviennent ensuite à l'état fondamental: **c'est la gaine cathodique.**

En outre, les électrons qui n'ont pas perdu leur énergie en excitant les ions et atomes au niveau de la gaine cathodique y sont accélérés par le champ électrique et dissipent leur grande énergie cinétique par collisions inélastiques et produisent une ionisation intense et donc une multiplication de charges. L'énergie des électrons libérés suite à cette ionisation est faible pour qu'il y ait, de nouveau, excitation du gaz, tandis que celle des électrons qui leur ont donné naissance est toujours trop élevée pour qu'il y est recombinaison: **c'est l'espace sombre cathodique.**

Dans la lueur négative, les électrons secondaires libérés dans l'espace sombre cathodique et accélérés par le champ électrique provoquent une excitation des atomes du gaz. Le retour des atomes excités à leur état fondamental s'accompagne d'une émission de photons expliquant ainsi la lumière émise dans cette zone (bleuâtre dans l'air) et qui fait d'elle la zone la plus brillante de la décharge. Le plasma de la lueur négative est donc entretenu par les électrons accélérés dans la gaine cathodique et sa largeur correspond à la distance d relaxation de ces électrons.

Les ions, libérés par les collisions ionisantes du type électron- neutre, subissent l'influence du champ électrique et sont attirés vers la cathode. Une fois arrive à la surface, ces ions provoquent l'émission d'électrons secondaires avec un taux d'émission de l'ordre 0,02 [Wa 62] s'il s'agit d'une surface diélectrique.

### I-6-2 ESPACE SOMBRE DE FARADAY (2) :

Les électrons ayant perdu toute leur énergie au niveau de la lueur négative, cette zone se caractérise principalement par **l'absence d'ionisation et d'excitation** des atomes du gaz et par une faible valeur du champ électrique. La lumière émise est alors très faible.

### I-6-3 COLONNE POSITIVE (3) :

Si la distance entre les électrodes est plus longue que la région cathodique et s'il existe des pertes de particules chargées (diffusion vers les parois, recombinaison, attachement, etc.), une région appelée colonne positive apparaît. Cette colonne n'est pas nécessaire au fonctionnement de la décharge luminescente et sa fonction consiste à **fermer le circuit électrique** entre la région cathodique et l'anode. Son plasma est fortement chargé mais électriquement neutre et est déterminé par les processus locaux indépendamment de la situation près des électrodes.

Le champ électrique au niveau de la colonne positive se stabilise à une valeur relativement faible mais supérieure à celle dans la lueur négative de telle manière que la création de charges par ionisation locale compense la perte de charges. Le courant dans cette colonne est essentiellement issu des électrons qui se déplacent par diffusion ambipolaire, à faible vitesse et dont la mobilité est beaucoup plus importante que celle des ions.

### I-6-4 REGION ANODIQUE (4) :

Dans la région anodique, on distingue l'espace sombre anodique et la lueur anodique. Les électrons qui ont traversé la colonne positive sont collectés par l'anode, en revanche aucun ion ne lui parvient et l'émission secondaire d'ions par l'anode n'existe pas. Par ailleurs, le fait que les électrons soient capables d'ioniser le gaz près de l'anode veut dire qu'ils sont également capables de provoquer des excitations, ce qui est à l'origine de la lueur anodique.

## I-7 REGIMES LUMINESCENTS :

Les différents régimes de la décharge luminescente occupent tout le domaine CDEF de la caractéristique courant- tension représentée sur la **figure I-2**. Dans ce domaine, on distingue trois régimes différents selon la pente de la caractéristique: **la décharge luminescente "subnormale"** (partie négative CD), **la décharge luminescente "normale"** (partie plate DE) et **la décharge luminescente "anormale"** (partie positive EF).

Conformément à l'équation du circuit:  $E = V + I \cdot R$ , il est possible d'augmenter le courant soit en réduisant la résistance  $R$ , soit en augmentant la force électromotrice  $\mathcal{E}$ . Au voisinage du point C, la densité de courant atteint des valeurs assez importantes pour que la charge d'espace commence à modifier le champ géométrique. L'ionisation (et l'excitation) du gaz dans ce champ est plus efficace et si intense que la décharge devient visible. La résistance du gaz diminue et une tension plus faible aux bornes de la décharge est suffisante pour qu'elle soit auto-entretenu.

La pente de la caractéristique est donc négative dans le régime subnormal.

Après avoir chuté, la tension  $V$  atteint une valeur  $V_1$  et reste constante alors que le courant lui croît considérablement (DE). Un régime de décharge luminescente normale est alors atteint. La propriété principale de ce régime réside dans le fait que pendant l'augmentation du courant, sa densité reste constante et la surface des électrodes recouverte par celle-ci augmente. Au niveau du point D, seule une partie de la cathode est couverte par la décharge. L'augmentation du courant s'accompagne d'une extension radiale de la décharge qui couvre donc progressivement toute la surface cathodique.

Quand toute la surface de la cathode est couverte par la décharge (point E), une augmentation du courant nécessite une plus grande tension aux bornes du gaz. L'augmentation de cette dernière intensifie le processus d'émission secondaire à la cathode et le nombre d'électrons arrachés par unité de surface augmente. La caractéristique courant-tension devient alors positive: c'est le régime dit anormal (EF).

L'augmentation de tension est également liée à celle des pertes par diffusion ambipolaire notamment dans la colonne positive. La colonne positive s'étend dans la direction axiale vers la cathode en diminuant ainsi la largeur de la gaine et la zone lumineuse est de plus en plus proche de la cathode. Comme il est indiqué plus haut, la décharge luminescente est entretenue par les électrons secondaires émis par la cathode suite à son bombardement par des ions, des métastables ou des photons. Cependant, pour des densités de courant élevées, des processus du type émission thermoélectronique (échauffement de la cathode) ou émission par effet de champ deviennent prépondérants.

## **I-8. DECHARGES CONTROLEES PAR BARRIERE DIELECTRIQUE (DBD) A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :**

Sous le nom générique de Décharges contrôlées par Barrière Diélectrique (DBD), différents types de décharges sont regroupés. Ces régimes peuvent être classés en fonction de leur homogénéité radiale. Les premières décharges observées furent des décharges dites «filamentaires»: en 1932, Buss reporte que le claquage de l'air entre deux électrodes recouvertes d'un isolant est caractérisé par une multitude de petits canaux indépendants les uns des autres [Bu 32]. Puis, l'année suivante, en 1933, von Engel et al. Mentionnent déjà l'existence d'un second régime de décharge marqué par l'absence de filaments et présentant un caractère homogène. Ils présupposent d'ores et déjà l'existence d'une décharge «luminescente» dans l'air et l'hydrogène s'établissant à la pression atmosphérique [Vo 33]. Le terme est issu de la décharge du même nom se développant à basse pression [Na 70]. Les régimes des DBD ont donné naissance à de nombreuses applications qui ne se limitent plus uniquement à la création d'ozone et la dépollution, mais s'étendent dans des domaines comme le traitement de surface, les dépôts, la génération d'UV utilisés en traitement de surface également, dans le pompage des lasers de puissance mais aussi pour les fameux écrans à plasma.

Dans cette partie, après avoir défini les DBD, nous reviendrons sur les phénomènes conduisant au claquage d'un gaz pour nous permettre de décrire l'établissement des régimes luminescents. Nous préciserons ensuite le régime de décharge associé à un type d'application.

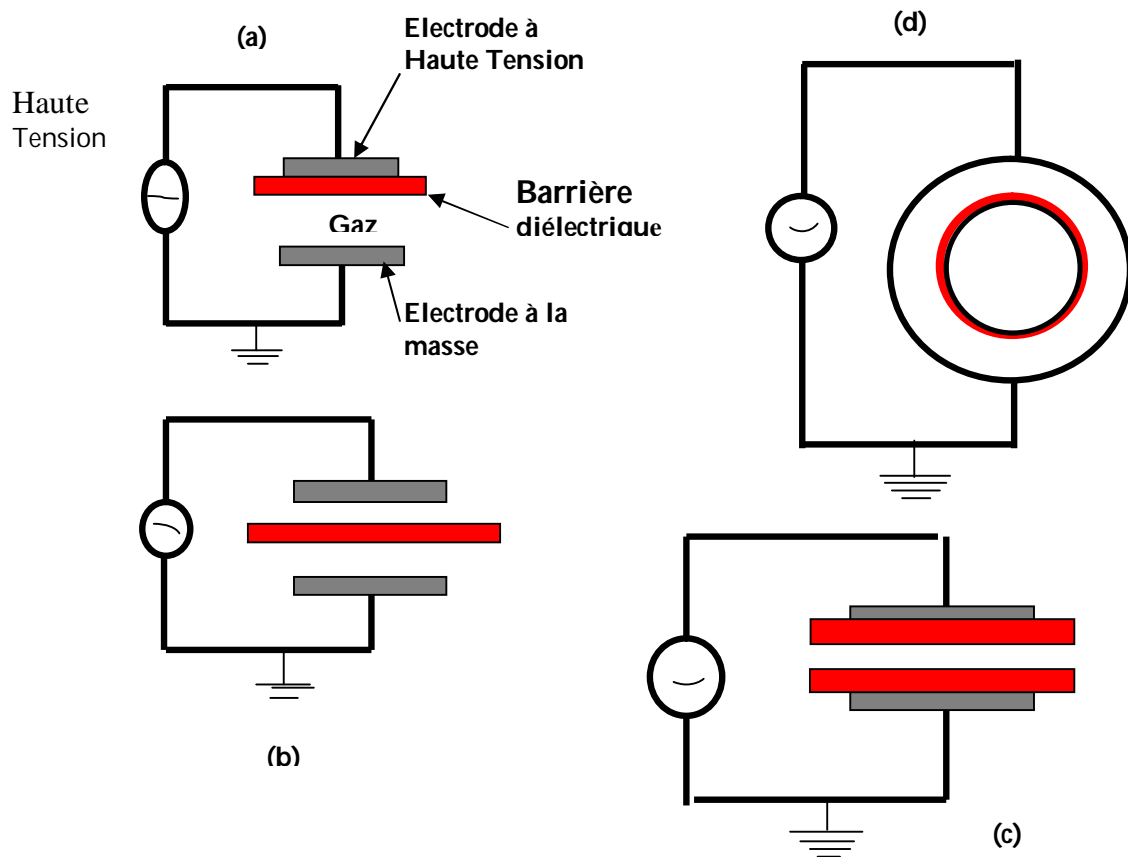
### **I-8-1 DEFINITION ET CARACTERISTIQUES D'UNE DBD :**

Une Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique (DBD) est une source de plasma froid hors d'équilibre, c'est-à-dire un gaz ionisé globalement neutre dans lequel les électrons créés possèdent une énergie ou une température supérieure à celle des ions (énergie moyenne de quelques électronvolts) et des particules neutres du gaz (300 K), espèces majoritaires [EI 91].

Le terme de DBD regroupe les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. En fonction de l'application visée, deux couches isolantes peuvent y être placées.

Les configurations coplanaires et cylindriques typiques d'électrodes sont données en figure 1. Les configurations coplanaires sont plutôt utilisées pour des applications de traitements de surface tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements des gaz.

L'arrangement plan-plan (c) de la **figure I-5** présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, condition parfois utile lors de l'utilisation de plasma corrosif. La configuration (b) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante si, par exemple, la barrière diélectrique constitue le matériau à traiter. Dans ce cas là, le matériau est traité sur les deux faces simultanément. Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et le caoutchouc silicone pour le traitement Corona.



**Figure I-5 :** Configuration géométrique typique des dispositifs produisant des décharges à barrières diélectrique [ Ha 06]

Ces décharges ont la particularité de pouvoir fonctionner à la pression atmosphérique. Or, pour des valeurs élevées de pression (et de distance inter-électrodes), l'augmentation du courant entre deux électrodes métalliques entraîne généralement le passage vers un régime d'arc, synonyme de haute température néfaste à bien des applications [Er 01]. Le diélectrique se comporte comme une capacité dont les armatures seraient constituées d'une électrode d'un côté, et du gaz de l'autre côté. Ce condensateur se charge lorsque la tension appliquée au réacteur augmente [La 07]. Le rôle de ces isolants est précisément de limiter le courant pouvant transiter dans la décharge. L'accumulation de charges issues du plasma sur le diélectrique solide entraîne une chute du potentiel et du champ appliqués sur le gaz conduisant à l'extinction de la décharge [Er 01]. Par contre, si l'on inverse la tension appliquée, le nouveau champ à l'intérieur du gaz s'ajoute à l'ancien et la décharge redémarre. C'est la raison pour laquelle, les décharges contrôlées par barrière diélectrique nécessitent d'être alimentées par une tension alternative [Hai 06]. De par la présence du diélectrique solide, une DBD est nécessairement pulsée et excitée par des tensions d'alimentation alternatives.

Des différences de potentiel de l'ordre de la dizaine de kV et des fréquences variant de 50 Hz à 500 kHz sont typiquement utilisées pour claquer le gaz dans un espace inter-électrodes de quelques millimètres.

Les DBD sont divisées en deux grandes familles : les régimes filamentaires et les régimes luminescents. Chacun de ces régimes de décharge sont obtenus dans des configurations de réacteurs et des conditions expérimentales données qui génèrent des mécanismes différents.

### I-8-2 DIFFERENTS TYPES DE DBD A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :

Le régime d'une DBD dépend du type de claquage du gaz. Tout processus de claquage d'un gaz s'initie si le champ appliqué est suffisamment élevé pour que les électrons libres acquièrent assez d'énergie pour ioniser les molécules du gaz et engendrer des avalanches. Une avalanche requiert deux conditions: la présence d'un électron libre ou électron «germe» dans l'espace inter-électrodes, mais aussi, un coefficient d'ionisation efficace,  $\alpha_{eff}$ , positif, avec  $\alpha_{eff} = \alpha - a$  (où  $\alpha$  et  $a$  sont, respectivement, le premier coefficient d'ionisation de Townsend et le coefficient d'attachement). Les électrons germes sont issus des radiations cosmiques ou de charges résiduelles issues des décharges précédentes. Cette seconde source d'électrons est définie comme l'effet mémoire des décharges précédentes. La première condition est donc facilement vérifiée.

La seconde condition est vérifiée si  $\alpha$  est supérieur à  $a$ . Ces deux coefficients sont dépendants du champ réduit  $E/N$ . Néanmoins, cette condition peut être satisfaite si  $E/N$  est suffisamment élevé pour s'opposer au libre parcours moyen des électrons (à partir de 25 kV/cm par exemple dans l'air) ou si le coefficient d'ionisation du gaz,  $\alpha$ , augmente indépendamment du champ. Dans le premier cas, les champs forts au claquage entraînent la DBD vers son régime normal de fonctionnement, le régime filamentaire, en développant des avalanches électroniques de grandes dimensions qui, soutenues par photo-ionisation et photo émission, génèrent des micro-décharges. Dans le second cas, la DBD s'initie à plus faible champ, engendrant des avalanches de plus faible dimension, et l'établissement de la décharge luminescente à la pression atmosphérique que nous appelons Décharge Luminescente contrôlée par Barrière Diélectrique (DLBD).

#### I-8-2-1 TYPE DECHARGE FILAMENTAIRE :

Depuis Buss et al. De nombreux auteurs ont décrit les décharges filamenteuses [KI 37], [Gh 00]. Tous s'accordent pour dire qu'à la pression atmosphérique, le claquage d'un gaz conduit à ce type de décharge composé de multiples canaux, appelés micro-décharges ou streamers, qui court-circuitent l'espace inter-électrodes [Ko 00]. Si le développement de ces canaux est indépendant, la décharge est dite filamentaire. Si par contre, ils se développent simultanément, on parlera de décharge par couplage de streamers, caractérisée par une certaine homogénéité lumineuse.

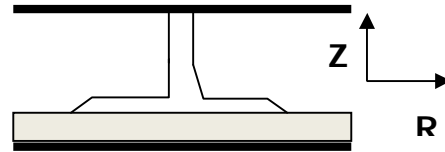


### I-8-2-1-1 DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES D'UNE DECHARGE FILAMENTAIRE :

Une décharge filamentaire est formée d'un ensemble de micro-décharges se répartissant aléatoirement sur la surface des électrodes. Une micro-décharge est composée d'un filament traversant l'espace inter-électrodes et d'une base. Le diamètre du filament est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . La base est une zone ionisée qui part du filament central vers la surface du diélectrique. Une photographie de l'espace inter-électrodes les présente en figure I-6 dans le cas de l'azote et leur aspect est schématisé sur la figure I-7.

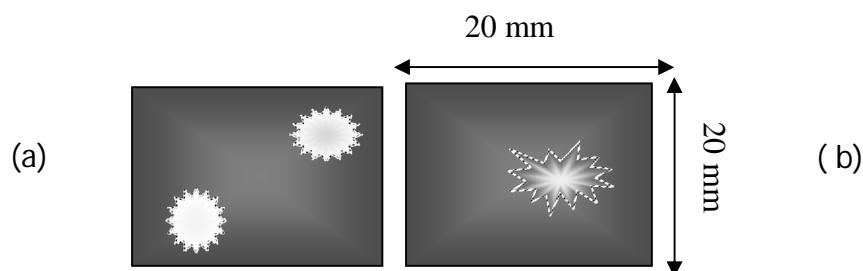


**Figure I-6 :** Photographie de l'espace inter-électrode dans le cas d'une décharge filamentaire d'azote (temps de pause 10 ns) [Gh 00]



**Figure I-7 :** Schéma d'une micro-décharge

La base du filament peut avoir différents aspects, en fonction des conditions expérimentales, comme le montrent les photographies prises à travers les électrodes, sur la figure I-8.



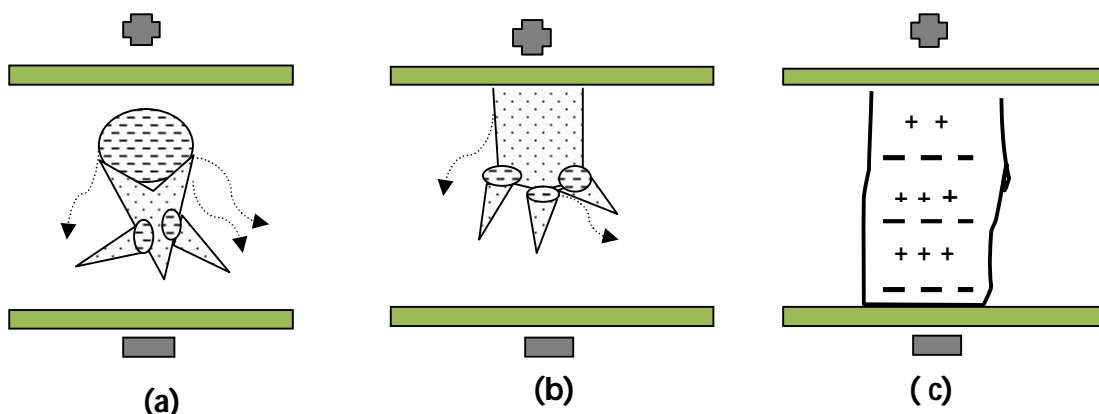
**Figure I-8 :** Aspect de micro-décharges photographiées à travers les électrodes-une seule des électrodes est recouverte d'un diélectrique (a) anode est du côté diélectrique et (b) c'est la cathode [Er 01]

Les aspects de la base des micro-décharges décrites sur la **figure-4** dépendent de l'alternance de la tension d'alimentation car la décharge est obtenue entre un diélectrique et une électrode métallique. Lorsque l'anode est du côté du diélectrique, les micro-décharges ont un aspect diffus et homogène sur quelques millimètres de diamètre (**figure : I-8a**). On ne distingue pas le filament central de sa base. Dans le cas opposé, des filaments, composant la base de la décharge, se propagent depuis le filament central vers la surface du diélectrique (**figure : I-8b**).

### I-8-2-1-2 FORMATION D'UN STREAMER :

Suite à la présence d'électrons germes et d'un fort champ réduit,  $E/N$ , une avalanche électronique s'initie et se dirige vers l'anode. La différence de mobilité entre les électrons et les ions entraîne la formation d'un front d'électrons se propageant vers l'anode suivi d'une «traîne» d'ions quasi immobiles (**figure: I-9a**). Cette localisation d'espèces engendre un champ de charge d'espace.

Si l'avalanche est de dimension suffisamment importante, le champ de charge d'espace résultant augmente jusqu'à devenir du même ordre de grandeur que le champ appliqué. La distorsion induit une augmentation du champ en tête et en queue de l'avalanche qui se propage alors d'autant plus rapidement vers l'anode (**figure: I-9b**). Par ailleurs, des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation dans le gaz ou photoémission sur la cathode. Les avalanches issues de ces électrons secondaires et créés entre l'avalanche primaire et la cathode sont à leur tour drainées vers la zone de charge d'espace positive et laissent également une charge d'espace positive. Ainsi, le canal se propage vers la cathode. Les électrons secondaires contribuent aussi à l'amplification du champ de charge d'espace tout en excitant les atomes du gaz, qui à leur tour vont émettre des photons. Entre la tête et la queue de l'avalanche primaire, une zone à champ faible s'établit où un plasma nourri par les avalanches secondaires se crée.

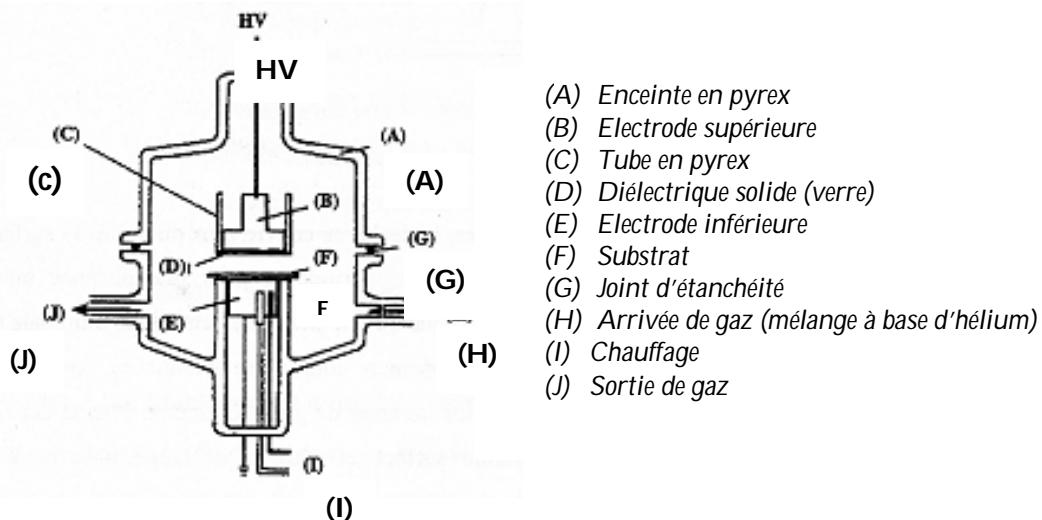


**Figure I-9** : Développement des avalanches et formation du streamer [Pa 74]

Le streamer, véritable court-circuit entre les électrodes, est formé lorsque tête et queue d'avalanche ont atteint respectivement anode et cathode (**figure :I-9c**). La propagation de l'avalanche vers la cathode s'effectue lorsque le champ de charge d'espace est suffisant, ce qui s'observe souvent lorsque l'ionisation est maximale, c'est-à-dire lorsque l'avalanche a atteint l'anode.

### I-8-2-2 TYPE DECHARGE LUMINESCENTE :

Les premiers à soupçonner l'existence de décharges lumineuses à la pression atmosphérique furent Von Engel en 1933 [Vo 33], puis Gambling et Edels en 1956 [Ga 56]. En 1969, Bartnikas [Ba 69] observe, dans une DBD d'hélium, un régime différent du régime filamentaire, et, en 1976, Donohoe [Do 76] rapporte qu'il obtient une décharge uniforme sous une excitation pulsée dans un mélange hélium/éthylène. Les travaux portant sur ce type de décharge se développent à partir de 1988, lorsqu' Okazaki et al. Définissent, dans une configuration présentée en **figure I-10**, des conditions expérimentales d'obtention [Ka 88], D'après ces auteurs, il faut utiliser (1) une fréquence d'excitation supérieure à 1 kHz, (2) au moins une barrière diélectrique entre les électrodes et (3) un gaz dilué dans de l'hélium. En 1992, des études similaires furent initiées par Roth et al [Ro 92], [Li 93]. Et Massines et al [Ma 92].



**Figure I-10** : Dispositif développé par Okazaki et al [Ka 88]

Le terme de «décharge lumineuse» a été utilisé par les auteurs en raison des similitudes observées entre le régime de DBD d'aspect homogène que nous allons décrire ici et une véritable décharge lumineuse à faible produit pression-distance.

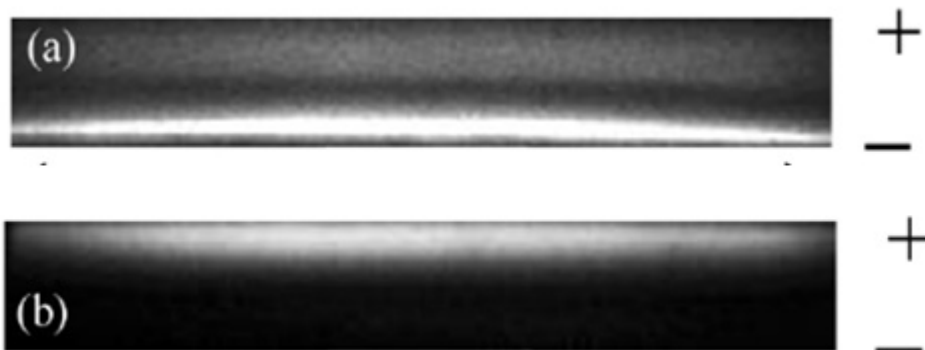
Nous appellerons quant à nous ces décharges, Décharges Lumineuses contrôlées par Barrière Diélectrique (DLBD). Un modèle numérique développé par Ségur et al. en étroite collaboration avec les expériences de Massines et al. A montré les analogies entre les DLBD établies dans la configuration définie par Okazaki (**figure I-10**) et la décharge lumineuse basse pression pour les gaz hélium [De 96] et azote [Se 00].

D'après la littérature, une décharge luminescente est une décharge auto-entretenu par émission secondaire d'électrons à la cathode, principalement due au bombardement d'ions positifs. Ce phénomène s'observe également à la pression atmosphérique, mais il est soutenu par l'effet mémoire d'une décharge à la suivante.

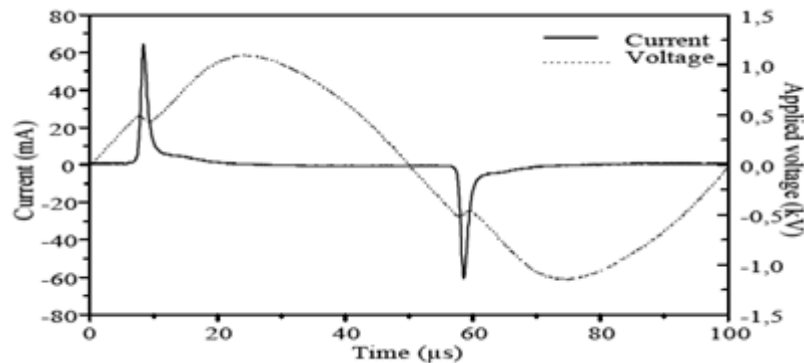
En effet, en fonction du gaz considéré, une partie de l'énergie de la décharge précédente peut être conservée sous la forme d'électrons ou via la création d'atomes métastables du gaz. L'énergie est alors restituée au moment de l'amorçage pour permettre un claquage de type Townsend. Nous décrivons dans le paragraphe suivant le cas de l'hélium où le nombre d'électrons stockés s'avère primordial.

#### I-8-2-2-1 DESCRIPTION D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE CONTROLÉE PAR BARRIERE DIELECTRIQUE (DLBD) :

Ce type de décharge est caractérisé par une répartition spatiale de la lumière homogène radialement mais localisée près d'une électrode lorsque la décharge est établie (**figure I-11**). Le courant de décharge associé est périodique et présente une seule impulsion par demi- alternance de la tension d'alimentation (**figure I-12**). La périodicité du courant ainsi qu'un claquage se produisant pour la même valeur de la tension d'alimentation d'une alternance à la suivante indiquent que la charge du diélectrique est uniforme et reproductible.



**Figure I-11** : Photographie de l'espace inter-électrodes dans le cas d'une décharge luminescente : (a) dans l'hélium (b) dans l'Azote (les électrodes sont circulaires) [Ma 98].



**Figure I-12 :** Oscillogramme courant/ tension dans le cas d'une décharge luminescente d'hélium [Go 98].

L'obtention du régime luminescent dépend fortement du gaz utilisé, de la configuration des électrodes et des conditions expérimentales telles que la fréquence et l'amplitude de la tension d'alimentation ou la distance inter-électrodes. Jusqu'à présent, l'hélium et l'azote s'avèrent être les meilleurs candidats pour la configuration d'électrodes la plus simple (c'est-à-dire planes-planes et chacune couverte d'un diélectrique). Ainsi, pour l'hélium, la fréquence d'excitation doit être supérieure à 1 kHz sans limite supérieure trouvée [Go 98], pour des distances inter-électrodes supérieures à 2 mm.

#### I-8-2-2-2. PRINCIPE D'ETABLISSEMENT D'UNE DLBD (CAS DE L'HELIUM) :

Dans le cas où le produit pression-distance demeure le même que dans celui d'une décharge filamentaire (soit supérieur à quelques torr.cm), les conditions requises pour amorcer une DLBD sont : la présence d'un grand nombre d'électrons germes, un mécanisme d'ionisation sous faible champ et un coefficient d'émission secondaire,  $\gamma$ , important. L'amorçage sera alors de type Townsend, c'est-à-dire contrôlé par l'émission électronique secondaire à la cathode sous l'effet du bombardement ionique. Théoriquement, un claquage de Townsend vérifie la condition d'auto-entretien qui traduit une amplification du courant dans le gaz indépendamment de la source:

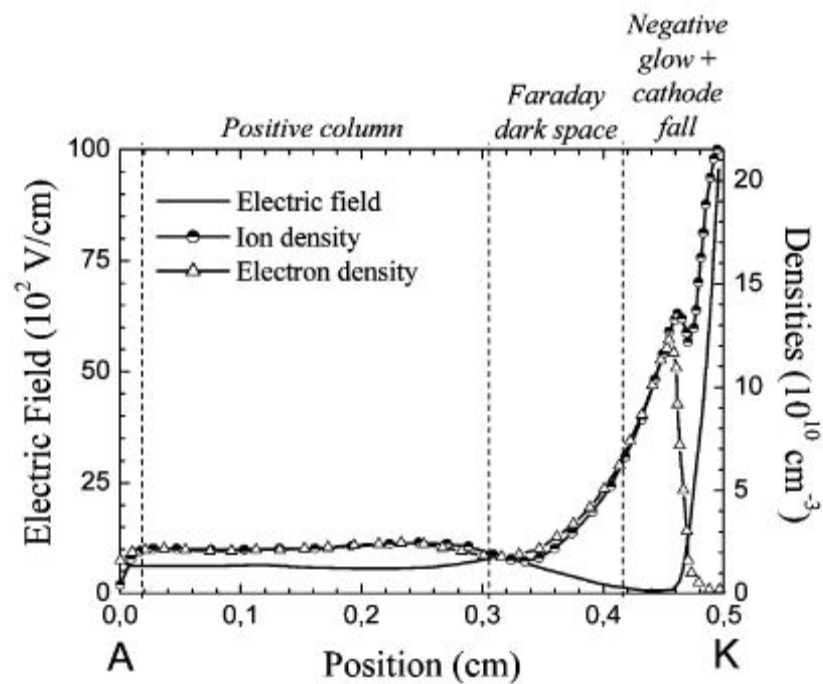
$$\mu = \gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1$$

I-5

Les deux premières conditions permettent la création d'un grand nombre d'avalanches électroniques qui se développent lorsque le champ est encore faible. Pour ces valeurs de champ, les avalanches sont de dimensions réduites et elles n'engendrent pas de charge d'espace conséquente (à l'encontre d'un claquage type streamer).

Dans cet environnement, les ions disposent d'un temps suffisant pour atteindre la cathode et extraire des électrons de sa surface, effet favorisé par la troisième condition. Par comparaison avec ce qui peut s'observer à basse pression, nous sommes en présence d'une décharge sombre de Townsend car le courant de décharge est à ce moment encore trop faible pour que la charge d'espace dans le gaz modifie le champ géométrique.

La différence de mobilité entre les espèces chargées induit une accumulation des ions du côté de la cathode qui entraîne la création d'une charge d'espace. Cette charge d'espace va complètement redistribuer le champ électrique et donner naissance à la décharge luminescente proprement dite en contribuant à l'accroissement du courant total par une hausse du courant dans la zone à champ fort. Ainsi, la charge d'espace localise le champ à la cathode et le limite dans le reste de l'espace inter-électrodes comme le montre la **figure I- 13**, dans le cas de l'hélium. La contraction du champ va entièrement contrôler le comportement de la décharge et par suite à la répartition des espèces chargées et des zones d'ionisation. La figure 12 montre les évolutions spatiales des densités de charges calculées et la figure 13 une photographie de l'espace inter-électrodes au maximum du courant, dans le cas de l'hélium.



**Figure I-13** : Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de charges calculées au maximum du courant d'une décharge luminescente **d'hélium** [Ma 98-1].



**Figure I-14** : Photographie de l'espace inter-électrodes au maximum du courant d'une décharge lumineuse d'hélium (temps de pause 10 ns) [Ma 98].

Quatre régions spécifiques et typiques d'une décharge lumineuse peuvent être identifiées de la cathode à l'anode d'après la **figure I-13** : (i) une forte chute cathodique, (ii) une lueur négative, (iii) un espace sombre de Faraday et (iv) une colonne positive. Les électrons éjectés de la cathode sont tout d'abord accélérés par le champ et lorsqu'ils disposent d'une énergie suffisante, ils émettent la lueur cathodique (i). La lueur négative (ii) provient de l'accélération des électrons créés par multiplication électronique. Les zones (i) et (ii) ne sont pas distinguables sur la **figure I-14** car, à la pression atmosphérique, les libres parcours moyens sont de l'ordre du  $\mu\text{m}$ . Au fur et à mesure que les électrons s'éloignent de la cathode, le champ diminuant, leur vitesse décroît ainsi que le taux d'ionisation du gaz. Lorsque l'énergie des électrons est inférieure au niveau d'ionisation du gaz, l'espace sombre de Faraday (iii) s'établit. Dans l'espace de Faraday, le champ augmente jusqu'à stabilisation à une valeur toutefois faible. Il en résulte une zone plasma faiblement ionisée se propageant jusqu'à l'anode (iv), la colonne positive.

Les caractéristiques d'une DLBD d'hélium dans la configuration présentée en **figure I-10** sont résumées dans le **tableau I-1**.

Durée du pic de courant	5 $\mu\text{s}$
Dimension	Toute l'électrode
Densité d'électron à l'amorçage	$10^6 \text{ cm}^{-3}$
Densité de courant	$\approx 10 \text{ mA.cm}^{-2}$
Densité électronique maximale	$3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$

**Tableau I-1** : Caractéristique d'une DLDB d'hélium [Ma 98-1]

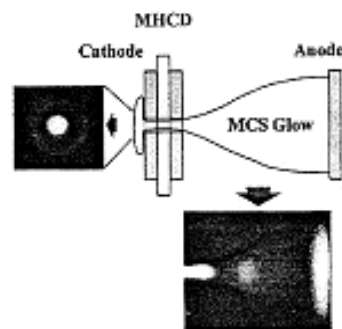
### I-8-2-2-3 CONFIGURATIONS ET PARAMETRES FAVORISANT L'OBTENTION D'UNE DLBD :

En nous replaçant dans des configurations de décharges décrites par Okazaki et al. et Massines et al. (**figure: I-10**), les deux premières conditions requises pour l'obtention d'un claquage de type Townsend à la pression atmosphérique. La présence d'un grand nombre d'électrons germes et donc un important mécanisme d'ionisation sous faible champ, dépendent de la fréquence du système d'alimentation et de la nature du gaz.

Par exemple, dans le cas de l'hélium, plus la fréquence est élevée et moins les électrons, stockés dans la colonne positive de la précédente décharge, disposeront de temps pour se recombiner ou disparaître entre deux décharges.

De plus, en fonction du gaz utilisé et des conditions d'excitation, des métastables ou espèces excitées possédant une longue durée de vie, supérieure au temps séparant deux décharges, peuvent être créés dans le gaz dans tout l'espace inter-électrodes. Ces espèces neutres mais énergétiques sont une source d'ionisation supplémentaire. Elles engendrent la création d'électrons par collisions entre elles dans l'azote ou sur une impureté du gaz dans l'hélium [Ra 97], sans qu'il soit nécessaire d'appliquer un champ. Ces réactions d'ionisation collisionnelles sont appelées ionisation Penning. Ainsi, la présence d'atomes métastables à l'amorçage d'une décharge à produit pression-distance élevé contribue à la création d'électrons servant de germes aux avalanches et augmentant indirectement le coefficient d'ionisation du gaz.

L'augmentation du coefficient d'émission secondaire à la cathode,  $\gamma$ , peut favoriser un claquage de Townsend. Les valeurs de  $\gamma$  pour différents diélectriques peuvent être trouvées dans la littérature [Yu 80],[Ta 88] et sont en général plus faibles que celles des métaux. Néanmoins, les auteurs utilisent souvent la même valeur de  $\gamma$  pour un diélectrique et un métal [Mo 93], pour prendre en compte le piégeage des électrons issus de la décharge. En effet, si ces pièges ne sont pas trop profonds, des électrons pourront être réémis à la décharge suivante plus facilement. Le coefficient d'émission secondaire à la cathode pourra donc augmenter.



**Figure I-15 :** Configuration d'électrodes à microcathode creuse pour l'obtention de décharge lumineuse à la pression atmosphérique [St 99].



## I-9 APPLICATIONS DES DBD :

En fonction de l'application, il est préférable de développer une décharge lumineuse. Lorsque l'application nécessite une décharge en volume, la décharge filamentaire est souhaitable. Toutefois, une répartition homogène des filaments est recherchée afin d'accroître le volume de la décharge. Par contre, la décharge lumineuse est très intéressante dans le cas des traitements de surface car la contraction du champ engendre une dissipation de l'énergie proche des électrodes où la surface est généralement placée. Dans cette partie, nous décrirons succinctement les applications touchant aux des décharges lumineuses qui seront illustrées par leur configuration expérimentale innovante.

### I-9-1 DEPOLLUTION :

De grandes installations utilisant des DBD de type filamentaire ont servi au traitement des eaux polluées dès le début du siècle [Ko 88]. Les «ozoneurs» industriels sont généralement constitués de nombreux tubes à décharge, montés en parallèle, dans lesquels circulent des litres d'air ou d'oxygène. Mais, le rendement en énergie de ces générateurs d'ozone dépasse rarement 30% [El 91]. Kogoma et al. réussirent à accroître ce rendement de 10 à 15% dans l'oxygène en remplaçant la décharge filamentaire par une décharge lumineuse [Ko 94]. Cette décharge est obtenue en utilisant une grille métallique comme électrode portée à haute tension. Ce résultat a été confirmé par des simulations numériques de Dhali et al [Li 97]. Qui montrent qu'une décharge de type Townsend crée un plus grand nombre de radicaux qu'une décharge filamentaire.

Les DBD de type filamentaire permettent aussi l'oxydation de composés toxiques tels que les oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ), de carbone ( $\text{CO}_x$ ) et de soufre ( $\text{SO}_x$ ), ainsi que la décomposition de composés organiques volatils ( $\text{C}_x\text{H}_x$  ou CFC) [Ha 00], [Hi 98]. L'avancée de ces recherches est primordiale car la plupart des procédés industriels entraînent le rejet dans l'atmosphère de ces types d'effluents gazeux. Les DBD s'avèrent être une solution efficace et écologique pour les détruire.

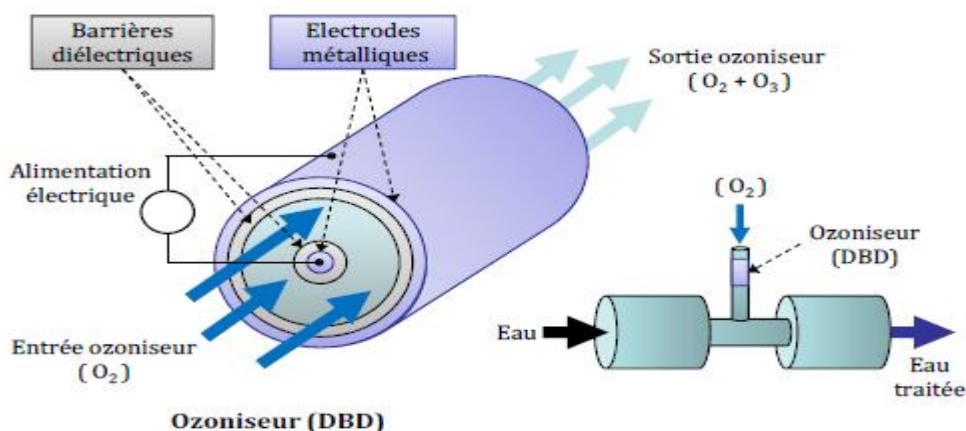


Figure I-16 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [Ra-08].

### I-9-2 SOURCES DE LUMIERE :

Les radiations UV et VUV issues de molécules excimères de gaz rares ou d'halogénure de gaz rares ont été étudiées pour fabriquer des lampes à décharge et pour exciter des lasers dits à «excimère ». La création des excimères fait intervenir des réactions à trois corps qui sont efficaces à la pression atmosphérique. C'est pourquoi des DBD sont utilisées pour accroître le rendement des systèmes. On s'intéresse donc à la fois à la cinétique de ces espèces, à leur durée de vie et aux énergies de leurs émissions [EI 91-1], [Ad 00]. Dans le cas de laser, il est préférable de travailler avec un régime de décharge plutôt homogène, une DBD par couplage de streamer [Be 93]. Dans ce cas, ce régime est atteint par une pré-ionisation du milieu.

Par suite, les connaissances sur le potentiel d'émission UV des excimères ont entraîné une série d'applications telles que la création de précurseurs de croissance pour les dépôts de couches métalliques, diélectriques et semi-conductrices, les transformations de surface, la dépollution et les panneaux à plasma. Dans ces applications, toute tentative d'homogénéisation est bien sûre souhaitable comme le souligne le développement récent de décharges à microcathode creuse [Sc. 00].

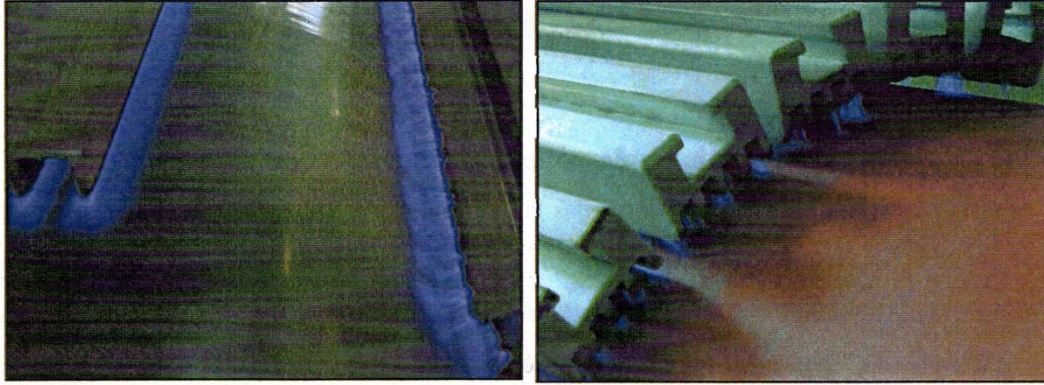
### I-9-3 TRAITEMENTS DE SURFACE :

Les DBD sont aujourd'hui testées dans toutes les disciplines regroupées sous le terme générique de traitement de surface: les modifications, la gravure et la stérilisation de surfaces ainsi que le dépôt de couches minces.

#### I-9-3 -1 MODIFICATIONS DE SURFACES:

Les traitements de surfaces par DBD dans l'air pour accroître la mouillabilité, l'encrage et l'adhésion de surfaces polymères sont utilisés depuis une trentaine d'années dans l'industrie.

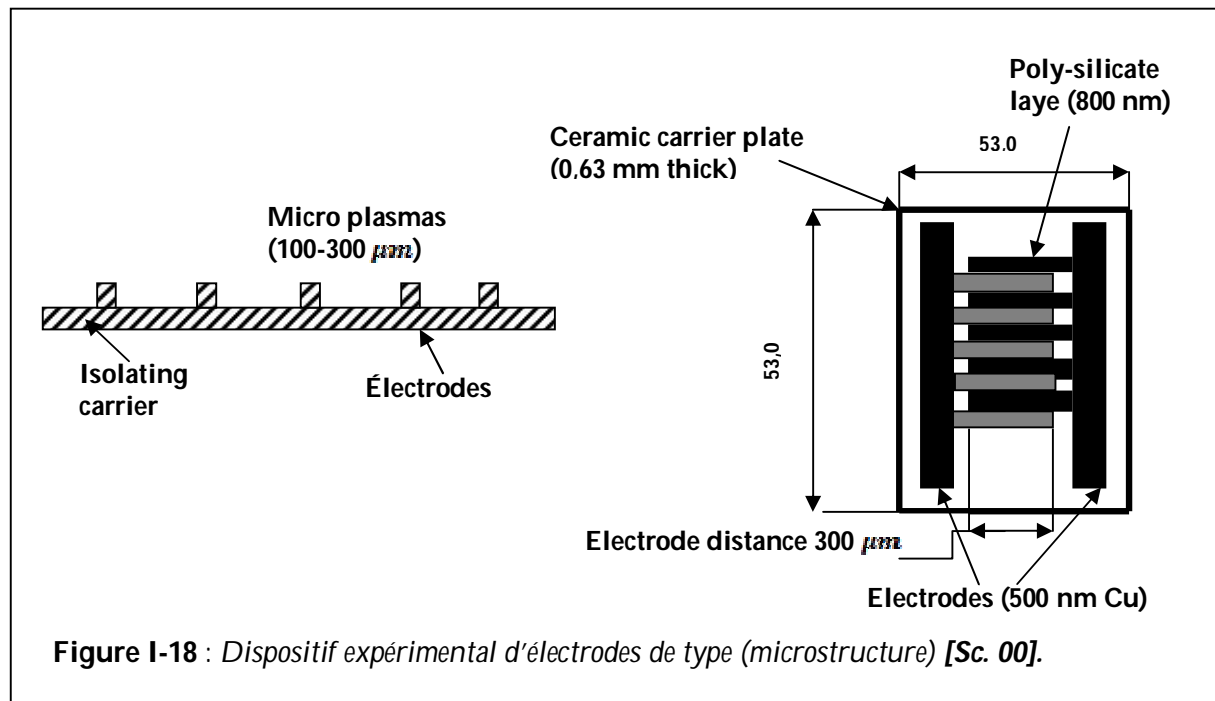
Ces techniques sont appelées des traitements «Corona» ou traitement par «décharge couronne », mais sont de type filamentaire. Un dispositif de traitement de films en ligne est présenté sur la **figure I-17**. Le film polymère défile à des vitesses de quelques dizaines de mètres par minute dans une décharge silencieuse initiée entre un rouleau métallique couvert d'un diélectrique, sur lequel est plaqué le polymère, et une électrode couteau portée à une haute tension alternative dans une gamme de fréquence variant de 10 à 50 kHz. Des films d'une largeur pouvant aller jusqu'à 10 mètres sont ainsi traités sous un nombre variable d'électrodes.



**Figure I-17:** Photographies d'un procédé (Corona) pour le traitement en ligne de films Polymères.

Des études comparatives ont été effectuées pour quantifier l'action des décharges filamenteuses et luminescentes dans l'hélium [Ma 98], [De 96], [Ma 98-2] et l'azote [Go 98] sur un polymère (PP et PET) par Massines et al. Dans leur configuration d'électrodes (planes-planes recouvertes d'un diélectrique). Elles ont montré que l'homogénéité et la reproductibilité du traitement, ainsi que l'énergie de surface atteinte, étaient supérieures dans le cas d'une DLBD. Une forte énergie de surface est favorisée par d'importantes proportions d'azote et d'oxygène greffés. Ainsi, sur un polypropylène, la DLBD d'hélium incorpore autant d'azote que d'oxygène (environ 10 %), tandis que la décharge filamenteuse greffe très peu d'azote. Précisons que, dans le cas de l'hélium, l'azote est présent en impureté. Ces taux d'incorporation dépendent évidemment de la composition de la surface. Ainsi, dans le cas du polyéthylène, dans la même configuration d'électrodes, Wertheimer et al. annoncent des taux d'azote greffé à la surface variant de 6 à 12 % pour une décharge luminescente d'azote [Mi 00], en accord avec les résultats de Gouda [Go 98]. De tels taux augmentent très largement l'adhésion de ce matériau.

Roth et al. ont également travaillé sur la modification de surfaces polymères en utilisant une configuration d'électrodes de type «microstructure» (Figure I-18) où les distances inter-électrodes sont de  $300 \mu\text{m}$  et la décharge alimentée en radio fréquence [Sc 00]. Le type de décharge généré n'est pas précisé mais après 3 secondes d'interaction, les angles de contact de goutte d'eau mesurés sur une plaque de polycarbonate atteignent  $40^\circ$  dans un mélange de He/3% O<sub>2</sub> (pour un angle initial de  $72^\circ$ ).



**Figure I-18 :** Dispositif expérimental d'électrodes de type (microstructure) [Sc. 00].

Ces mêmes auteurs ont traité des surfaces de polypropylène et polyéthylène non tissés pour améliorer leur mouillabilité en mélange He/O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>. La décharge développée était par contre du même type que celle décrite par Okazaki utilisant, selon le gaz, une électrode grille pour homogénéiser la décharge (figure I-10).

### I-9-3-2 GRAVURE:

Dans la même configuration, la gravure de matériaux a été abordée par Kogoma et al [Ko 97]. Sur les polyimides, les vitesses de gravure maximales atteintes sont de 500 nm/min dans des mélanges He/O<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>. Pour graver du silicium ou de l'oxyde de silicium, il est recommandé d'ajouter N<sub>2</sub> au mélange précédent pour obtenir une vitesse maximale de 47 nm/min [Na 89].

### I-9-3-3 STERILISATION:

Il est également possible de stériliser un matériau ou un aliment par DBD. Cette méthode est très intéressante par rapport aux méthodes traditionnelles si le matériau à traiter ne supporte pas une température trop élevée ou s'il est déjà conditionné. En effet, Laroussi et al. Écrivent, suite à une comparaison des différentes méthodes de décontamination, qu'une DLBD d'hélium permet de détruire efficacement des bactéries en quelques minutes [La 96]. Pour cette application, Roth et al. ont développé un réacteur capable de générer une DLBD (appelée outre Atlantique «OAUGDP») via un système d'électrodes type «RER» (Remote Exposure Reactor) [Ro 00], qui génère une DBD de surface (figure I-19). En faisant circuler de l'air dans beaucoup de décharges, ils créent un maximum d'espèces réactives.

Ces espèces sont utilisées en post-décharge pour traiter des pièces tridimensionnelles. Une dizaine de secondes à quelques minutes d'exposition réduisent de 10<sup>6</sup> le nombre de microorganismes présents en surface.

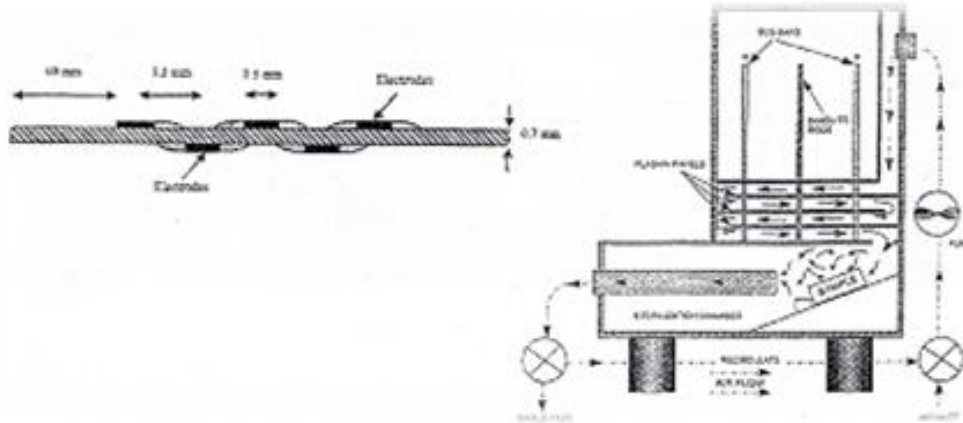
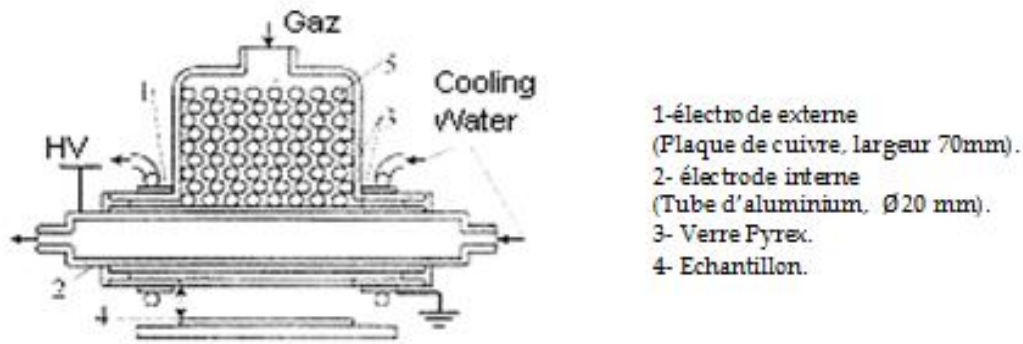


Figure I-19 : système d'électrodes type (RER) et réacteur utilisé pour stériliser une surface [Ro 00].

#### I-9-3-4 DEPOT DE COUCHE MINCE:

Les dépôts par DBD constituent une dernière voie d'application très prometteuse où une décharge homogène sera recherchée pour favoriser la croissance de couches homogènes. Okazaki et al. ont débuté par la polymérisation de polyéthylène (PE) et de téflon (PTFE) sur des substrats de silicium et de verre [Yo 90] à des vitesses de croissance de 1-2  $\mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ . Ils ont constaté que l'utilisation de la pression atmosphérique ne semblait pas donner des propriétés de films différentes par rapport à la basse pression. Puis, ils ont déposé des couches d'oxyde de silicium à base d'organosiliciés, tétraéthoxysilane (TEOS) et d'hexaméthylidisiloxane (HMDSO) [Sa 95]. Des couches minces et homogènes ont ainsi été synthétisées avec des vitesses, des rugosités et des épaisseurs comparables à la méthode «PECVD» (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), laissant supposer que la décomposition des monomères à la pression atmosphérique est similaire à celle obtenue à basse pression. Kogoma et al. ont récemment repris ces études dans une configuration de réacteur de type «spray», dans laquelle la décharge est créée séparément de la surface à traiter (figure 17). Les espèces actives du plasma sont ensuite soufflées vers le matériau. Elles polymérisent ainsi dans l'hélium ou l'argon des films fluorés à base de monomères  $\text{C}_3\text{F}_6$  et  $\text{CF}_2\text{CFH}$  ou nettoient des surfaces polluées de résidus organiques en ajoutant de l'oxygène au gaz porteur [Ta 00]. Les premières études d'Okazaki et al. ont été poursuivies par des dépôts sur aluminium par Sonnenfeld et al [So 00]. Dans un mélange argon/HMDSO et par Foest et al. à partir d'hélium/HMDSO [Fo 00]. Ces deux décharges sont filamentaires mais conduisent toutefois à des couches qui semblent être homogènes.



**Figure I-20:** Réacteur de type (s) y) utilisé pour le dépôt de films fluorés ou nettoyage de surface  
[Ta 00]

L'élaboration de couches minces d'oxyde de silicium par décharge lumineuse en mélange  $N_2/N_2O/SiH_4$  est également étudiée par Massines et al [Gh 00]. En utilisant la configuration décrite précédemment avec l'ajout d'un flux de gaz. Ils ont prouvé qu'il est possible de déposer des couches de structure proche de la silice avec des vitesses de croissance de l'ordre de  $700 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$ . L'épaisseur du dépôt varie en fonction de la distance à l'injection due à la consommation plus rapide de  $SiH_4$  à l'entrée de la décharge.

Enfin, Roth et al. ont développé un troisième type de réacteur (appelé réacteur «Microplanar») dans le but de déposer des couches diamants [Sc-00-1]. La configuration développée reprend le principe d'un espace inter-électrodes de faible dimension ( $100\text{-}300 \mu\text{m}$ ) dans lequel le substrat défile. Grâce à cette configuration et à une excitation radiofréquence, des vitesses de croissance de l'ordre de  $10 \mu\text{m}/\text{min}$  ont été obtenues en mélanges  $He/C_2H_2$ .

## **Chapitre II**

### **MODELE PHYSIQUE DE LA DECHARGE**



## II.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons présenter les équations de base utilisées d'une manière générale pour la modélisation des décharges contrôlée par barrière diélectrique (DBD) dans l'Hélium à la pression atmosphérique. Nous décrirons dans cette partie les équations utilisées pour étudier le transport des particules chargées dans le cadre de l'approche macroscopique (équation de Boltzmann). Afin de tenir compte du champ de charge d'espace important qui règne dans le milieu gazeux, les équations de transport doivent être couplées à l'équation de Poisson également décrite dans ce chapitre [La 07].

Le modèle physique développé nous permettra de mieux comprendre le fonctionnement de la décharge étudiée en visant à reproduire à partir de la description des phénomènes physiques (phénomènes de transport électronique et ionique dans le gaz et le champ électrique).

Ce modèle est fluide et monodimensionnel. Il permet d'obtenir pour plusieurs périodes de la tension appliquée, le courant de la décharge et ses tensions caractéristiques (gaz, diélectrique) en fonction du temps ainsi que les variations spatiotemporelles du champ électrique, du potentiel et des densités de différentes espèces.

Cette modélisation tient en compte de la configuration géométrique et des grandeurs électriques de la cellule de décharge (dimensions, capacité des diélectriques, pression et la composition du gaz).

## II.2. APPROCHE MICROSCOPIQUE

L'approche qui consiste à résoudre les équations de Boltzmann électronique et ionique couplées à l'équation de Poisson permet une description fine du problème car elle donne accès aux fonctions de distribution des vitesses des particules chargées.

Cette approche, que nous qualifierons d'approche microscopique est plutôt utilisée dans des conditions relativement peu collisionnelles (c'est à dire où les libres parcours des particules chargées ne sont pas très petits par rapport aux dimensions caractéristiques macroscopiques du problème).

Dans le cas des décharges électriques dans un gaz a haute pression (de l'ordre de la pression atmosphérique) les méthodes microscopiques sont moins justifiées et plus difficiles à mettre en œuvre en raison des temps de calcul très élevés qu'elles impliquent, On a donc recours à une approche plus macroscopique des phénomènes dans laquelle les propriétés des particules chargées ne sont pas représentées par des fonctions de distribution des vitesses, mais par des grandeurs macroscopiques qui sont des moments dans l'espace des vitesses, de ces fonctions de distribution (densités, vitesses moyennes, énergie moyenne ...).



### II-3- APPROCHE MACROSCOPIQUE " MODELES FLUIDES "

Le transport des particules chargées est dans cette approche caractérisé par des grandeurs moyennes que sont, la densité, la vitesse moyenne et l'énergie moyenne des particules. L'équation de Boltzmann est alors remplacée par deux équations qui décrivent l'évolution spatio-temporelle de ces valeurs moyennes. Ce sont l'équation de continuité pour les densités, l'équation de quantité de mouvement pour les vitesses moyennes. Ces équations appelées moments de l'équation de Boltzmann sont les résultats de l'intégration de l'équation de Boltzmann multipliée par les grandeurs macroscopiques physiques ( $I$  et  $m\mathbf{v}$ ) variant comme des polynômes de la vitesse sur l'espace des vitesses. En fait il faudrait une infinité d'équations de ce type pour obtenir une représentation équivalente à l'équation de Boltzmann.

### II-4- PRESENTATION DU MODELE PHYSIQUE (MATHEMATIQUE) :

Le milieu que l'on étudie est constitué d'électrons et d'ions, d'atomes ou de molécules dans leurs états fondamentaux. En principe la description des propriétés physiques de ce milieu nécessite la résolution de l'équation du mouvement de chaque particule. Il est donc nécessaire d'aborder le problème par une approche statistique pour obtenir les grandeurs moyennes caractérisant le milieu. Nous utiliserons alors la fonction de distribution des particules qui vérifie l'équation de Boltzmann pour les déterminer. Ces grandeurs peuvent être également obtenues à l'aide des moments de l'équation de Boltzmann. Les équations de conservation ainsi obtenues forment, quand elles sont couplées à l'équation de Poisson, le modèle fluide ou continu qui est souvent utilisé pour la modélisation des décharges.

#### II-4-1 EQUATION DE BOLTZMANN ET SES MOMENTS :

Pour étudier la cinétique des ions et des électrons dans un gaz faiblement ionisé, on utilise l'équation de Boltzmann:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}} + \vec{\gamma} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}} = \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{coll} \quad (II.1)$$

C'est l'équation d'évolution de la fonction de distribution des ions ou des électrons. Les différents termes peuvent être explicités de la façon suivante:

- $f_a$  est la fonction de distribution de l'espèce  $a$  (électron, ion positif, ion négatif, atome ou molécule) et  $f_a(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r d^3v$  représente le nombre de particules de l'espèce  $a$  dont la position et la vitesse se trouve dans l'élément de volume  $d^3r d^3v$  autour du point  $(\vec{r}, \vec{v})$  à l'instant  $t$ .

Cette fonction de distribution représente aussi la densité moyenne des particules présentes au point  $\vec{r}$  à l'instant  $t$  et possédant une vitesse  $\vec{v}$  (moyenne dans le temps et dans l'espace autour de  $\vec{r}$  et  $t$ ).

L'équation précédente peut s'écrire sous la forme suivante :

$$[f(\vec{r} + \vec{v}dt, \vec{v} + \vec{\gamma}dt, t + dt) - f(\vec{r}, \vec{v}, t)]d^3rd^3v = \left(\frac{\delta f_a}{\delta t}\right)_{\text{coll}} d^3rd^3v \quad (\text{II.2})$$

- Le terme  $\vec{v} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}}$  traduisant la diffusion spatiale qui fait tendre le système vers son état homogène.
- Le terme  $\vec{\gamma} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}}$  traduisant l'action des forces extérieures sur les particules.
- le terme  $\left(\frac{\delta f_a}{\delta t}\right)_{\text{coll}}$  est le terme de collision qui rend compte de la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les neutres.

A partir de cette fonction de distribution, on peut avoir accès à toutes les grandeurs macroscopiques comme la **densité** des particules, leur **vitesse moyenne**, leur **énergie** et qui sont reliés par les équations dites : " les moments de l'équation de Boltzmann ". Celles-ci sont obtenues en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction  $X(\vec{v})$ . Nous nous intéresserons seulement aux deux premiers moments de l'équation qui donnent l'équation de continuité ( $X(\vec{v}) = m$ ),  $m$  étant la masse de l'ion ou de l'électron, l'équation de transfert de la quantité de mouvement ( $X(\vec{v}) = m\vec{v}$ ). [De-63], [Bo-05], [Ko-06] et [Ch-92].

$$\int \left( \frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}} + \vec{\gamma} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}} \right) X(\vec{v}) d\vec{v} = \int \left( \frac{\delta f_a}{\delta t} \right)_{\text{coll}} X(\vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{II.3})$$

En tenant compte de l'indépendance des grandeurs considérées par rapport à l'espace et au temps.

On peut déduire la densité ou le nombre moyen des particules en un point du plasma à un instant donné  $t$ :

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (\text{II.4})$$

Le nombre de particules étudiées étant important, nous utiliserons des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution. On peut définir de manière générale la valeur moyenne d'une grandeur quelconque  $\vec{X}$  par:

$$\langle \vec{X} \rangle = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{X} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (\text{II.5})$$

Alors l'équation (II.3) peut s'écrire:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n \langle X(\vec{v}) \rangle) + \frac{\partial}{\partial r}(n \langle X(\vec{v})\vec{v} \rangle) - \gamma \frac{\partial}{\partial v}(n \langle X(\vec{v}) \rangle) = \int \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll} X(\vec{v}) d\vec{v} \quad (II.6)$$

Cette équation est appelée " équation générale de transport ". On peut encore écrire le terme de collision (terme source) de la façon suivante:

$$\int \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll} X(\vec{v}) d\vec{v} = \frac{\delta}{\delta t}(n \langle X(\vec{v}) \rangle)_{coll} \quad (II.7)$$

Dans les décharges luminescentes, la charge d'espace due à la présence d'ions et d'électrons est suffisante pour distordre le champ électrique géométrique. Ce phénomène doit être décrit en couplant les équations de transport électronique et ionique avec l'équation de Poisson pour le champ électrique.

### II-4-2 EQUATION DE CONTINUITE

La forme générale de l'équation de continuité est décrite de la façon suivante:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial (n(\vec{r}, t)\vec{v}(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} = S(\vec{r}, t) = \left(\frac{\delta n}{\delta t}\right)_{coll} \quad (II.8)$$

Avec :

$$n(\vec{r}, t)\vec{v}(\vec{r}, t) = n(\vec{r}, t)w(\vec{r}, t) - \frac{\partial (n(\vec{r}, t)D(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} \quad (II.9)$$

w : représente la vitesse de dérive des particules.

D : représente la diffusion des particules.

Donc :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = S(\vec{r}, t) - \frac{\partial (n(\vec{r}, t) w(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial^2 (n(\vec{r}, t) D(\vec{r}, t))}{\partial^2 \vec{r}} \quad (II.10)$$

C'est une équation de dérivée partielle de type dérive-diffusion qui décrit l'évolution spatiale et temporelle de la densité des particules.

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître la variation spatiale et temporelle des grandeurs w et D ainsi que le terme source S.

Cette équation, permettant d'obtenir un modèle d'ordre zéro, est obtenue en remplaçant  $X(\vec{v})$  par m dans l'équation (II.6) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n \vec{v}}{\partial \vec{r}} = \left(\frac{\delta n}{\delta t}\right)_{coll} = S \quad (II.11)$$

Cette équation représente la conservation de la charge. Les deux termes gauches de l'équation (II.11) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux.

$n = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}$  est la densité de particules.

$n\bar{v} = \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}$  est le flux de particules où  $\bar{v}$  est la vitesse moyenne des particules.

S est le terme source qui caractérise l'apparition (ionisation) ou la disparition (attachement, recombinaison) des particules.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la fonction de distribution des espèces et de la pression. En considérant trois processus collisionnels, l'ionisation, l'attachement et la recombinaison, Il s'écrit dans les cas les plus simples de la façon suivante :

$$S = n_e v_i - r_{ei+} n_e n_{i+} - r_{i+i-} n_{i+} n_{i-} \quad (\text{Ions positifs})$$

$$S = n_e v_a - r_{i+i-} n_{i+} n_{i-} \quad (\text{Ions négatifs})$$

$$S = n_e (v_i - v_a) - r_{ei+} n_e n_{i+} \quad (\text{Électrons})$$

Avec :

$v_i, v_a$  : Respectivement fréquences moyennes d'ionisation et d'attachement.

$r_{ei+}$  et  $r_{i+i-}$  : coefficient de recombinaison (respectivement électrons-ions positifs, ions positifs -ions négatifs).

$n_e, n_{i+}$  et  $n_{i-}$  sont respectivement les densités des électrons, des ions positifs et négatifs.

Ce modèle a été utilisé de nombreuses fois pour la modélisation des décharges luminescentes mais il ne peut rendre compte correctement des phénomènes qui se passent dans la lueur négative ou dans la colonne positive de la décharge car la diffusion y joue un rôle non négligeable. On associe alors à cette équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement pour obtenir un modèle plus complet.

### II-4-3 EQUATION DE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT :

Cette équation qui est la base du modèle d'ordre un est obtenue en remplaçant  $X(\vec{v})$  par  $m\vec{v}$  dans l'équation (II.6) on obtient.

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \langle m\vec{v} \rangle) + \frac{\partial}{\partial r} (n \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle) - \gamma \frac{\partial}{\partial v} (n \langle m\vec{v} \rangle) = \int \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_{coll} m\vec{v} d\vec{v} \quad (\text{II-12})$$

Après substitution de l'équation II-12 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{v} \rangle + \langle \vec{v} \rangle \frac{\partial}{\partial r} \langle \vec{v} \rangle - \frac{1}{mn} \frac{\partial P}{\partial r} - \vec{\gamma} = \int \left( \frac{\delta}{\delta t} \right)_{coll} \langle \vec{v} \rangle \quad (II-13)$$

$$P = m \int (\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle)(\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle) f d\vec{v} \quad (II-14)$$

$$P = mn \langle \vec{g} \vec{g} \rangle \quad \text{si on note} \quad \vec{g} = \vec{v} - \langle \vec{v} \rangle \quad (II-15)$$

Nous considérons le tenseur de pression cinétique est nul si toutes les vitesses des particules considérées sont égales à leur vecteur vitesse moyenne. Si nous négligeons le terme de dérivée temporelle et l'énergie de dérive devant l'énergie thermique nous obtenons alors ci-dessous l'équation aux dérivées partielles de type « convection-diffusion » et qui décrit l'évolution spatiale et temporelle de la densité des particules. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître la variation spatiale et temporelle des grandeurs  $w(\vec{r}, t)$  et  $D(\vec{r}, t)$  ainsi que le terme source  $S(\vec{r}, t)$ .

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (n(\vec{r}, t)w(\vec{r}, t) - D(\vec{r}, t) \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial r}) = S(\vec{r}, t) \quad (II-16)$$

Avec :

- $n(\vec{r}, t)w(\vec{r}, t) - D(\vec{r}, t) \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial r}$  : flux de particules.
- $n(\vec{r}, t)w(\vec{r}, t)$  : le terme de conduction,  $w$  : la vitesse de dérive de l'espèce
- $D(\vec{r}, t) \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial r}$  : le terme de diffusion,  $D$  : le coefficient de diffusion

#### II-4-4 FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATION DES MOMENTS:

Notre système formé par les deux premiers moments (les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement) n'est pas équivalent à l'équation de Boltzmann car, il nécessiterait un nombre infini d'équations de moments de Boltzmann. L'utilisation de ces deux premiers moments de l'équation de Boltzmann nous met devant un système où le nombre d'inconnus est supérieur au nombre d'équations. Pour le résoudre il faut fermer le système d'équations par supposition de certaines hypothèses, parmi d'elles l'hypothèse de l'équilibre local.

Les coefficients de transport qui permettent d'écrire les termes de dérive et de diffusion à un instant donné et à une position donnée sont supposés indépendants du champ électrique existant aux mêmes coordonnées (instant & position). Ceci suppose que le gradient temporel et spatial du champ électrique est faible sur des distances du libre parcours moyen des particules. Lorsque cette hypothèse est vérifiée, la description de la décharge peut s'effectuer en utilisant les valeurs des paramètres de transport calculés à l'équilibre lorsque le champ électrique est constant. Les paramètres de transport dépendent alors seulement de la position et du temps à travers la variation spatiale et temporelle du champ électrique.

Lorsque les gradients de champ sont plus importants, la situation de non équilibre qui résulte nécessite un couplage entre les formalismes macroscopiques et microscopiques. Une étude particulière ou microscopique s'impose en se basant sur la résolution directe de l'équation de Boltzmann l'équation II-1 des diverses particules.

Ces problèmes de non équilibre ont généralement deux origines : un non équilibre spatial et/ou temporel et un non équilibre collisionnel. Dans le premier cas, les coefficients de transport sont indépendants de la position et/ou du temps à travers le champ électrique comme dans le cas de l'approximation du champ local.

Un couplage avec l'équation de Boltzmann permettant de tenir compte de ce problème de non équilibre est alors nécessaire. Dans le second cas, les coefficients de transport tabulés sont obtenus dans les conditions standards des expériences de mesure, c'est-à-dire à faible degré d'ionisation (sans interactions coulombiennes, super élastiques,...). Si on veut prendre en compte de tous ces processus, les coefficients de transport tabulés sont alors incorrects, il est nécessaire de tenir compte d'un couplage avec l'équation de Boltzmann incluant leur influence [Po-94].

#### II -4-5 EQUATION DE POISSON:

$$\nabla_r^2 V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (\sum_p n_p - \sum_e n_e) \quad (\text{II.17a})$$

$$\vec{E} = -\overline{\text{grad}} V \quad (\text{II.17b})$$

L'équation de Boltzmann couplée à celle de Poisson forme un modèle électrique auto cohérent de la décharge. Les seules données nécessaires sont les sections efficaces pour chaque type de collisions.

Avec  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide et  $|e|$  la valeur absolue de la charge de l'électron (les ions étant supposés mono chargés).

## II-5. APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL :

La détermination des grandeurs introduites ci-dessus doit en général s'effectuer à partir de la connaissance de la fonction de distribution. Cependant, comme nous ne résolvons pas l'équation de Boltzmann, il ne nous est pas possible de déterminer directement la variation spatiale et temporelle de ces quantités.

Le cas des décharges électriques à haute pression, les électrons et les ions effectuent un nombre important de collisions avec les molécules du gaz. Cela signifie que leur libre parcours moyen est en général petit envers des dimensions de la cellule de la décharge. On conçoit donc que la variation du champ électrique à l'échelle d'un libre parcours moyen soit faible. Dans ces conditions, le mouvement des électrons ne doit pas trop s'écarter de celui qu'ils auraient si le champ électrique était constant. Il s'en suit que l'on ne commettra pas une erreur importante si l'on considère que les différents paramètres de transport utilisés dans l'équation de transfert de la quantité du mouvement sont identiques à ceux correspondants à l'équilibre pour la même valeur réduite du  $E/P$ .

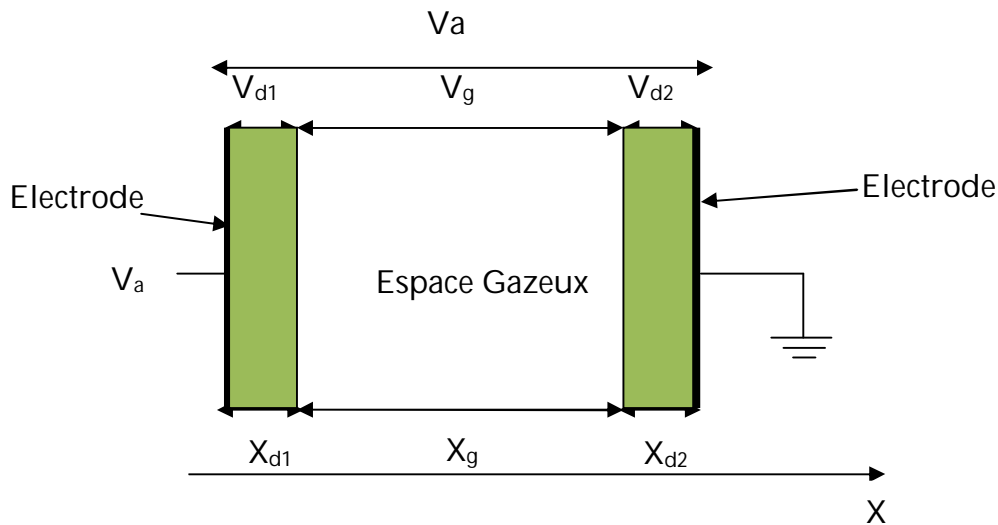
L'adoption de cette approximation consiste à utiliser pour les valeurs de la vitesse de dérive, du coefficient de diffusion et du terme source, les valeurs correspondantes obtenues dans des situations d'équilibre (lorsque les gradients dans l'espace des positions ou du temps sont négligeables). Dans ce cas, on sait que les paramètres macroscopiques sont uniquement des fonctions du rapport  $E/N$ . Une fois connue la variation des paramètres de transport avec  $E/N$ , leur variation spatiale s'obtient évidemment à travers la variation spatiale de  $E/N$ . L'approximation décrite ci-dessus porte le nom d'approximation du champ électrique local. Bien qu'elle conduise, la plupart du temps, à des résultats qui semblent physiquement cohérents.

En revanche, les fréquences de collision ainsi que les mobilités, coefficients d'ionisation dépendent également du champ électrique local [Be 97] et [La 07].

## II.6 : MODELE MONODIMENSIONNEL DE LA DECHARGE ENTRE PAROIS DIELECTRIQUES A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE :

### II.6.1 : GEOMETRIE DE LA CELLULE DE DECHARGE MODELISEE :

La cellule est représentée schématiquement sur la figure II-1. La décharge considérée étant homogène axialement, elle ne dépend que de la position axiale et nous pouvons considérer que notre problème est monodimensionnel. Il suffit alors de résoudre les équations le long de l'axe longitudinal OX (figure ci-dessous).



**Figure II-1 :** Schéma de la cellule de Décharge modélisée

Dans tout ce qui suit, nous admettons que, lorsque la cathode se trouve du côté droit de la figure ci-dessus, la vitesse de dérive des électrons est négative et celle des ions est positive. Par suite, le flux d'électrons est négatif et celui des ions est positif. Il s'en suit que les courants des électrons et des ions sont positifs ainsi que le courant total. Evidemment, lorsque la cathode se trouve à gauche de la figure II-1, les signes des grandeurs définies ci-dessus sont inversés [Kh-04], [Po-01] et [Sa-10].

### II.6.2 : EQUATIONS UTILISEES :

Le modèle numérique qui a été développé est monodimensionnel, en outre, la modélisation de la décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique est auto-cohérente et capable de décrire le couplage entre le transport des particules chargées, ceux des espèces excitées et le champ électrique. Elle permet d'obtenir les variations spatio-temporelles du champ électrique, et des densités (électroniques, ioniques et des particules excitées) dans la cellule de décharge.

La modélisation numérique de la décharge repose ainsi sur:

- 1- L'écriture des équations mathématiques qui décrivent les propriétés physiques du système.
- 2- La recherche des données de base caractérisant le système.
- 3- L'élaboration de la méthode numérique



### II.6.2.1 : TRANSPORT DES PARTICULES :

Nous avons eu recours à la modélisation dite "fluide". La description du transport des particules chargées ou excitées est alors effectuée de façon macroscopique par résolution de l'équation de continuité et de l'équation de transfert de la quantité de mouvement. Les paramètres relatifs à ces particules sont alors: la densité, la vitesse de dérive et donc la mobilité, le coefficient de diffusion. Ces paramètres en un point et à un instant donné sont, dans le cadre de l'hypothèse de l'équilibre local, supposé ne dépendent que du champ électrique local (au point et à l'instant considéré). Finalement, le champ électrique est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson.

La présence de la paroi diélectrique est, bien entendu, prise en compte dans le modèle. En effet, cette dernière induit deux phénomènes fondamentaux quant au fonctionnement de la décharge dans un régime homogène stable et permanent à pression atmosphérique. D'une part, l'émission secondaire due au bombardement ionique des diélectriques détermine au même titre que le coefficient d'ionisation du gaz, la tension de claquage de ce dernier. D'autre part, l'accumulation de charges sur les parois diélectriques est à la base même du fonctionnement de la DBD [Be 97] , [Sa-10].

Les équations relatives au transport des particules chargées, au champ électrique et à la cinétique des espèces excitées s'écrivent de la façon suivante:

#### II.6.2.1.1 : TRANSPORT DES PARTICULES CHARGÉES :

Dans ce paragraphe, nous allons exposer les différentes équations relatives au transport des électrons, des ions et les espaces excités.

##### II.6.2.1.1.1 : EQUATION DE CONVECTION DIFFUSION DES ELECTRONS :

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} = S_e(x,t) - \frac{\partial(n_e(x,t)W_e(x,t))}{\partial x} + \frac{\partial^2[n_e(x,t)D_e(x,t)]}{\partial x^2} \quad \text{II-18}$$

Avec  $n_e(x, t)$  est la densité électronique,  $S_e(x,t)$  est le terme source des électrons,  $W_e(x,t)$  est la vitesse de dérive électronique tel que  $W_e = \mu_e (E)$  avec  $\mu_e$  la mobilité électronique et  $D_e(x,t)$  le coefficient de diffusion électronique.

##### II.6.2.1.1.2 : EQUATION DE CONVECTION DIFFUSION DES IONS :

$$\frac{\partial n_{p^k}(x,t)}{\partial t} = S_{p^k}(x,t) - \frac{\partial(n_{p^k}(x,t)W_{p^k}(x,t))}{\partial x} + \frac{\partial^2[n_{p^k}(x,t)D_{p^k}(x,t)]}{\partial x^2} \quad \text{II-19}$$

$n_{p^k}(x,t)$  est la densité des ions du type k

$S_{p^k}(x,t)$  représentent les termes source qui leur sont correspondants de manière analogue au cas des électrons,  $W_{p^k}(x,t)$  et  $D_{p^k}(x,t)$  sont respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion de l'ion d'indice k, et,  $W_{p^k} = \mu_{p^k}(E)$  avec  $\mu_{p^k}$  la mobilité de cet ion [Be-97].

### II.6.2.1.1.3 : EQUATION DE POISSON :

Pour le traitement auto cohérent du problème, il est nécessaire de calculer le champ électrique en chaque point du domaine et à chaque instant. Pour ce faire, il faut résoudre l'équation de Poisson qui relie le champ électrique  $E(x,t)$  à la densité nette de charges  $\rho(x,t)$  dans l'espace inter-barrières diélectriques .

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\epsilon_0} \quad \text{II-20}$$

La densité nette de charges est donnée par la relation suivante [Kh-04],[ Sa 10] :

$$\rho(x,t) = |e| \left( \sum_{ip=1}^{np} (n_{ip}(x,t) - n_e(x,t)) \right) \quad \text{II-21}$$

Où  $n_{ip}$  et  $n_e$  représentent respectivement la densité des particules chargées positivement puis celle des particules chargées négativement.

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C est la charge de l'électron et  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F.cm<sup>-1</sup> la permittivité du vide.

### II.6.2.1.1.4 : EQUATION DE TRANSPORT DES PARTICULES EXCITEES :

Dans le cas des espèces excités, la vitesse de dérive est nulle. Leur transport est décrit par l'équation de convection-diffusion suivante :

$$\frac{\partial n_m(x,t)}{\partial t} = S_m(x,t) + \frac{\partial^2 [n_m(x,t) D_m(x,t)]}{\partial x^2} \quad \text{II-22}$$

Ces espaces peuvent être des états excités atomiques ou moléculaires de l'hélium & Azote ou de toute autre impureté présente dans l'enceinte de la décharge.

$n_m(x,t)$  est la densité des métastables.

$S_m(x,t)$ ,  $D_m(x,t)$  représentent respectivement les termes source des métastables et son coefficient de diffusion.

### II.6.3 : CONDITIONS AUX LIMITES :

Les équations du modèle étant définies, nous allons dans ce paragraphe exposer les conditions aux limites appropriées à l'étude de la DLPA. Le choix de ces conditions aux limites est très important vis-à-vis du modèle macroscopique développé étant donné que seul un modèle microscopique peut prendre en compte l'effet des parois diélectriques sur le fonctionnement de la décharge elle-même.

#### II.6.3.1 : FLUX DE PARTICULES SUR LES PAROIS :

L'écriture des conditions aux limites pour les équations fluides d'un modèle macroscopique est une question primordiale dans la description du problème. Diverses conditions aux limites sont utilisées dans la littérature. Celles-ci décrivent de manière plus ou moins réaliste les phénomènes physiques se produisant à la surface des électrodes. Les conditions les plus simples consistent à écrire que soit la densité, soit sa dérivée spatiale est nulle à la paroi.

Pour les particules chargées, la condition que nous avons choisie consiste à admettre que la dérivée de la densité est nulle sur la paroi [BG-97]. Dans ces conditions, l'équation de transfert de la quantité de mouvement prend la forme :

$$\phi_{i(paroi)} = a_i(x_s, t) \cdot w_i(x_s, t) \quad \text{II-23}$$

Dans l'équation (II-23), le coefficient  $a_i$  est égal à 1 si la vitesse est dirigée vers la paroi et 0 dans le cas inverse. La variable  $x_s$  désigne la position de la surface considérée.

Dans le cas des électrons, il faut tenir compte du flux d'électrons émis éventuellement par effet photoélectrique à la paroi, par bombardement ionique où, comme on le verra, par impact de molécules métastables, l'équation II-16 devient alors [Be-97] [Sa-10].

$$\phi_{e(paroi)}(x_s, t) = a_e \cdot n_e(x_s, t) \cdot w_e(x_s, t) \pm \phi_{\text{électrons secondaires}} \quad \text{II-24}$$

Où  $\phi_{\text{électrons secondaires}}$  est le flux d'électrons secondaires émis sous l'impact de particules chargées ou de niveaux excités. Le coefficient  $a_e$  est égal à 1 quand la vitesse des électrons est dirigée vers la paroi, et il est nul dans le cas inverse. Les signes plus et moins dans la relation ci-dessus correspondent respectivement au cas où la cathode se trouve à gauche (signe plus) ou à droite (signe moins).

Pour les particules neutres (excitées ou non), le flux sur la paroi correspond au flux thermique de particules est obtenu à partir d'une fonction de distribution maxwellienne des particules définie sur un demi-espace angulaire (puisque seules les particules dirigées vers la paroi interviennent). On a :

$$\phi_{m(paroi)} = \frac{1}{4} n_m \cdot v_{th.m} \quad \text{II-25}$$

La vitesse d'agitation thermique ( $v_{th.m}$ ) de l'espèce  $j$  est obtenue au moyen de la formule suivante [Le-00], [Sa-10] :

$$v_{th.m} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T_m}{\pi \cdot m_m}} \quad \text{II-26}$$

Où  $T_m$ , est la température des particules et  $m_m$  leur masse.

Nous avons introduit dans notre modèle les conditions utilisées par Hagelaar et coll [Ha-00].

### II.6.3.2 : EMISSION SECONDAIRE :

S'ils possèdent une énergie suffisante, les ions ou les particules excitées peuvent provoquer l'émission d'électrons secondaires par les surfaces qu'ils bombardent.

Si  $\phi_{ions}$  désigne le flux des ions à la cathode et  $\phi_m$  le flux des particules excitées (notamment les niveaux métastables), le flux électronique émis par la paroi  $\phi_{\text{électrons-sec secondaires}}$  (la cathode étant par exemple située côté droite) peut s'écrire [Kh-04]:

$$\phi_{\text{électrons-sec secondaires}} = \sum_{i=1}^{n_{ions}} \gamma_i \cdot \phi_{ions} + \sum_{m=1}^{n_{\text{métastables}}} \gamma_m \cdot \phi_m \quad \text{II-27}$$

$\gamma_i$  et  $\gamma_m$  sont les coefficients d'émission secondaire de la surface correspondant au bombardement par les ions et les particules excitées respectivement. Les valeurs de ces coefficients d'émission secondaire dépendent du matériau constituant la cathode, de l'énergie interne de la particule incidente ainsi que de la valeur du champ électrique au voisinage de la paroi. Dans ce travail seul  $\gamma_i$  est pris en considération,  $\gamma_m$  a été choisi nul a priori [Le-00].

### II.6.3.3 : EQUATION DE LA CHARGE DE SURFACE :

La surface des diélectriques se charge sous l'impact du flux d'ions et d'électrons. Cette charge de surface entraîne l'apparition d'une tension mémoire aux bornes des diélectriques. En faisant l'hypothèse que les charges déposées ne diffusent pas sur la paroi et que la recombinaison entre charges positives et négatives est instantanée, la densité nette de charge  $\sigma$  (en C.cm<sup>-2</sup>) s'obtient à partir des relations II-28 et II-29 [Kh-04].

**Sur l'électrode de gauche :**

$$\frac{\partial \sigma_g(t)}{\partial t} = |e| \left\{ - \sum_{i=1}^{n_{ions}} a_i \cdot n_i \cdot w_i (1 + \gamma_i) + \sum_{j=1}^{n_{métables}} \frac{1}{4} n_j \cdot v_{th,j} \cdot \gamma_m + a_e \cdot n_e \cdot w_e \right\} \quad \text{II-28}$$

**Sur l'électrode de droite :**

$$\frac{\partial \sigma_d(t)}{\partial t} = |e| \left\{ \sum_{i=1}^{n_{ions}} a_i \cdot n_i \cdot w_i (1 + \gamma_i) + \sum_{j=1}^{n_{métables}} \frac{1}{4} n_j \cdot v_{th,j} \cdot \gamma_m - a_e \cdot n_e \cdot w_e \right\} \quad \text{II-29}$$

#### II.6.3.4: CONDITIONS AUX LIMITES POUR L'EQUATION DE POISSON :

Les potentiels appliqués aux électrodes servent de conditions aux limites pour la résolution de l'équation de Poisson. L'équation de Poisson est résolue sur tout l'espace inter-barrières (BD). A l'interface gaz-diélectrique, on a la relation II-30 [La-07]:

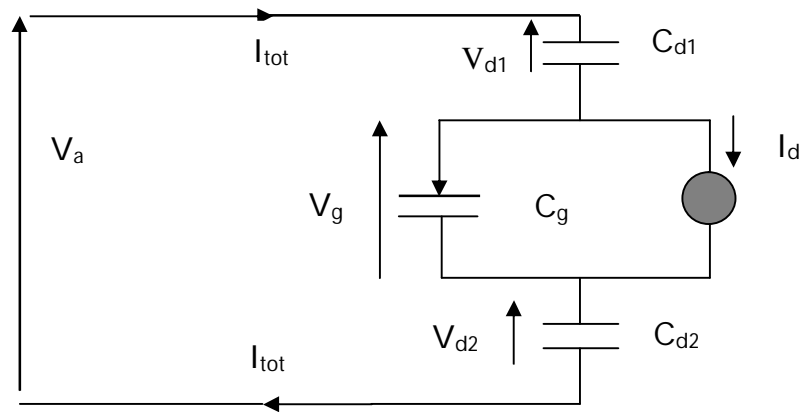
$$\varepsilon_{diélectrique} \cdot E_{diélectrique} \cdot n_{diélectrique} - \varepsilon_0 \cdot E_{gaz} \cdot n = \sigma \quad \text{II-30}$$

Où  $\varepsilon_{diélectrique}$  et  $\varepsilon_0$  sont respectivement la permittivité dans le diélectrique et dans le gaz, et  $E_{diélectrique}$  et  $E_{gaz}$  sont le champ électrique à l'interface gaz-diélectrique respectivement dans le diélectrique et dans le gaz.  $n$  est le vecteur normal à l'interface gaz-diélectrique.

La relation II-30 caractérise la discontinuité du champ électrique à l'interface de deux milieux de permittivité diélectrique différente.

#### II.6.4 : CALCULS DES GRANDEURS ELECTRIQUES :

Si nous sommes maintenant capables de décrire le comportement des particules présentées dans la décharge, il reste à faire le lien avec les caractéristiques électrique. Le circuit équivalent de la décharge sur lequel nous nous basons pour calculer les grandeurs électriques est le suivant figure II-2 :



**Figure II-2 :** Circuit équivalent de la cellule de décharge modélisée

Les diélectriques sont représentés par deux condensateurs de capacité respectivement  $C_{d1}$  et  $C_{d2}$ . la tension appliquée  $V_a$ , la tension de gaz  $V_g$  et la tension mémoire, la somme des tensions  $V_{d1}$   $V_{d2}$ .

Le circuit est parcouru par un courant qui la somme des deux composantes  $I_d$  et  $I_g$ , respectivement courant de déplacement et courant de conduction. Une première relation liée les tensions :

$$V_a = V_g + V_{d1} + V_{d2} \quad \text{II-31}$$

La tension appliquée étant connue, il reste donc à déterminer les trois autres tensions. Elles s'expriment de façon simple, s'il s'agit de tension aux bornes de condensateurs :

$$V_{d1} = \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t (I_g + I_d) dt \quad \text{II-32}$$

$$V_{d2} = \frac{1}{C_{d2}} \int_0^t (I_g + I_d) dt \quad \text{II-33}$$

$$I_g = C_g \frac{dV_g}{dt} \quad \text{II-34}$$

Si on remplace  $I_g$  par sa valeur (II-34) dans les équations II-32 et II-33, nous obtenons les tensions aux bornes des diélectriques :

$$V_{d1} = \frac{C_g}{C_{d1}} V_g + \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t I_d dt \quad \text{II-35}$$

$$V_{d2} = \frac{C_g}{C_{d2}} V_g + \frac{1}{C_{d2}} \int_0^t I_d dt \quad \text{II-36}$$

Pour déterminer  $V_g$ , nous remplaçons respectivement  $V_{d1}$  et  $V_{d2}$  par leurs valeurs dans l'équation II-31 on obtient ce qui suit :

$$V_a = V_g + \frac{C_g}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t I_d dt + \frac{C_g}{C_{d2}} + \int_0^t I_d dt = V_g \left(1 + \frac{C_g}{C_{d1}} + \frac{C_g}{C_{d2}}\right) + \left(\frac{1}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d2}}\right) \int_0^t I_d dt \quad \text{II-37}$$

Posant  $\frac{1}{C_{ds}} = \frac{1}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d2}}$ , donc l'équation II-37 devient:

$$V_a = V_g \left(\frac{C_{ds} + C_g}{C_{ds}}\right) + \frac{1}{C_{ds}} \int_0^t I_d dt, \text{ après simplification}$$

$$\Rightarrow V_g = \frac{C_{ds}}{C_{ds} + C_g} V_a - \frac{1}{C_{ds} + C_g} \int_0^t I_d dt \quad \text{II-38}$$

Donc  $V_g$  dépend de la valeur du  $I_d$ , courant généré par la circulation des charges dans l'espace inter-électrodes (BD). Ce courant est calculé numériquement pour chaque pas dans le temps comme suit :

$$I_d = \frac{|e| \cdot S}{d} \int_0^d (\phi_{ions} - \phi_{electrons}) dx \quad \text{II-39}$$

Tel que :

$e$  : est la charge des électrons ;  $S$  : la surface des électrodes,  $d$  : la distance inter électrodes (BD),  $\phi_{ions}$  et  $\phi_{electrons}$  représentent respectivement les flux d'ion et des électrons. La connaissance de  $I_d$ , permet de déterminer les valeurs de  $V_g, V_{d1}$  et  $V_{d2}$  [Le-00], [Ma-98].

### II.6.5 : EQUATIONS DU MODELE ET TAUX DES REACTIONS PRISES EN COMPTE :

Dans notre modèle les particules qui seront pris en considération sont les électrons, les ions positifs de l'azote & l'hélium et les niveaux métastables, les photons ne sont pas pris en considération. Dans les paragraphes suivants, nous présentons les équations de transport de notre modèle pour chaque type de particule, ainsi que les taux des réactions pris en compte.

• POUR LES ELECTRONS :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(\phi_e)}{\partial x} = S_e \quad \text{II-40}$$

Le flux des électrons:

$$\phi_e = n_e \cdot V_e - \frac{\partial(n_e \cdot D_e)}{\partial x} = n_e \cdot \mu_e \cdot E - \frac{\partial(n_e \cdot D_e)}{\partial x} \quad \text{II-41}$$

Le deuxième terme  $\frac{\partial(n_e \cdot D_e)}{\partial x}$  de l'équation II-41 s'écrit  $(D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + n_e \frac{\partial D_e}{\partial x})$ , dans notre étude du modèle nous négligeons le terme  $(D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} = n_e \cdot (\frac{2 \cdot \mu_e}{3 \cdot e} \cdot \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial x}))$  car l'énergie des électrons à l'intérieur de l'enceinte inter- BD est isotrope, Cette hypothèse est vérifiée dans le plasma mais pas dans les gaines. Nous prenons en considération que cette hypothèse est valable pour les ions. L'équation de convection-diffusion (II-41) des électrons devient:

$$\phi_e = n_e \cdot \mu_e \cdot E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad \text{II-42}$$

Tel que :

E : champ électrique, et  $\phi_e$  : le flux électronique.

Le terme source ( $S_e$ ) est donné selon les travaux de Radu et al [Ra-03] par l'expression suivante :

$$S_e = n_e \cdot \alpha_{ionisation}(E) \cdot N_{gaz} \cdot \mu_e |E| + n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{désexcitation}(E) + \alpha_{ionisation-penning} \cdot n_m \cdot n_{impuré} \quad \text{II-43}$$

Avec  $N_{gaz}$ ,  $n_m$  et  $n_{impuré}$  sont respectivement les densités du gaz d'hélium, de métastables et du pourcentage d'azote présent dans le volume de l'enceinte de décharge. Le coefficient  $\alpha_{ionisation}$  qui apparaît dans le terme source dans l'équation II-43 est le coefficient d'ionisation directe par l'impact électronique des molécules du gaz de la réaction ;



$\alpha_{désexcitation}$  : est le coefficient de désexcitation des atomes métastables par l'impact électronique pour la réaction :





$\alpha_{\text{ionisation-penning}}$  : est le taux de l'ionisation pénning dû à la réaction suivante :



Ces coefficients, sont donnés selon les travaux de Sakiyama et Graves [Sa-06] par les relations suivantes :

$$\alpha_{\text{ionisation}} = 4,75 \times 10^{-16} \cdot \exp(-2,31 \times 10^6 / E) \quad (m^3 s^{-1}) \quad \text{II-47}$$

$$\alpha_{\text{désexcitation}} = 2,02 \times 10^{-13} \cdot \exp(-3,10 \times 10^5 / E) \quad (m^3 s^{-1}) \quad \text{II-48}$$

$$\alpha_{\text{ionisation-penning}} = 5 \times 10^{-17} \quad (m^3 s^{-1}) \quad \text{II-49}$$

• POUR LES IONS :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_i}{\partial x} = S_i \quad \text{II-50}$$

Avec :

$$\phi_i = n_i \cdot \mu_i \cdot E - D_i \cdot \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad \text{II-51}$$

$$S_i = n_i \cdot \alpha_{\text{ionisation}}(E) \cdot N_{\text{gaz}} \cdot \mu_i \cdot |E| + n_m \cdot n_i \cdot \alpha_{\text{désexcitation}}(E) + \alpha_{\text{ionisation-penning}} \cdot n_m \cdot n_{\text{impuré}} \quad \text{II-52}$$

• POUR LES METASTABLES :

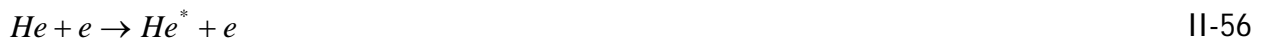
$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m}{\partial x} = S_m \quad \text{II-53}$$

Avec :

$$\phi_m = -D_m \cdot \frac{\partial n_m}{\partial x} \quad \text{II-54}$$

$$S_m = n_e \cdot \alpha_{\text{excitation}}(E) \cdot N_{\text{gaz}} \cdot \mu_e \cdot |E| - n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{\text{désexcitation}}(E) + \alpha_{\text{ionisation-penning}} \cdot n_m \cdot n_{\text{impuré}} \quad \text{II-55}$$

$\alpha_{\text{excitation}}$  : le coefficient d'excitation des niveaux métastables dans la réaction :



$$\text{Avec } \alpha_{\text{excitation}} = 3,88 \times 10^{-16} \cdot \exp(-1,40 \times 10^6 / E) \quad (m^3 \cdot s^{-1}) \quad \text{II-57}$$

• **POUR LA DENSITE DE LA CHARGE DE SURFACE :**

Les densités de la charge surfaciques accumulées sur les faces internes des diélectriques solides dans les cotés gauche et droit, sont respectivement  $Q_g(t)$  et  $Q_d(t)$  données par les expressions suivantes :

**Sur l'électrode de gauche :**

$$\frac{\partial Q_g(t)}{\partial t} = |e| \left\{ - \sum_{i=1}^{n_{ions}} a_i \cdot n_i \cdot w_i (1 + \gamma_i) + a_e \cdot n_e \cdot w_e \right\} \quad \text{II-58}$$

**Sur l'électrode de droite :**

$$\frac{\partial Q_d(t)}{\partial t} = |e| \left\{ \sum_{i=1}^{n_{ions}} a_i \cdot n_i \cdot w_i (1 + \gamma_i) - a_e \cdot n_e \cdot w_e \right\} \quad \text{II-59}$$

Tel que :  $w_e$  et  $w_i$  sont respectivement les vitesses de dérive des électrons et des ions et  $\gamma_i$  le coefficient d'émission secondaire.

• **POUR LE CHAMP ELECTRIQUE :**

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad \text{II-60}$$

$$\text{Avec } E = - \frac{\partial V}{\partial x}$$

## **Chapitre III**

# **DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D.**

### III-1 FORMALISME MATHEMATIQUE DE LA METHODE :

Le schéma numérique adopté pour le modèle est implicite, les équations de transport et l'équation de Poisson sont résolues au même instant. Les équations de transport sont linéaires en utilisant la méthode des différences finies. Les équations de transport et l'équation de Poisson discrétisées forment un système dont la matrice est tridiagonale par bloc, qui est ensuite inversée par une méthode itérative de Gauss-Seidel. La discrétisation des équations du flux est basée sur le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel [Sc 69] destiné initialement à la modélisation du transport des électrons, des trous dans les semi-conducteurs.

Les flux d'ions et d'électrons sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel.

L'équation de transport est résolue dans un domaine  $D$  que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent de  $x = 0$  vers  $x = x_{\max}$ . Sur l'intervalle  $[x_i, x_{i+1}]$ , on suppose que le flux de particules, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion sont constants. On considérera dans le système d'équations les densités électroniques et ioniques  $n_e$  et  $n_i$ . Du fait des hypothèses du modèle, les écritures des équations de continuité pour les électrons et les ions utilisées ont des formes voisines. Elles sont intégrées dans le temps selon le même schéma de **Cranck-Nicholson** [Ha-06], [Ma-06].

Pour résoudre les équations de conservation hydrodynamiques, nous considérons des électrodes planes, parallèles et infinies et chacune d'elle est recouverte par une couche diélectrique. Le problème sera résolu de façon unidimensionnelle. L'origine des coordonnées est prise à la surface de l'anode. Les vitesses des particules seront positives quand elles se déplacent de l'anode vers la cathode (le cas des espèces positives) et négatives quand elles se déplacent de la cathode vers l'anode (le cas des espèces négatives). Afin de résoudre les équations sur un domaine  $D$ , on établit un réseau de mailles qui est le couvre. Le domaine  $D$  (figure II-3), est donc défini par:

$$x \in [0, d] \text{ et } t \in [0, t_{\max}].$$

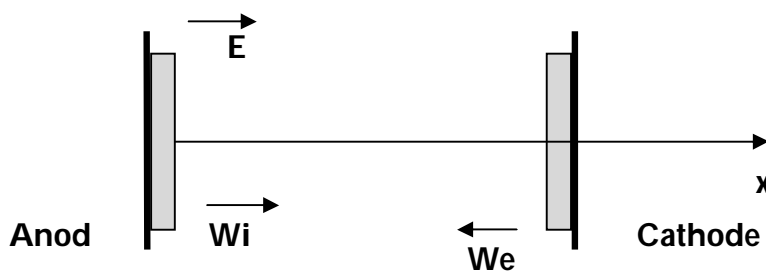


Figure III-1 : Domaine d'étude  $D$ .

Le pas qui définit la position pourra être régulier ou non.

- $n_x$  : le nombre de mailles suivant la position x.

Pour deux pas successifs on notera :

$$x_{i+1} = x_i + \Delta x, \text{ et } \Delta x : \text{ le pas calculé entre les positions } x_i \text{ et } x_{i+1}.$$

Chaque point  $M_{i,k}$  appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées  $(x_i, t_k)$ , (figure III-2).

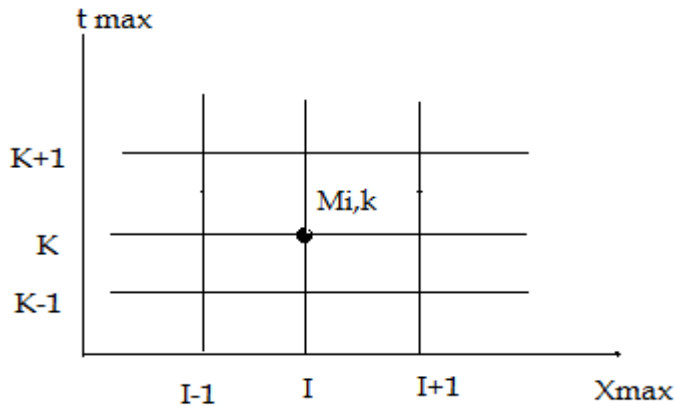


Figure III-2 : Schéma d'une maille [Ch-02].

### III-2 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D :

Ce paragraphe est consacré à la description de la méthode de résolution des équations du modèle avec les schémas numériques de type différences finies implicites avec flux exponentiel.

### III-3 METHODE NUMERIQUE DES DIFFERENCES FINIES

#### « IMPLICITES » :

L'équation à résoudre est de suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [n(x,t).W(x,t)] - \frac{\partial}{\partial x} [D(x,t). \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}] = S(x,t) \tag{III-01}$$

Cette équation est discrétisée dans le domaine D. Chaque terme est calculé à l'aide des valeurs à gauche et à droite de  $n(x,t)$ ,  $W(x,t)$  et  $D(x,t)$  aux points  $x_i, x_{i+1}$  et  $x_{i-1}$ . On doit résoudre l'équation pour des particules qui se déplacent de  $x=0$  vers  $x=x_{\max}$  et l'inverse.

Le premier terme de l'équation III-01 au point  $x_i$  et à l'instant  $t_k$  s'écrit :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{t_{k+1} - t_k} \quad \text{III-02}$$

Le deuxième terme s'écrit à l'instant  $t_{k+1}$  au point  $x_i$  :

$$\frac{\partial [n(x,t).W(x,t)]}{\partial x} = \frac{n_{i+1}^{k+1}.W_{i+1}^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}.W_{i-1}^{k+1}}{x_{i+1} - x_{i-1}} \quad \text{III-03}$$

Le troisième terme s'écrit à l'instant  $t_{k+1}$  au point  $x_i$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} [D(x,t). \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}] &= \frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left( D_{i+1}^{k+1} \left[ \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_{i+1}^{k+1} - D_i^{k+1} \left[ \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_i^{k+1} \right) = \\ &= \frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left( D_{i+1}^{k+1} \cdot \frac{n_{i+1}^{k+1} - n_i^{k+1}}{x_{i+1} - x_i} - D_i^{k+1} \cdot \frac{n_i^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}}{x_i - x_{i-1}} \right) \end{aligned} \quad \text{III-04}$$

Le terme source s'écrit au point (i, k) comme suit :

$$s(x,t) = S_i^k \quad \text{III-05}$$

Posant  $x_{i+1} - x_i = x_i - x_{i-1} = \Delta x$ , donc l'équation III-01, devient sous la forme:

$$n_{i-1}^{k+1} \left[ \frac{-W_{i-1}^{k+1}}{2.\Delta x} - \frac{D_i^{k+1}}{(\Delta x)^2} \right] + n_i^{k+1} \left[ \frac{1}{\Delta t} + \left( \frac{D_{i+1}^{k+1} + D_i^{k+1}}{(\Delta x)^2} \right) \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[ \frac{W_{i+1}^{k+1}}{2.\Delta x} - \frac{D_{i+1}^{k+1}}{(\Delta x)^2} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t} \quad \text{III-06}$$

$n_i^k$  Connu à l'instant k est fonction de  $n_{i-1}^{k+1}$ ,  $n_i^{k+1}$  et  $n_{i+1}^{k+1}$  inconnus à l'instant k+1.

La solution du système implicite III-06 est représentée dans la maille élémentaire de la figure III-3.

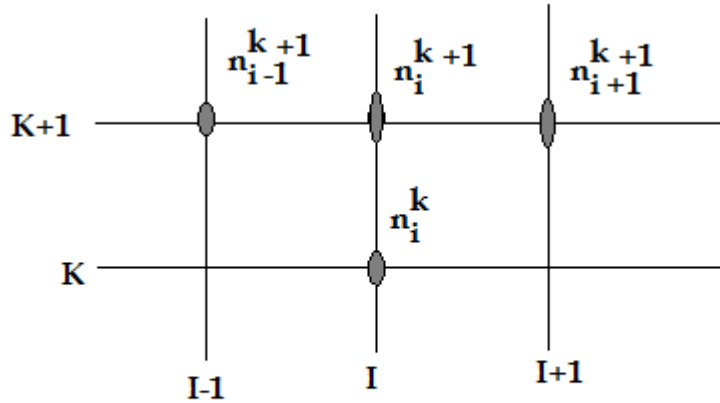


Figure III-3: Maille élémentaire du système d'équations III-6 [Ma-06].

Cette équation est de la forme  $a_i.n_{i-1}^{k+1} + b_i.n_i^{k+1} + c_i.n_{i+1}^{k+1} = d_i$ . En écrivant l'équation pour  $i = 2, \dots, n_{x-1}$ , on obtient un système d'équations dont la matrice principale est tridiagonale.

**III-3-1 SCHEMA NUMERIQUE DES DIFFERENCES FINIES AVEC FLUX EXPONENTIEL :**

**III-3-1-1 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE CONTINUTE POUR LES ELECTRONS ET LES IONS :**

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + W(x,t) \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + D(x,t) \cdot \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} = S(x,t) \tag{III-07}$$

Avec,  $\phi(x,t) = n(x,t) \cdot W(x,t) - D(x,t) \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$  III-08

L'équation III-07 devient :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \tag{III-09}$$

L'équation III-08 peut s'écrire de la manière suivante :

$$\phi(x,t) = n(x,t) \cdot D(x,t) \cdot \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial n(x,t) \cdot D(x,t)}{\partial x} \tag{III-10}$$

Posant :  $y(x,t) = n(x,t) \cdot D(x,t)$ , l'équation III-10 devient :

$$\phi(x,t) = y(x,t) \cdot \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \quad \text{III-11}$$

L'étude de cette équation devra être dans un domaine "D" bien défini pour le discrétiser en mailles élémentaires. En résolvant l'équation III-11 pour des particules qui se déplacent (mobiles) dans l'espace inter électrodes (BD). Sur l'intervalle  $[x, x_{i+1}]$ , deux cas sont étudiés : le flux de particules, la mobilité et les coefficients de diffusion sont :

$$\begin{aligned} \phi(x,t) &= \phi(x_{i+1/2},t) = \phi_{i+1/2} \\ W(x,t) &= W(x_{i+1/2}) = W_{i+1/2} \\ D(x,t) &= D(x_{i+1/2}) = D_{i+1/2} \end{aligned}$$

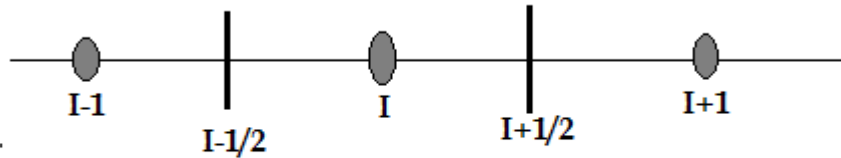


Figure III-4: Schéma des points de discrétisation

Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation III-11 peut s'écrire [Wi-04] :

$$\phi_{i+1/2} = y(x,t) \cdot \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} - \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} : \text{C'est l'équation différentielle du premier ordre dont la}$$

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

$$y(x,t) = y_0 \cdot \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot x\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \cdot \phi_{i+1/2}, \quad y_0 \text{ étant une constante à déterminer aux conditions}$$

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

Au point  $x_i$ ,  $y(x,t) = y_i$  d'où :

$$\begin{aligned} y_i &= y_0 \cdot \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot x_i\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \cdot \phi_{i+1/2} \Rightarrow \\ y_0 &= y_i \cdot \exp\left(-\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot x_i\right) - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \cdot \phi_{i+1/2} \cdot \exp\left(-\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot x_i\right) \end{aligned} \quad \text{III-12}$$

Au point  $x_{i+1}$ ,  $y(x,t) = y_{i+1}$  d'où :



$y_{i+1} = y_0 \cdot \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot x_{i+1}\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \cdot \phi_{i+1/2}$ , on remplace  $y_0$  par sa valeur (III-12) on obtient :

$$y_{i+1} = y_i \cdot \exp\left[\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot (x_{i+1} - x_i)\right] + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \cdot \phi_{i+1/2} \left[1 - \exp\left(\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} (x_{i+1} - x_i)\right)\right] \Rightarrow$$

$$\phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \cdot \exp\left[\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot \Delta x_+\right]}{\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Delta x_+\right)\right]} \quad \text{III-13}$$

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

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

$$\phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \cdot \exp\left[\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \cdot \Delta x_-\right]}{\frac{D_{i-1/2}}{W_{i-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{D_{i-1/2}}{W_{i-1/2}} \Delta x_-\right)\right]} \quad \text{III-14}$$

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

En connaissant les valeurs des  $\phi_{i-1/2}$  et  $\phi_{i+1/2}$  avec l'utilisation du schéma aux différences finies, l'équation de continuité peut s'écrire de la manière ci-dessous :

Le premier terme de l'équation II-77 est calculé au point  $x_i$  entre les instants  $t_k$  et  $t_{k+1}$  :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{n_i^{k+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^k}{\Delta t} \quad \text{III-15}$$

Le second terme est également calculé au point  $x_i$ , à l'instant  $t_{k+1}$  :

$$\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = \frac{\phi_{i+1/2}^{k+1}}{\Delta x} - \frac{\phi_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} \quad \text{III-16}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \Leftrightarrow \frac{n_i^{k+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^k}{\Delta t} + \frac{\phi_{i+1/2}^{k+1}}{\Delta x} - \frac{\phi_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} = S_i^k \quad \text{III-17}$$

$$\text{Posant : } P_1 = \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot \Delta x_+ \Rightarrow \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} = \frac{P_1}{\Delta x_+} \quad \text{III-18}$$

$$P_2 = \frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \cdot \Delta x_- \Rightarrow \frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} = \frac{P_2}{\Delta x_-} \quad \text{III-19}$$

Remplaçant les équations III-18, III-19,  $y_{i-1}$ ,  $y_i$  et  $y_{i+1}$  par leurs valeurs dans les équations III-13 et III-14 on obtient :

$$\phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \cdot \exp[P_1]}{[1 - \exp(P_1)]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x} = \left[ \frac{y_i \cdot \exp(P_1)}{[\exp(P_1) - 1]} - \frac{y_{i+1}}{[\exp(P_1) - 1]} \right] \cdot \frac{P_1}{\Delta x} =$$

$$\frac{n_{i-1}^{k+1} \cdot D_i \cdot \exp(P_1)}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x} - \frac{n_{i+1}^{k+1} \cdot D_i}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x} \quad \text{III-20}$$

$$\phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \cdot \exp[P_2]}{[1 - \exp(P_2)]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x} = \left[ \frac{y_{i-1} \cdot \exp(P_2)}{[\exp(P_2) - 1]} - \frac{y_i}{[\exp(P_2) - 1]} \right] \cdot \frac{P_2}{\Delta x} =$$

$$\frac{n_{i-1}^{k+1} \cdot D_i \cdot \exp(P_2)}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x} - \frac{n_i^{k+1} \cdot D_i}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x} \quad \text{III-21}$$

On remplace III-20 et III-21 par leurs valeurs dans l'équation III-17 qui devient:

$$\frac{n_i^{k+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^k}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \left[ \frac{n_{i-1}^{k+1} \cdot D_i \cdot \exp(P_1)}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x} - \frac{n_{i+1}^{k+1} \cdot D_i}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x} - \frac{n_{i-1}^{k+1} \cdot D_i \cdot \exp(P_2)}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x} + \frac{n_i^{k+1} \cdot D_i}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x} \right] =$$

$$S_i^k$$

III-22

Et après développement et substitution de l'équation ci-dessus on obtient finalement la forme suivante :

$$n_{i-1}^{k+1} \left[ -\frac{D_i \cdot \exp(P_2)}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x^2} \right] + n_i^{k+1} \left[ \frac{D_i \cdot \exp(P_1)}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x^2} + \frac{D_i}{[\exp(P_2) - 1]} \cdot \frac{P_2}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta t} \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[ -\frac{D_i}{[\exp(P_1) - 1]} \cdot \frac{P_1}{\Delta x^2} \right] = \frac{n_i^k}{\Delta t} + S_i^k \quad \text{III- 23}$$

On remplace  $W_{i+1/2}$  et  $W_{i-1/2}$  par leurs valeurs ; les équations III-18 et III-19 deviennent :

$$P_1 = \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \cdot \Delta x_+ = -s \cdot \frac{\mu_{i+1/2}^k \cdot E}{D_{i+1/2}} \cdot \Delta x = -s \cdot \frac{\mu_{i+1/2}^k \cdot (V_{i+1}^k - V_i^k)}{D_{i+1/2}}$$

$$P_2 = \frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \cdot \Delta x_- = -s \cdot \frac{\mu_{i-1/2}^k \cdot E}{D_{i-1/2}} = -s \cdot \frac{\mu_{i-1/2}^k \cdot (V_i^k - V_{i-1}^k)}{D_{i-1/2}}$$

Avec  $E = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{V_{i+1}^k - V_i^k}{\Delta x} = -\frac{V_i^k - V_{i-1}^k}{\Delta x}$ ,  $\Delta x = x_{i+1} - x_i = x_i - x_{i-1}$  et  $s = \pm 1$  ; signifie le signe de l'espèce étudié respectivement,  $s=1$  pour les espèces positifs et  $s=-1$  pour les espèces négatifs.

Cette expression montre que  $n(x_i, t_k)$  connu à l'instant  $k$  est fonction de  $n(x_{i-1}, t_{k+1})$ ,  $n(x_i, t_{k+1})$  et  $n(x_{i+1}, t_{k+1})$  inconnus à l'instant  $k+1$ . Ce système d'équation implicite est de la forme suivante [Ha-06] :

$$a_i \cdot n_{i-1}^{k+1} + b_i \cdot n_i^{k+1} + c_i \cdot n_{i+1}^{k+1} = d_i \quad \text{III-24}$$

L'équation III-24 est un système linéaire à matrice tri diagonale qui peut être résolue par l'algorithme de Thomas [No-85], nous allons développer cette technique dans le paragraphe (III.3.1.4) consacrera la résolution de l'équation de Poisson.

### III-3-1-2 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE TRANSPORT POUR LES METASTABLES :

Dans le cas des métastables la mobilité est nulle, donc l'équation III- 11 devient :

$$\phi(x, t) = -\frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad \text{III-25}$$

Donc  $dy = -\phi(x, t) \cdot dx$

En suivant les mêmes étapes et raisonnement des électrons et des ions ( $y_i, y_{i+1}, \phi_{i+1/2}, \phi_{i-1/2}$ ) et finalement on obtient :

$$n_{i-1}^{k+1} \left[ -\frac{D_i^{k+1}}{\Delta x^2} \right] + n_i^{k+1} \left[ \frac{D_i^{k+1} + D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta t} \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[ -\frac{D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \right] = \frac{n_i^k}{\Delta t} + S_i^k \quad \text{III-26}$$

### III-3-1-3 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE LA CHARGE DE SURFACE :

A l'aide de la méthode de différences finies la discrétisation de l'équation de la charge de surface est formulée comme suit :

$$\frac{Q^{k+1} - Q^k}{\Delta t} = |e| \left[ \mp a_i \cdot n_i^k \cdot \mu_i \cdot E^k (1 + \gamma_i) \pm a_e \cdot n_e^k \cdot \mu_e \cdot E^k \right] \quad \text{III-27}$$

$$Q^{k+1} = Q^k + |e| \left[ \mp a_i \cdot n_i^k \cdot \mu_i \cdot E^k (1 + \gamma_i) \pm a_e \cdot n_e^k \cdot \mu_e \cdot E^k \right] \Delta t \quad \text{III-28}$$

### III-3-1-4 DISCRETISATION DE L'EQUATION DE POISSON :

La discrétisation de l'équation de Poisson est beaucoup plus aisée à effectuer que celle des équations de continuité précédentes.

Dans ce paragraphe on va discrétiser l'équation de Poisson adaptée à une géométrie cartésienne monodimensionnelle en utilise la méthode de différences finies et on présente la méthode de résolution de l'équation.

$$\Delta V(x) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad \text{III-29}$$

En utilisant la méthode des différences finies centrées on obtient :

$$\Delta V(x) = \nabla^2 V(x) = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad \text{III-30}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \Big|_i = \frac{V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1}}{\Delta x^2} = \rho_i \quad \text{III-31}$$

Avec la charge d'espace neutre  $\rho_i = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_p - n_e)$

De l'équation III-31 on obtient :

$$V_{i-1} - 2.V_i + V_{i+1} = \rho_i \cdot \Delta x^2 \quad \text{III-32}$$

Lorsque  $i$  varie de 2 à  $nx-1$ , on obtient une matrice tri diagonale qui est de la forme classique ci-après :

$$\begin{aligned} b_1.V_2 + c_1.V_3 &= d_1 \\ a_i.V_{i-1} + b_i.V_i + c_i.V_{i+1} &= d_i \quad \text{Avec } i = 2,3,\dots,nx-1 \\ a_{nx-1}.V_{nx-2} + b_{nx-1}.V_{nx-1} &= d_{nx-1} \end{aligned} \quad \text{III-33}$$

Les valeurs  $V_1$  et  $V_{nx}$  sont connues à partir des conditions aux limites. Les valeurs  $d_1, d_i$  et  $d_{nx}$  sont également connues car les densités de charges sont connues par résolution des équations de transport, le but maintenant est de déterminer les valeurs  $V_i$  pour  $i = 2,3,\dots,nx-1$ .

Pour résoudre la matrice tri diagonale, souvent on utilise les méthodes directes à double balayage sont les plus efficaces **[No-85]**.

On définit les termes  $\beta_i$  et  $\xi_i$  tels que :

$$\beta_i = -\frac{c_i}{a_i \cdot \beta_{i-1} + b_i} \quad \text{III-34}$$

$$\text{Avec } \beta_1 = -\frac{c_1}{b_1} \quad \text{III-35}$$

$$\xi_i = \frac{d_i - a_i \cdot \gamma_{i-1}}{a_i \cdot \beta_{i-1} + b_i} \quad \text{III-36}$$

$$\text{Avec } \xi_1 = \frac{d_1}{b_1} \quad \text{III-37}$$

Et puisque les valeurs des variables dépendantes s'expriment comme suit:

$$V_{nx-1} = \xi_{nx-1} \quad \text{III-38}$$

$$V_i = \xi_i - \beta_i \cdot V_{i+1} \quad \text{III-39}$$

Le système d'équation III-33 nous permettons de calculer facilement les couples  $(\beta_i, \xi_i)$  en faisant un premier balayage pour l'indice  $i$  variant de 2, à  $nx-1$ . Puis on effectue, un second balayage de  $nx-1$  à 2, qui va nous permettre de déterminer les inconnues  $V_i$  en commençant par  $V_{nx-1}$ , et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice  $i$  jusqu'à  $V_2$ . On obtient le potentiel à chaque point du domaine de simulation.

### III-4 DONNEES DE SIMULATION :

Dans ce travail les paramètres de transport tel que les coefficients de diffusion des électrons et des ions, les mobilités électronique et ionique et le coefficient de diffusion des métastables sont donnés par **Radu et Bartnikas [Ra-03]**

La mobilité électronique et ionique est constante :

$$\mu_e = 987 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$$

$$\mu_i = 14 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$$

Le coefficient de diffusion électronique est donné en fonction du champ électrique par l'expression III-40:

$$D_e = \begin{cases} 5,43 \cdot 10^3 \cdot \frac{|E|}{3040} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} & E \leq 3040 \text{ Vcm}^{-1} \\ 5,43 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} & E > 3040 \text{ Vcm}^{-1} \end{cases} \quad \text{III-40}$$

Le coefficient diffusion ionique est calculé à partir la relation d'Einstein :  $D_i = \mu_i \cdot \frac{k_b \cdot T_i}{e}$ , Avec  $k_b$  est le constante de Boltzmann,  $T_i$  est la température des ions et  $e$  la charge élémentaire.

Le coefficient de diffusion des métastables  $D_m = 0,6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

La densité du gaz est calculée à partir de la pression du gaz en appliquant la loi des gaz parfaits donnée par :  $P = N_{\text{gaz}} \cdot k_b \cdot T_{\text{gaz}}$ .

#### III-4-1 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES EFFECTIVEMENT UTILISEES :

##### III-4-1-1 CONDITIONS INITIALES :

Les distributions initiales des densités électronique et ionique sont égales :

- $n_e(t = 0, x) = n_i(t = 0, x) = 7,618 \cdot 10^9 \text{ (cm}^{-3}\text{)}.$

La distribution initiale de la densité des métastables :

- $n_m(t = 0, x) = 0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$

La densité de la charge surfacique initiale est :

- $Q_g(t = 0) = Q_d(t = 0) = 0 \text{ (C.cm}^{-2}\text{)}.$

##### III-4-1-2 CONDITIONS AUX LIMITES :

Pour notre modèle nous utilisons les conditions aux limites suivantes ;

#### A L'ELECTRODE METALLIQUE GAUCHE :

- $V_{app} = V_{max} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)$

### A L'ELECTRODE METALLIQUE DROITE :

- $V=0$

### A L'INTERFACE DIELECTRIQUE GAZ DU COTE GAUCHE (X=0) :

- $V = V_{app} - \frac{1}{C_{d1}} \cdot \int_{t_0}^{t_{max}} I_t(t) \cdot dt$

### A L'INTERFACE GAZ DIELECTRIQUE DU COTE DROITE : (x = x<sub>max</sub>) :

- $V = \frac{1}{C_{d2}} \cdot \int_{t_0}^{t_{max}} I_t(t) \cdot dt$

### A LA CATHODE :

La variation des densités ioniques et métastables est nulle.

- $\nabla n_i = \nabla n_m = 0$

Le flux des électrons émis par la cathode est proportionnel au flux d'ions incidents :

- $\phi_e = \gamma_i \cdot \phi_i$

### A L'ANODE :

La variation des densités ioniques et métastables est nulle et la densité électronique est supposée égale à zéro.

- $\nabla n_i = \nabla n_m = 0$

- $n_e = 0$

---

### III-5 ORGANIGRAMME SYNOPTIQUE DE LA DECHARGE LUMINESCENTE EN 1D :

En raison de complexité du modèle numérique développé dans ce modeste manuscrit, nous allons présenter sur la figure III-5 l'organigramme du processus de déroulement de l'opération de simulation de la décharge luminescente en 1D. Cet organigramme résume d'une façon succincte la procédure suivie dans notre code numérique pour la détermination des différentes caractéristiques spatio-temporelles de la décharge luminescente.

L'espace gazeux, la pression, le potentiel, la température du gaz, les densités initiales sont les paramètres nécessaires à l'étude de la décharge par le modèle hydrodynamique. Les coefficients de transport de chaque espèce de particules sont déterminés à l'aide du champ électrique appliqué à l'instant initial. Après la résolution des équations macroscopiques, on obtient la charge d'espace qui permet de calculer le nouveau champ électrique qui règne dans l'espace gazeux. On peut alors recalculer les paramètres de transport des particules correspondant à ce nouveau champ électrique  $\vec{E}$ , puis résoudre encore les équations macroscopiques, calculer la charge d'espace, etc. Cette boucle est effectuée jusqu'à ce que le temps maximum fixé pour la simulation soit écoulé ou encore jusqu'à la convergence.

Pour obtenir des résultats optimaux il est vident d'éviter toute erreur dans le processus de simulation et en particulier sur le calcul du champ électrique qui influé directement sur le calcul des coefficients de transport.



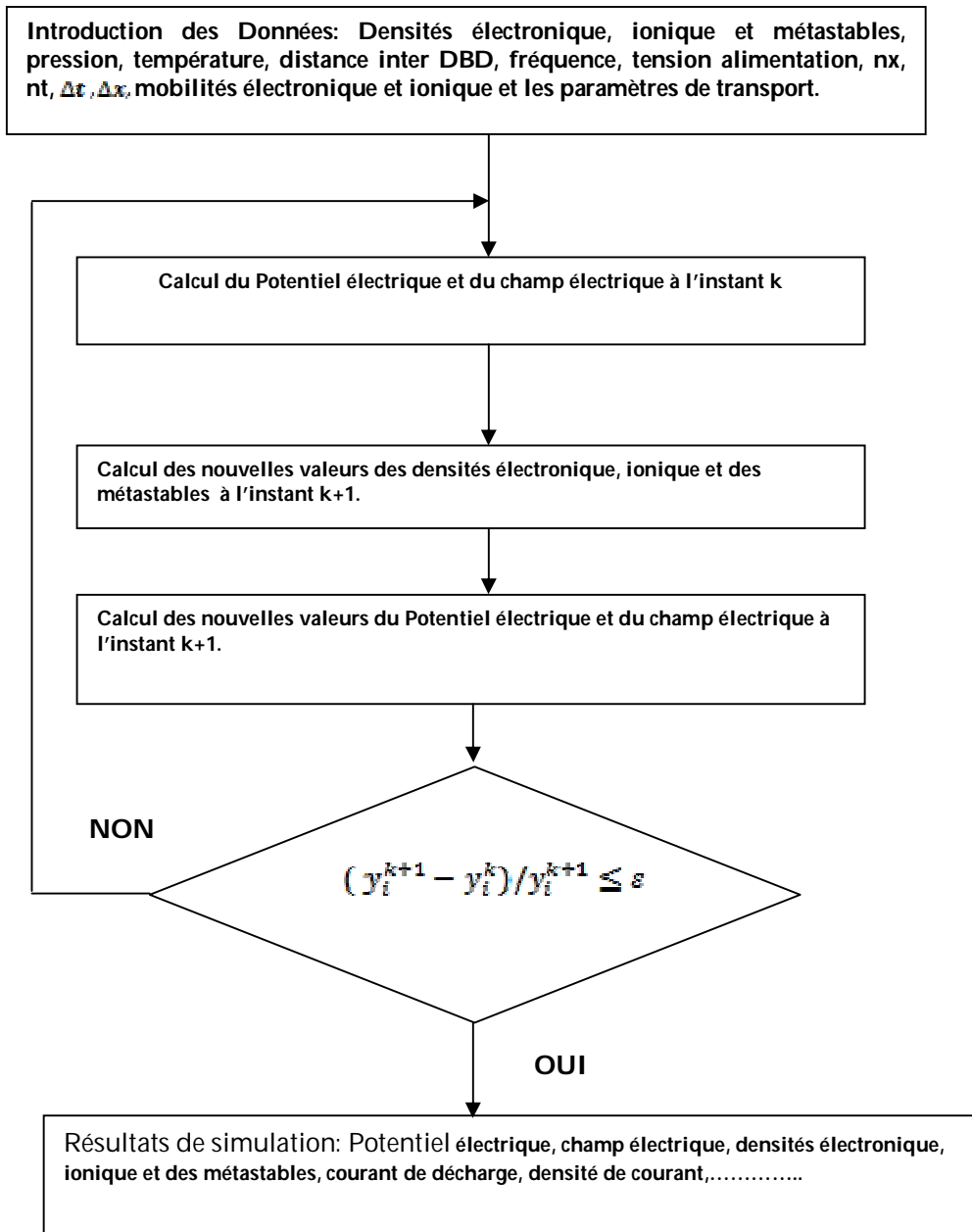


Figure III-5: Organigramme de résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés avec l'équation de Poisson, ( $y_i^k$  est une variables physique à l'instant k)

### III-6 CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons présenté la discrétisation des équations du modèle, par une méthode numérique couramment pratiquée, c'est la méthode des différences finies, on a choisi cette méthode car, elle est plus facile d'accès, puisqu'elle repose sur deux notions, la discrétisation des équations d'une part, et la convergence du schéma numérique ainsi obtenu d'autre part. Les paramètres de transport sont aussi définis, les conditions initiales et aux limites.

## **Chapitre IV**

# **RESULTATS DE SIMULATION ET INTERPRETATIONS**

## IV-1 INTRODUCTION

L'objectif visé dans ce chapitre consiste à mieux comprendre la modélisation axiale unidimensionnel (1 D) de la décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques dans un gaz monoatomique l'hélium (He), à la pression atmosphérique en élaborant un modèle fluide auto-cohérent, basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann respectivement les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont couplées à l'équation de Poisson, en utilisant l'approximation du champ local.

Les caractéristiques électriques spatiotemporelles (potentiel, champ, densités, densité du courant, courant de décharge,...) obtenues par simulations numérique des différentes particules respectivement électrons, ions et particules excitées, sous des conditions résumées dans le tableau ci-dessous en appliquant la tension alternative et une configuration géométrique parallèle plane.

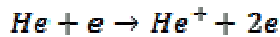
Les réactions considérées dans la simulation sont l'ionisation directe de l'hélium par collisions inélastique et la recombinaison des ions  $\text{He}^+$ . Les grandeurs électriques du circuit extérieur (source d'alimentation) ne sont pas prises en compte

## IV-2 GAZ ATOMIQUE :

Le gaz monoatomique traité lors de cette simulation est l'hélium (He). Comme les autres gaz rares ou nobles, élément de la colonne 18 du tableau périodique, l'hélium est inerte chimiquement. Sa dernière couche électronique est remplie ce qui rend très difficile sa réaction avec d'autres éléments. Son utilisation selon l'étude expérimentable menée au LGET [Be 97], [Bh 10] représente l'une des conditions d'obtention d'un régime luminescent à pression atmosphérique et comme gaz dans les procédés de pulvérisations et de dépôt des couches minces.

Ce gaz, principalement caractérisé par ses niveaux métastables de haute énergie potentielle avec leur longue durée de vie et par son faible potentiel de rupture. Un seuil d'ionisation de l'ordre de 24,6 eV et en fin la disponibilité de ses paramètres de simulation.

Nous avons considéré, que le processus d'interaction des neutres avec les électrons menant à leur ionisation, suivant la réaction chimiques présentée ci-dessous. Nous sommes donc en présence d'un modèle simple ne comportant que des électrons, des ions positifs et des particules métastables  $\text{He}^+$  :



Gaz principal	Hélium
Gaz secondaire	Azote 1 %
Distance inter électrodes $d_{\text{gaz}}$	= 0.5 cm
Amplitude de la tension appliquée	$V_{\text{max}} = 1.6 \text{ kV}$
Fréquence d'excitation	$f = 10 \text{ kHz}$
Surface et forme des électrodes Rectangulaires	( $S = 34 \text{ cm}^2$ )
Permittivité relative du diélectrique	$\epsilon_r = 7.5$ (Alumine)
Epaisseur des diélectriques	$L_{\text{diel}} = 0.2 \text{ cm}$
Pression du gaz	$P = 760 \text{ torr}, 10^5 \text{ Pascal}$
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma_i = 0.27$
Température du gaz	$T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K}$
Nombre des points sur x	$n_x = 200$
Pas du temps	$dt = 10^{-8} \text{ s}$
Capacité du diélectrique solide	$C_{\text{ds}} = 12 \text{ pF}$
Nombre de barrière	02

TABLEAU IV-1 : Paramètres de simulation

### IV-3 CHOIX DE LA NATURE DU MATERIAU EN CONTACT AVEC LA DECHARGE :

Le matériau du diélectrique en notre cas l'alumine est choisi suivant certaines critères qui le caractérisant :

- A conditions d'excitation égales, son courant de décharge associé à une DLBD obtenue entre deux alumines est supérieur par rapport aux autres matériaux (PP Bolloré, PP Minigrip).
- Plus le courant est élevé, plus de claquage du gaz sous un champ plus faible, plus de métastables seront créés.
- Pour ce matériau (entre 2 alumines), lorsque la polarité de la tension appliquée sur le gaz change de signe, l'amplitude du courant s'accroît, ce comportement est appelé « pic de courant inverse » due à la présence d'une quantité importante des électrons dans le gaz.
- Le maximum du courant dépend de la valeur du diélectrique solide impliqué et de l'amplitude de la tension d'alimentation ( $C_{\text{ds}} * dV_{\text{alim}}/dt$ ) [Er 01].

## IV-4 RESULTATS DE SIMULATION :

### IV-4-1 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA DECHARGE POUR L'HELIUM PUR:

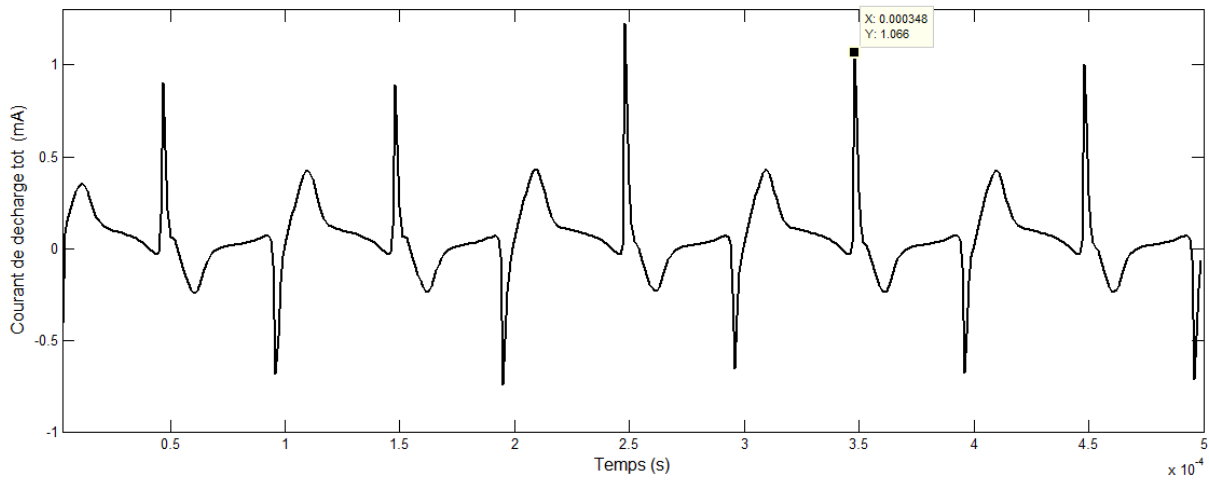
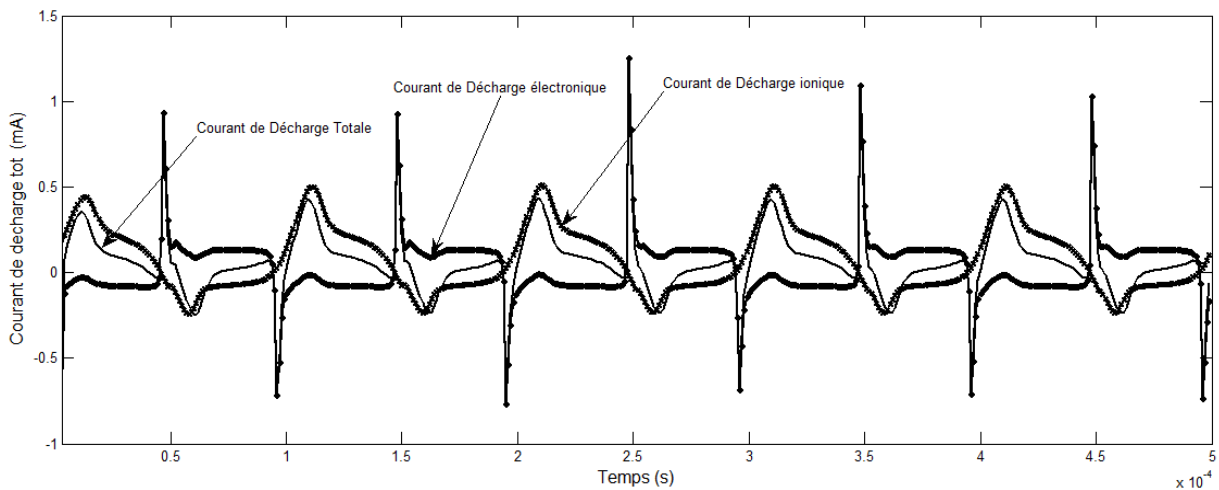
Dans ce paragraphe nous allons calculer numériquement les grandeurs électriques de la décharge qui sont les différents courants respectivement électronique, ionique et total et les différentes tensions (appliquée, gaz et diélectrique). ces calculs sont effectués dans l'hélium pur sans tenir compte les paramètres électriques de la source d'alimentation de la décharge et dans les conditions résumées dans le **tableau IV-1**.

#### IV-4-1-1 COURANTS CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE :

La **figure IV-1**, représente l'évolution temporelle du courant de la décharge stable simulé pendant une période de la tension d'excitation et dans les conditions spécifiées dans le **tableau IV-1**.

Le courant de la décharge apparaît sous la forme d'un pic à chaque alternance de la tension appliquée, après 348  $\mu\text{s}$  et 396  $\mu\text{s}$  respectivement du début de l'alternance positive pour une durée de l'impulsion de l'ordre de 2  $\mu\text{s}$ . Notons également que son amplitude maximale est de 1,07 mA pour l'alternance positive et de 0,7 mA pour celle négative. Et sur la **figure VI-2** nous constatons la stabilité de la décharge apparaisse qu'à partir de la 4<sup>ème</sup> période par sa périodicité.

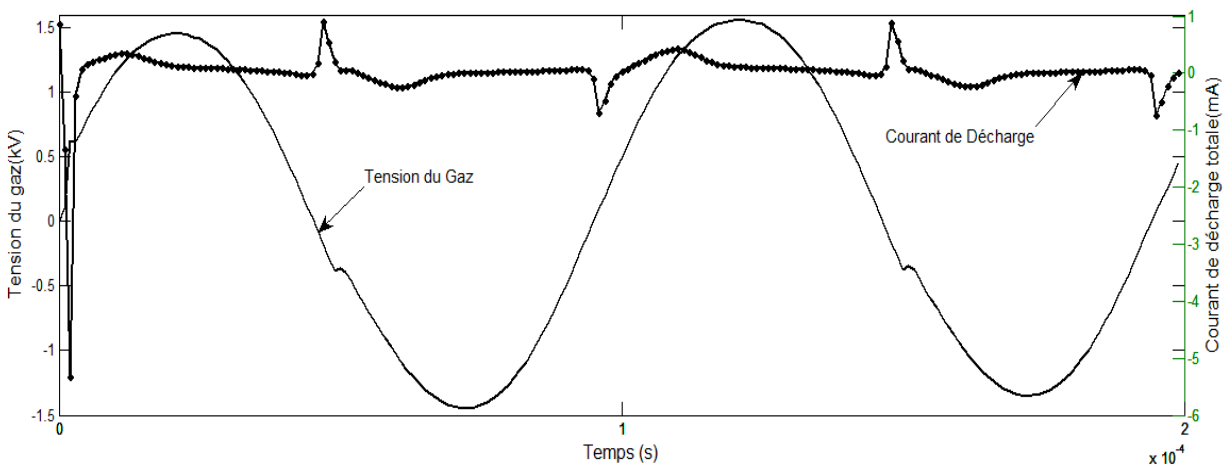
Dans la **figure IV-3**, nous avons présenté sur les cinq(5) périodes les variations des courants de la décharge totale  $I_d(t)$ , électronique  $I_e(t)$  et ionique  $I_i(t)$  qui lui correspondent. Notons bien que la courbe du courant de la décharge totale est presque confondue avec celle du courant électronique à tous les phases de la décharge.

**Figure IV-1 :** Variation du courant de la décharge  $I_d(t)$ , sur une période**Figure IV-2 :** Variation du courant de décharge  $I_d(t)$ , sur 5 périodes**Figure IV-3 :** Variations des courants de décharge (électronique, ionique et totale) sur 5 périodes

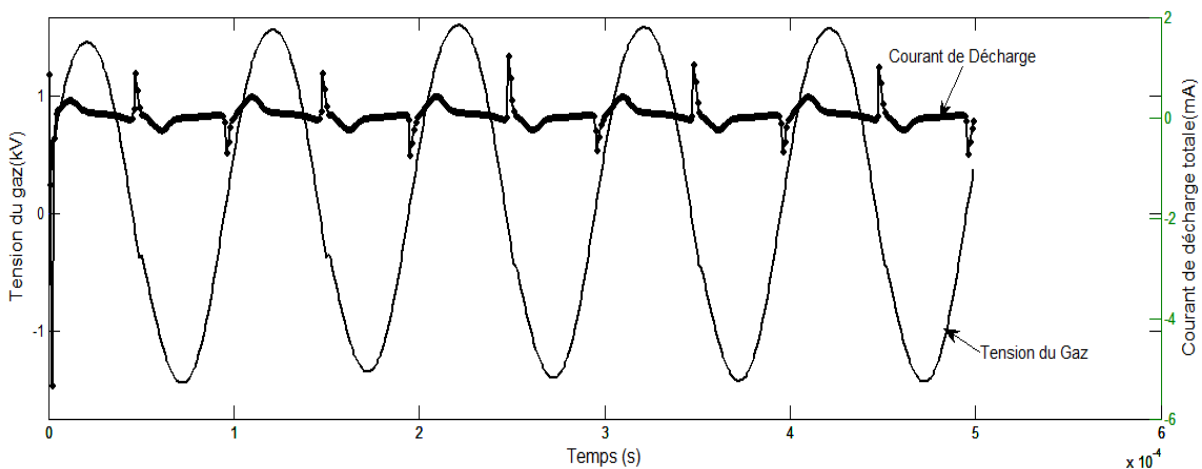
**IV-4-1-2 COURANT DE DECHARGE ET LA TENSION DU GAZ:**

Nous avons représenté sur la **figure IV-4**, la variation temporelle de la tension du Gaz et du courant de la décharge totale. Le courant de la décharge apparaît sous la forme d'un pic à chaque alternance de la tension du gaz, après  $0,5 \mu s$  et  $1 \mu s$  respectivement du début de l'alternance positive pour une durée de l'impulsion de l'ordre de  $0,5 \mu s$ . Notons également que son amplitude maximale est de  $0.9 \text{ mA}$  pour l'alternance positive et de  $0.7 \text{ mA}$  pour celle négative à partir de la 4<sup>ème</sup> période.

Sans la prise en compte du circuit extérieur et avec les mêmes conditions de simulation résumées dans le **tableau IV-1**, le résultat obtenu dans la **figure IV-5**, montre que la stabilité de la décharge commence à partir de la 4<sup>ème</sup> période de la tension Gaz. La notion de stabilité de la décharge est reconnue par la reproductibilité de la forme et de l'amplitude des impulsions de son courant et par leur périodicité, ce qui explique le régime luminescent de la décharge à barrières diélectrique à la pression atmosphérique.



**Figure IV-4 :** Variations de la tension Gaz  $V_{gaz}(t)$  et du courant de la décharge  $I_d(t)$ , sur 2 périodes

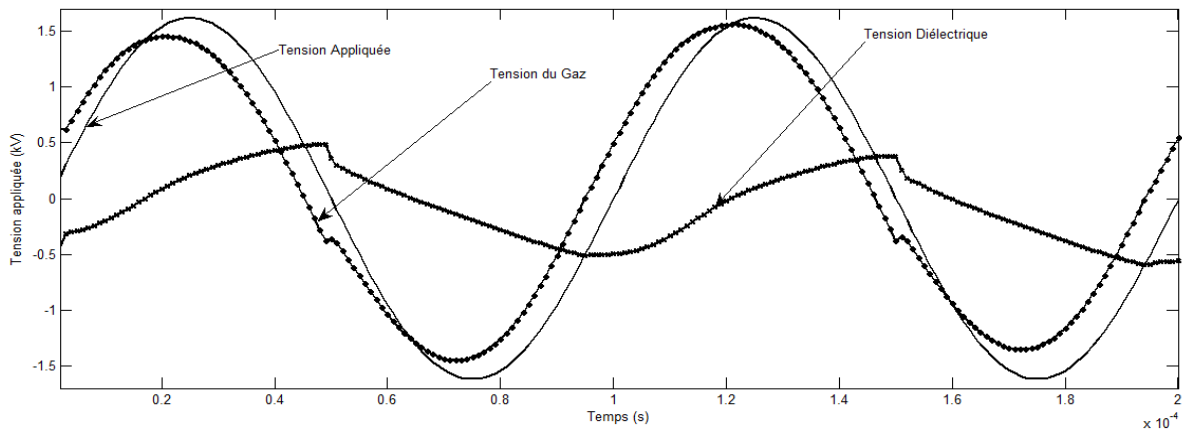


**Figure IV-5 :** Variations de la tension gaz  $V_{gaz}(t)$  et du courant de la décharge  $I_d(t)$  sur (05) périodes.

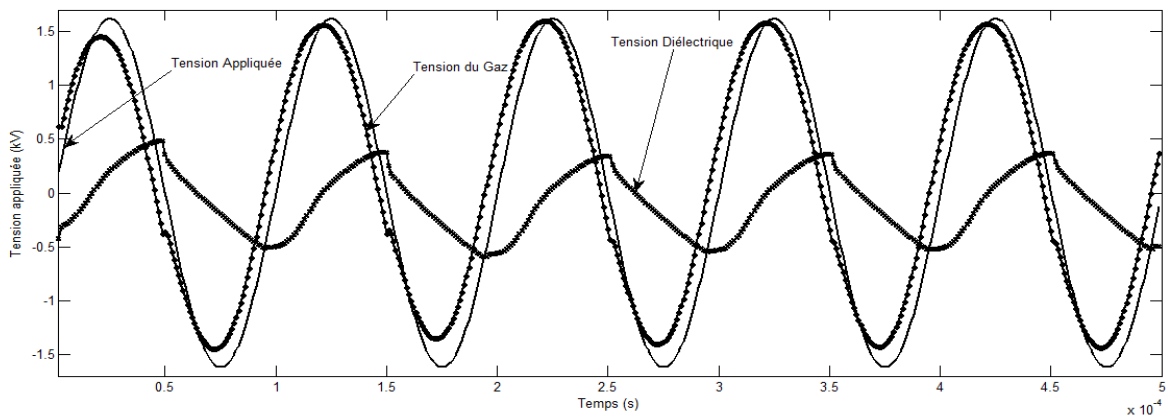
**IV-4-1-3 TENSIONS CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE:**

Nous avons représenté sur les figures IV-6 et IV-7, les variations temporelles des tensions respectivement appliquée, du gaz et du diélectrique. Au début de la 1ère alternance, la tension appliquée est encore faible pour provoquer le claquage (rupture) du gaz et initier une décharge. La valeur initiale de la tension gaz est de l'ordre de 500 V, ensuite elle croit jusqu'au la valeur maximale nécessaire de 1560V pour créer une décharge électrique dans le gaz. Les valeurs respectivement max et min de la tension mémoire restent inchangées à partir du 2ème période. Une fois que le courant de décharge a atteint sa valeur maximale (amorçage de la décharge), la tension du gaz chutera rapidement et la décharge s'éteint brusquement à cause de l'augmentation rapide de la tension diélectrique (mémoire) due à l'accumulation de charges sur les parois internes des diélectriques.

Dans tous les cas de figures, au début de chaque alternance la tension mémoire s'ajoute à la tension appliquée et contribué à son tour à un nouveau amorçage sous une plus faible tension appliquée que la tension réelle de claquage du gaz.



**Figure IV-6 :** Variations des tensions ( $V_{app}(t)$  ;  $V_{gaz}(t)$  et  $V_{diel}(t)$ ) de la décharge sur deux (02) périodes



**Figure IV-7 :** Variations des tensions ( $V_{app}(t)$  ;  $V_{gaz}(t)$  et  $V_{diel}(t)$ ) de la décharge sur 5 périodes



## IV-4-2 CARACTERISTIQUES SPATIO-TEMPORELLES DE LA DECHARGE:

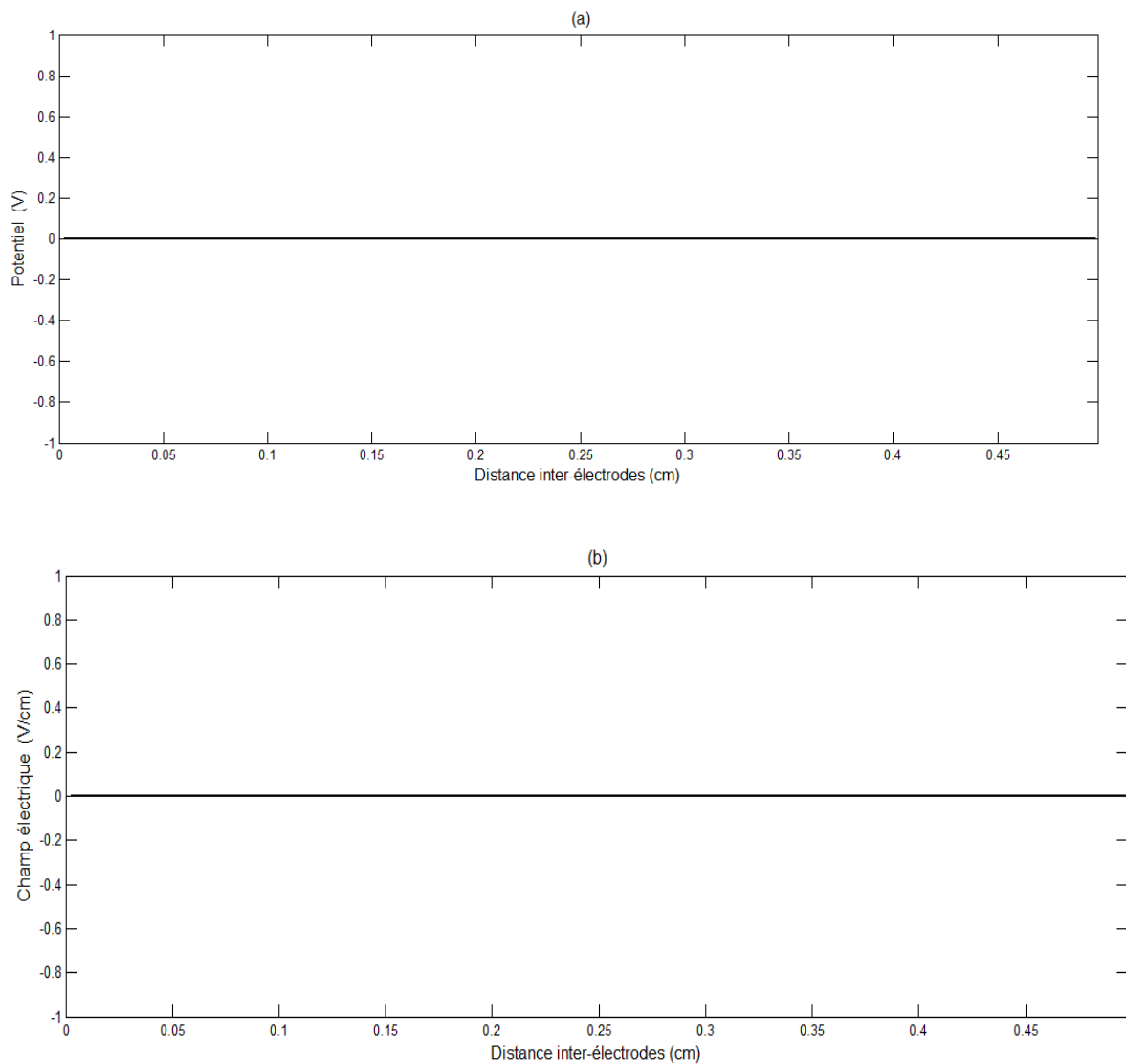
### IV-4-2-1 PLASMA SANS EXCITATION:

#### IV-4-2-1-1 POTENTIEL DU GAZ, CHAMP ELECTRIQUE ET LES DENSITES:

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats de simulation de la distribution spatiale respectivement du potentiel du gaz, du champ électrique et des densités électronique, ionique et des particules excitées d'une DLBD appliquée à un plasma d'hélium, soumis à une pression de 760 Torr (pression atmosphérique). L'espace inter barrières considéré dans ces calculs est de 0.5 cm. La tension appliquée à l'anode est sinusoïdale.

Pour valider la fiabilité du modèle numérique développé dans ce travail et les résultats de simulation obtenus il nous faut qu'on vérifie ces calculs dans le cas du plasma sans excitation ( $t=0$  et  $V_{app}=0$ ). De nature un gaz contient toujours dans son état initial à quelques électrons et ions qui sont issus, à titre d'exemple, de collisions de rayons cosmiques ou de radiations avec le milieu. Ces charges libres peuvent être accélérées par la présence d'un champ électrique et de nouvelles particules chargées peuvent ensuite être créées et à leur tour entrent en collision avec des atomes et des molécules dans le gaz ou avec les surfaces des électrodes. Ainsi, initialement, pour un champ et un potentiel électriques nuls, juste après ionisation, les densités électronique et ionique sont égales et ont pour valeur initiale  $n_0$ . Cette situation est illustrée sur la **figure IV-8**.

Après un intervalle de temps et dans un milieu limité, les charges sont perdues sur les surfaces des électrodes. Car la masse électronique est nettement plus faible que celle des ions positifs  $He^+$ , les électrons sont rapidement perdus au niveau des électrodes, par contre les ions restent inertes.



**Figure IV-8 :** *Distribution spatiale : Potentiel (a) et Champ électrique (b) à  $(t=0$  et  $V_{gaz}=0$ ).*

#### IV-4-2-2 PLASMA AVEC EXCITATION:

##### IV-4-2-2-1 POTENTIEL DU GAZ ET CHAMP ELECTRIQUE:

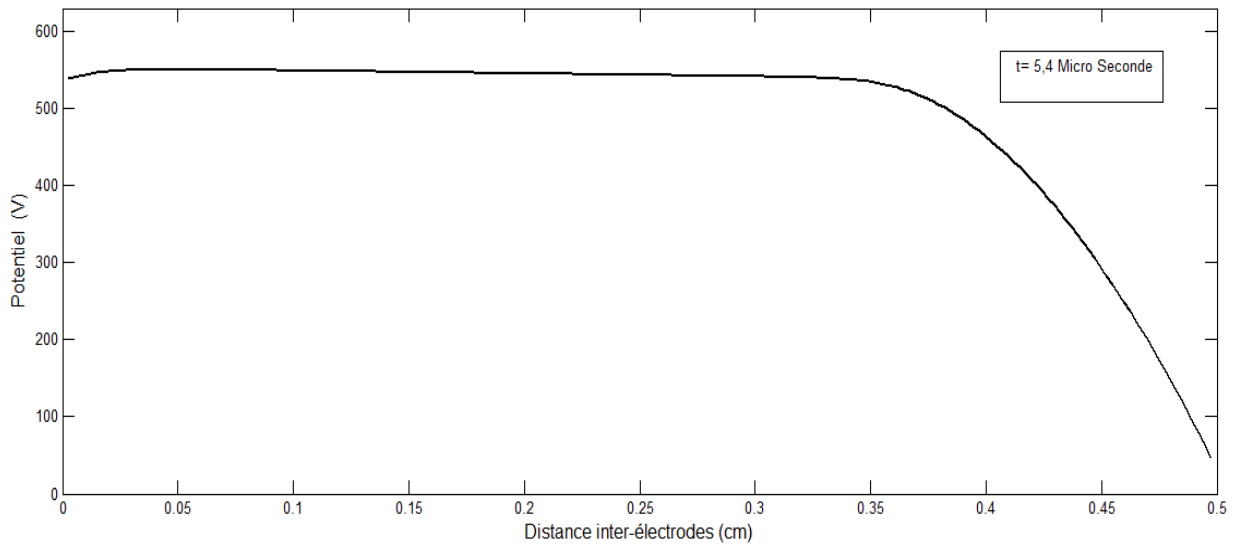
Pour mieux comprendre les différents comportements de la DLDB, il est important d'analyser les résultats obtenus par le modèle numérique.

Sous l'application de la tension d'excitation aux bornes des barrières (gaz), la formation de la distribution spatiale à lieu et représentée sur les **figures IV-9 et IV-10** respectivement du potentiel et du champ électrique de la décharge à l'instant  $t = 5,4 \mu s$ .

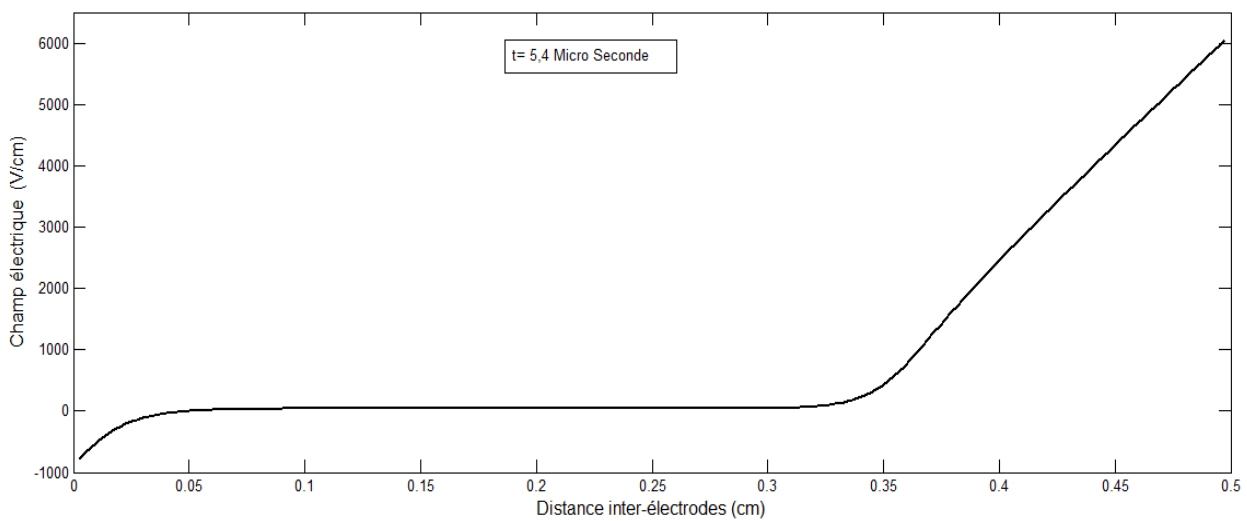
La figure relative au potentiel est caractérisée par une forte chute de potentiel au niveau de la gaine cathodique due au mouvement des espèces chargées positivement (ions  $He^+$ ) et en plus c'est une caractéristique propre de la décharge luminescente. Au niveau de la gaine anodique le potentiel est légèrement linéaire et inférieur à degré moins à celui de la colonne positive. Celui de la colonne positive est quasiment constant et leurs valeurs dans ces zones sont respectivement 540 et 550 V.

La **figure IV-10**, présente la distribution spatiale du champ électrique du gaz d'hélium au moment où le courant de décharge atteint sa valeur maximale ( $348 \mu s$ ). Les ions positifs sont dominants dans une décharge d'hélium à la pression atmosphérique. Cette caractéristique est typiquement similaire à celle de la décharge luminescente à basse pression. Trois zones spécifiques caractérisant la décharge luminescente peuvent être identifiées:

- *La zone cathodique* : où le champ électrique varie plus rapidement due au forte chute de potentiel pour atteindre sa valeur maximale qui est plus de  $6 \text{ KV/cm}$  et la densité des ions atteint  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .
- *La colonne positive* : occupe plus d'espace, le champ électrique y est très faible et constant, la mobilité des électrons est réduite à cause de leur interaction avec les ions positifs et les densités électronique et ionique sont égales et de l'ordre de  $5,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .
- *La zone anodique* : où le champ électrique varie légèrement linéairement en inverse à cause au gradient du potentiel positif dans cette zone.



**Figure IV-9 :** Variation spatiale du Potentiel du gaz



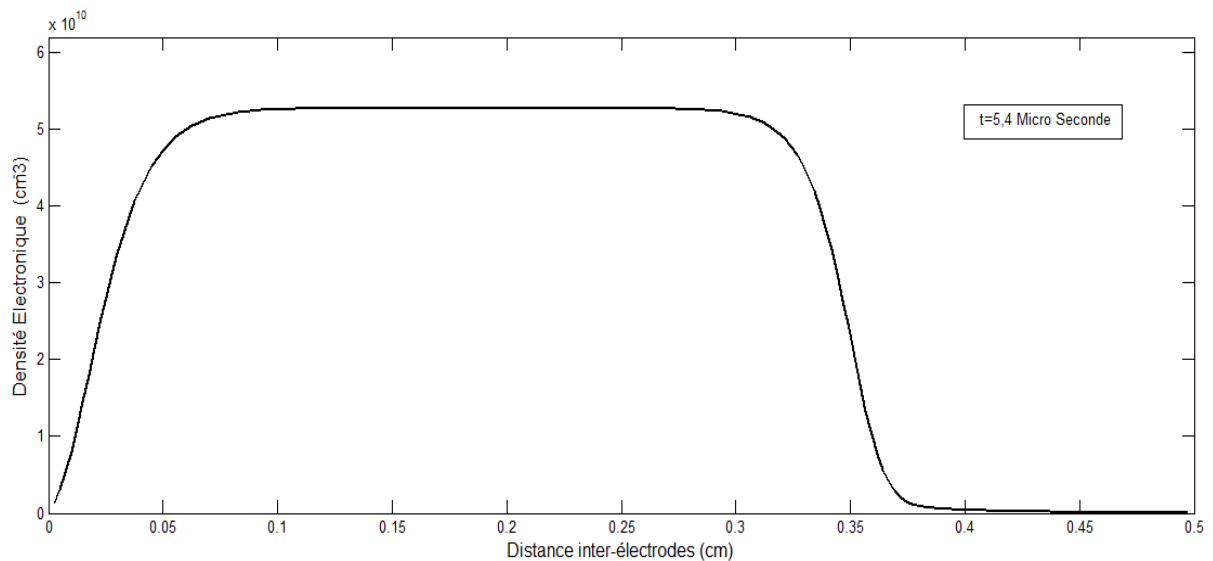
**Figure IV-10 :** Variation spatiale du Champ électrique

#### IV-4-2-2-2 LES DENSITES DES ESPECES CHARGEES (ELECTRONS ET IONS):

Les figures IV-11 et IV-12, représentent la distribution spatiale à l'instant  $t = 5,4 \mu s$  des densités électronique et ionique du gaz d'hélium au moment où le courant de décharge atteint sa valeur maximale ( $348 \mu s$ ). Trois zones spécifiques caractérisant la décharge luminescente peuvent être identifiées:

*La zone cathodique* : dans cette zone les ions positifs ( $He^+$ ) sont dominants pour la décharge d'hélium à la pression atmosphérique et atteignent une densité environ de  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Elle augmente, ensuite, en s'éloignant de la cathode. Alors que celle électronique qui apparaît clairement très faible. Cette caractéristique de faiblesse de la densité des électrons due à leur rapidité et mobilité par rapport à la lenteur des ions. Et vu la forte chute du potentiel caractérisant cette zone ce qui entraîne le dépeuplement des électrons mais leur densité n'est pas nulle. Elle est aussi considérée comme une zone de production des électrons par le processus de bombardement de la cathode par les ions positifs (l'émission secondaire).

- *La colonne positive* : dans cette zone caractérisée par la mobilité réduite des électrons à cause de leur interaction avec les ions. Les densités électronique et ionique sont égales et leur valeur maximale est de l'ordre de  $5.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .
- *La zone anodique* : elle est caractérisée par la domination des ions positifs et leur densité est de l'ordre de  $2.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  en vers la densité des électrons qui demeure toujours faible à celle-ci.



**Figure IV-11** : Variation spatiale de la densité électronique.

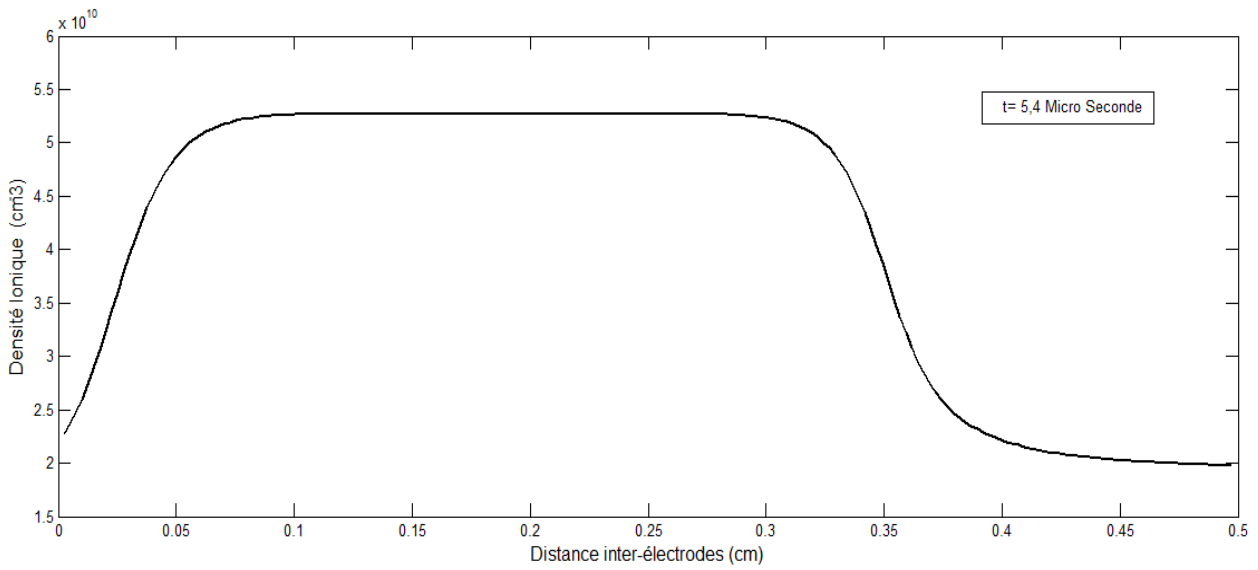


Figure IV-12 : Variation spatiale de la densité ionique

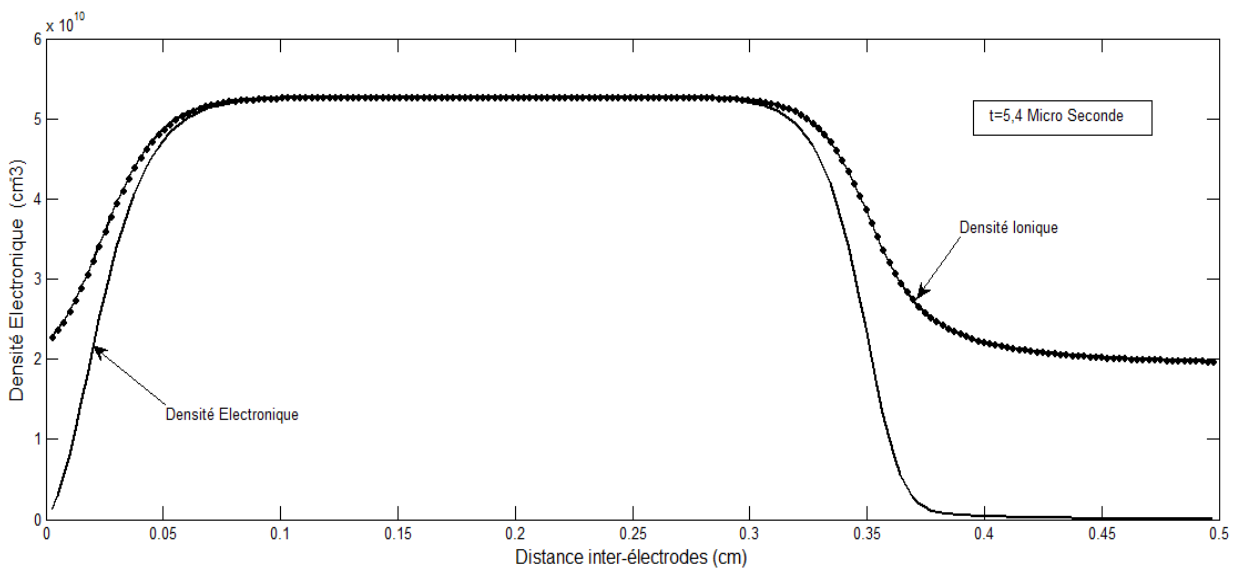


Figure IV-13 : Variations spatiales des densités électronique et ionique

**IV-4-2-2-3 CHAMP ELECTRIQUE ET LES DENSITES DES ESPECES CHARGEES (ELECTRONS ET IONS) :**

Les figures IV-14 et IV-15, présentent la distribution spatiale à l'instant  $t = 5,4 \mu s$  du champ électrique et des densités électronique et ionique du gaz d'hélium au moment où le courant de décharge atteint sa valeur maximale ( $348 \mu s$ ). Trois zones spécifiques caractérisant la décharge lumineuse peuvent être identifiées:

- *Zone anodique* : le champ électrique est légèrement croissant mais négativement sur un faible espace gazeux. Les densités électronique et ionique respectivement sont linéaires sur un espace de 0.05 cm mais celle ionique elle est pas nulle dans cette zone ( $2,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ).
- *Colonne positive* : le champ électrique nul. Les densités électronique et ionique sont égales et leur valeur maximale est de l'ordre de  $5,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .
- *Zone cathodique* : le champ électrique varie plus rapidement due au forte chute de potentiel pour atteindre sa valeur maximale qui est plus de 6 KV/cm et la densité des ions atteint  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Alors que celle électronique qui apparaît clairement très faible. Cette caractéristique de faiblesse de la densité des électrons due à leur rapidité et mobilité par rapport à la lenteur des ions.

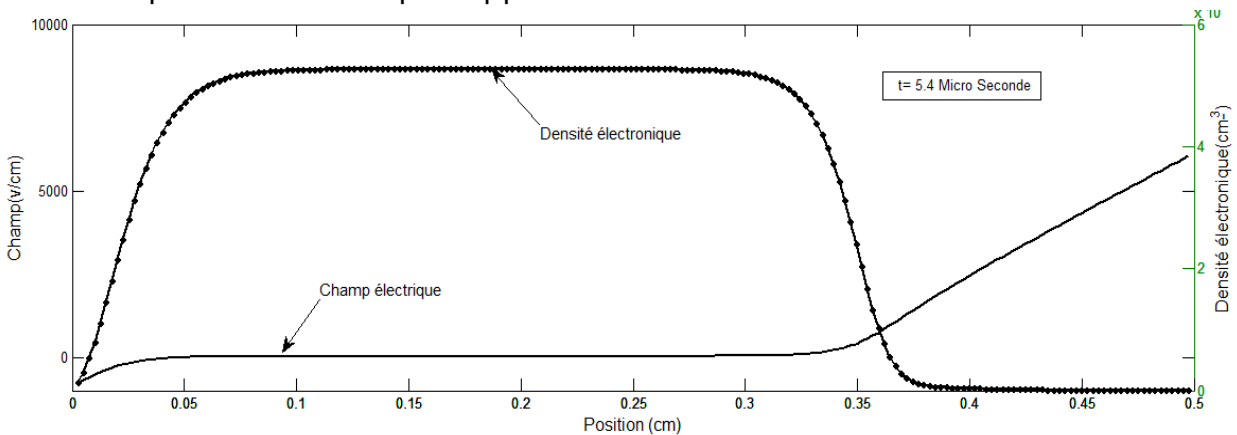


Figure IV-14 : Variation spatiales du champ électrique et de la densité électronique

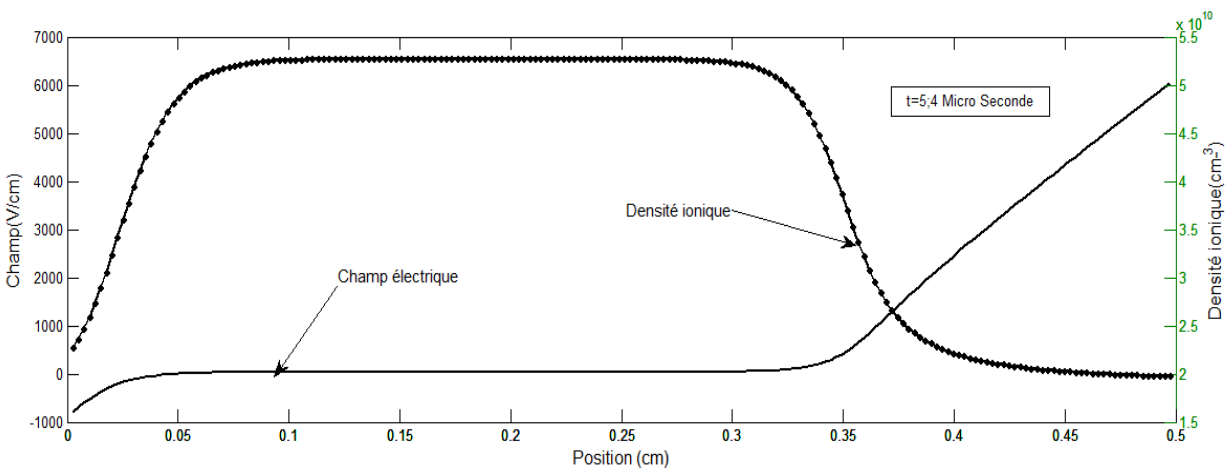
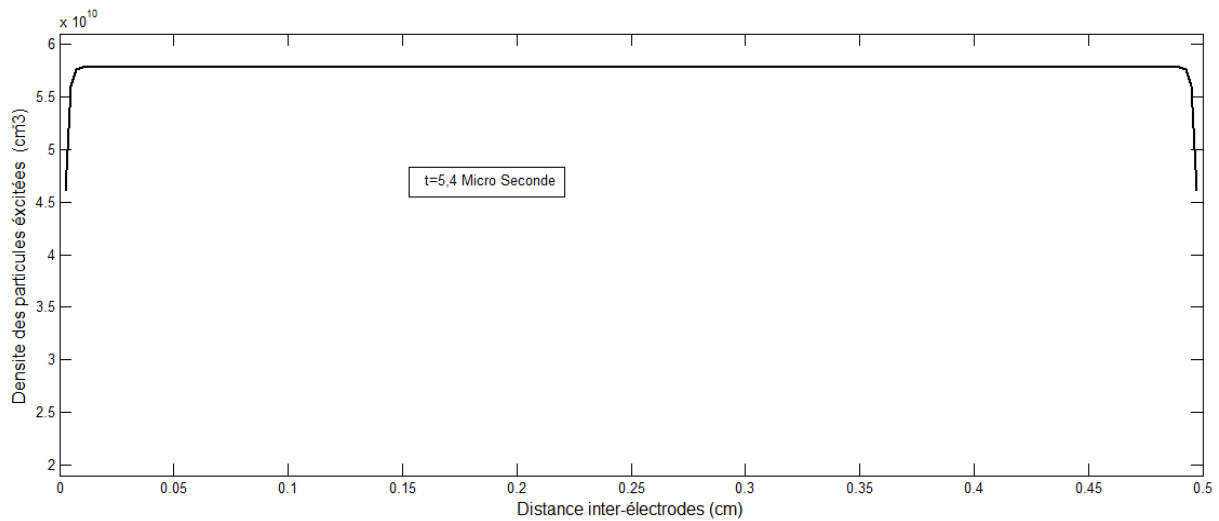


Figure IV-15 : Variation spatiales du champ électrique et de la densité ionique

#### IV-4-2-2-4 LA DENSITE DES METASTABLES (PARTICULES EXCITEES He\*):

La **figure IV-16**, présente à l'instant  $t = 5.4 \mu\text{s}$  la distribution spatiale de la densité des métastables. Elle est uniforme dans tout l'intervalle du gaz. Sa valeur maximale atteinte est de l'ordre de  $5,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . L'homogénéité de distribution spatiale sur tout l'espace gazeux caractérisant la densité des métastables due à leur neutralité ainsi que leur mobilité nulle, et ne sont pas soumis au champ électrique.



**Figure IV-16 :** Variation de la densité des Métastables

#### IV-4-2-2-5 DENSITES DE COURANTS:

La **figure IV-13 (a&b)**, présente à l'instant  $t = 5.4 \mu\text{s}$  la distribution spatiale des densités de courants respectivement totale, électronique et ionique, nous constatons presque dans la totalité (gaine anodique et la colonne positive) de l'espace gazeux que l'allure de la densité du courant total coïncide avec celui électronique, à l'exception de la gaine cathodique où les deux se séparent légèrement. Auprès de la cathode ces densités de courants commencent à augmenter légèrement, leurs croissances dues principalement du flux électronique résultant du bombardement de la cathode par les ions positif (l'émission secondaire). En revanche la densité du courant ionique demeure toujours très faible devant les deux autres (totale et électronique) notamment au niveau des gaines anodique et cathodique, par contre dans la colonne positive est nulle.



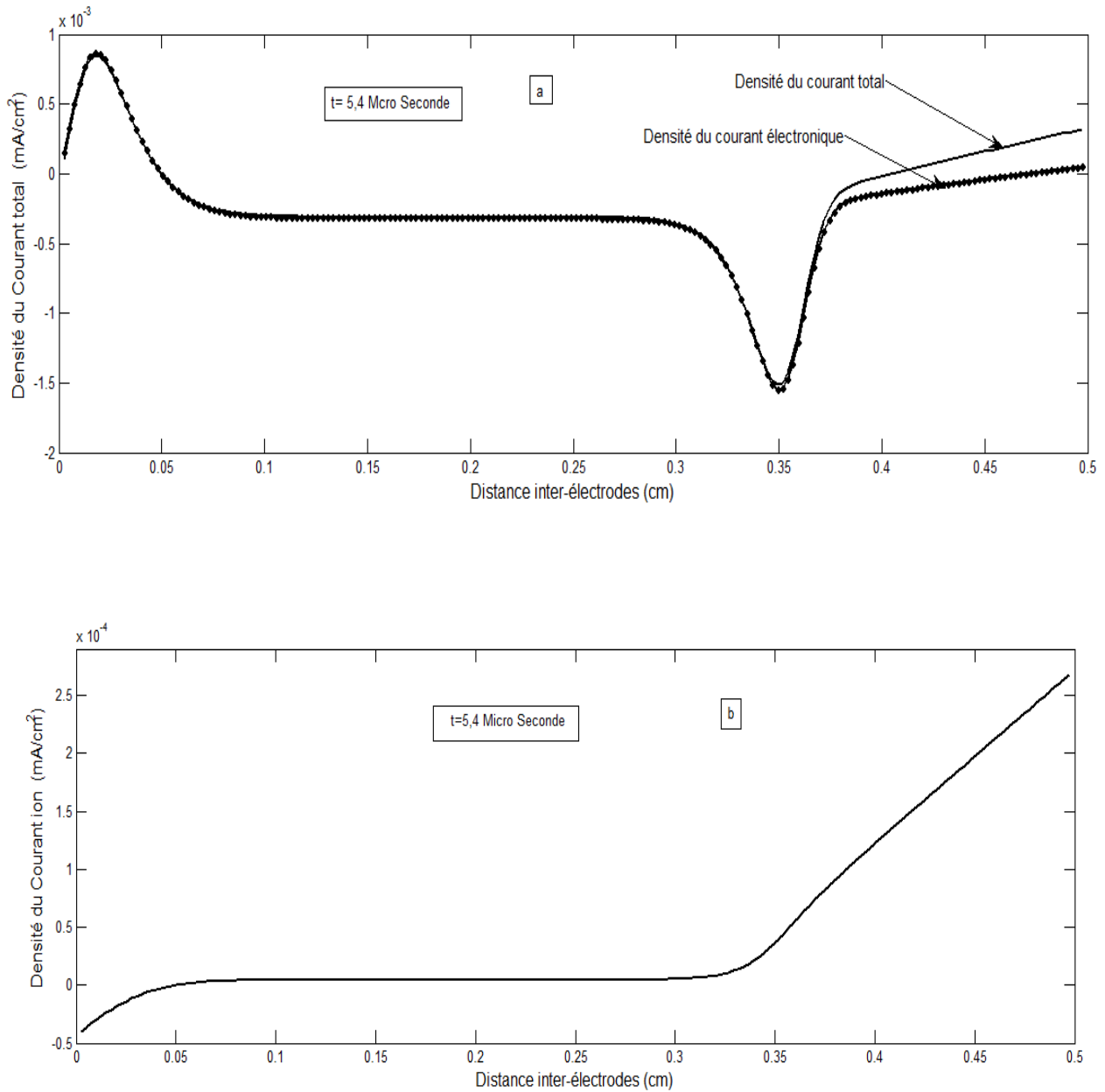
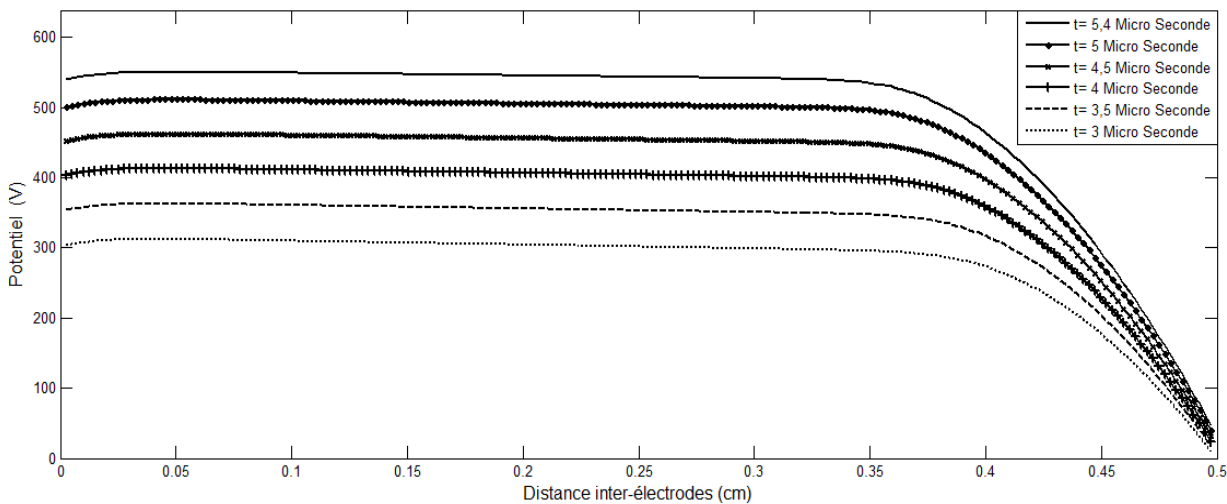


Figure IV-17: Variation des densités du courant total & électronique (a) et ionique(b)

### IV-4-3 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE:

#### IV-4-3-1 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DU POTENTIEL ELECTRIQUE DU GAZ:

La **figure IV-18**, présente la variation spatio-temporelle du potentiel électrique aux instants ( $t= 5.4, 5, 4.5, 4, 3.5$  et  $3 \mu s$ ). Nous constatons que lorsque le temps croit le potentiel électrique croit et la courbe garde sa forme qui correspondant au régime luminescent de la décharge à la pression atmosphérique dans toutes les zones (anodique, colonne positive et cathodique) avec une légère augmentation de la largeur de la colonne positive et réduction de celle de la gaine cathodique.



**Figure IV-18 :** *Variation spatio-temporelle du potentiel électrique*

#### IV-4-3-2 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DU CHAMP ELECTRIQUE:

La **figure IV-19**, présente la variation spatio-temporelle du champ électrique aux instants ( $t= 5.4, 5, 4.5, 4, 3.5$  et  $3 \mu s$ ). Nous constatons que lorsque le temps croit le champ électrique croit au niveau de la gaine cathodique et atteint ces valeurs maximales à titre d'exemple aux instants respectivement  $t= 5,4 \mu s$  et  $t= 3 \mu s$  le champ varie entre  $E > 6000 V/cm$  et  $E > 4200 V/cm$  simultanément avec la diminution de largeur de la colonne positive ; donc il est inversement proportionnel avec le temps. Par contre celle de la gaine cathodique augmente lorsque le temps croit. En revanche le champ électrique demeure de plus en plus faible dans les deux autres zones (anode & colonne positive). L'élargissement et contraction de la colonne positive due à la présence des espaces chargés à la zone cathodique.

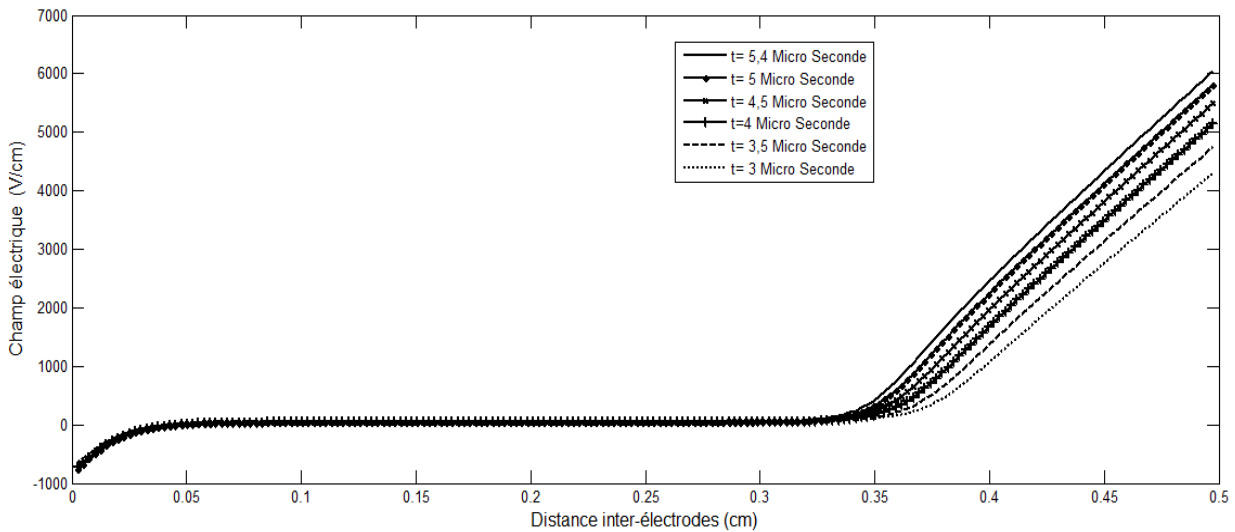


Figure IV-19 : Variation spatiotemporelle du champ électrique

#### IV-4-3-3 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DES DENSITES:

Les figures IV-20 IV-21 et IV-22, présentent les variations spatiotemporelles des densités électronique, ionique et des métastables aux instants ( $t = 5.4, 5, 4.5, 4, 3.5$  et  $3 \mu s$ ). Nous remarquons l'augmentation de leurs amplitudes lorsque le temps croit et en particulier au niveau de la colonne positive pour les densités électronique et ionique mais celle des métastables elle est aussi proportionnelle et uniforme aux différents instants dans tout l'espace gazeux. La largeur de la gaine cathodique croit lorsque le temps croit. En revanche celle de zone anodique diminuée lorsque le temps croit. Les densités ioniques aux niveaux des gaines anodique et cathodique ne sont pas nulle ( $2,3 \times 10^{10}$  et  $2 \times 10^{10}$  respectivement). Leur ordre de grandeur au niveau de la zone anodique est légèrement en croissance avec l'augmentation du temps. Par contre celle électronique aux niveaux des deux gaines est presque nulle.

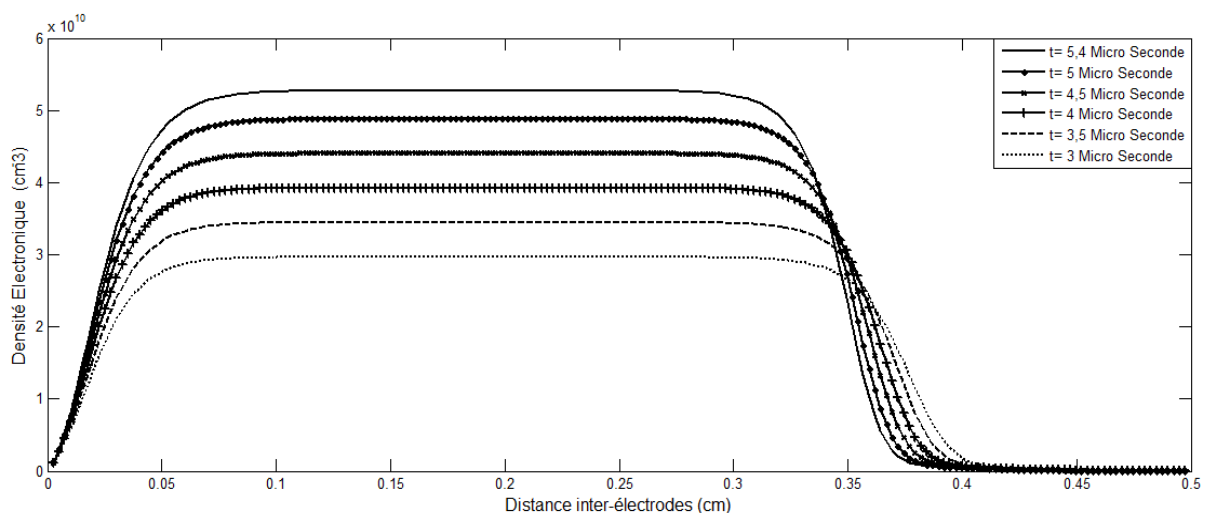


Figure IV-20 : Variation spatiotemporelle de la densité électronique

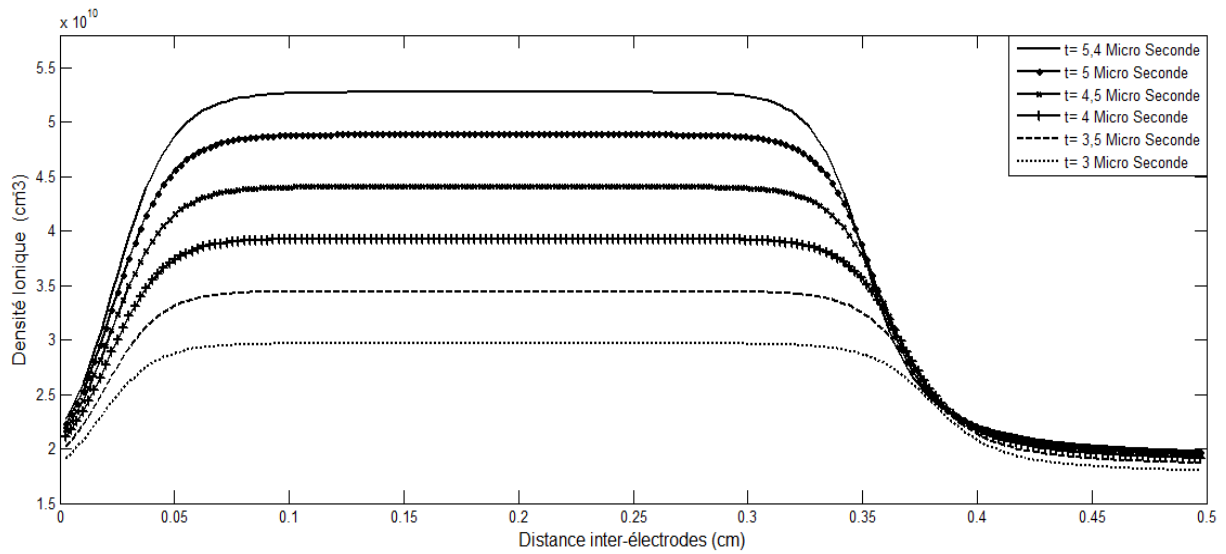


Figure IV-21 : Variation spatiotemporelle de la densité ionique

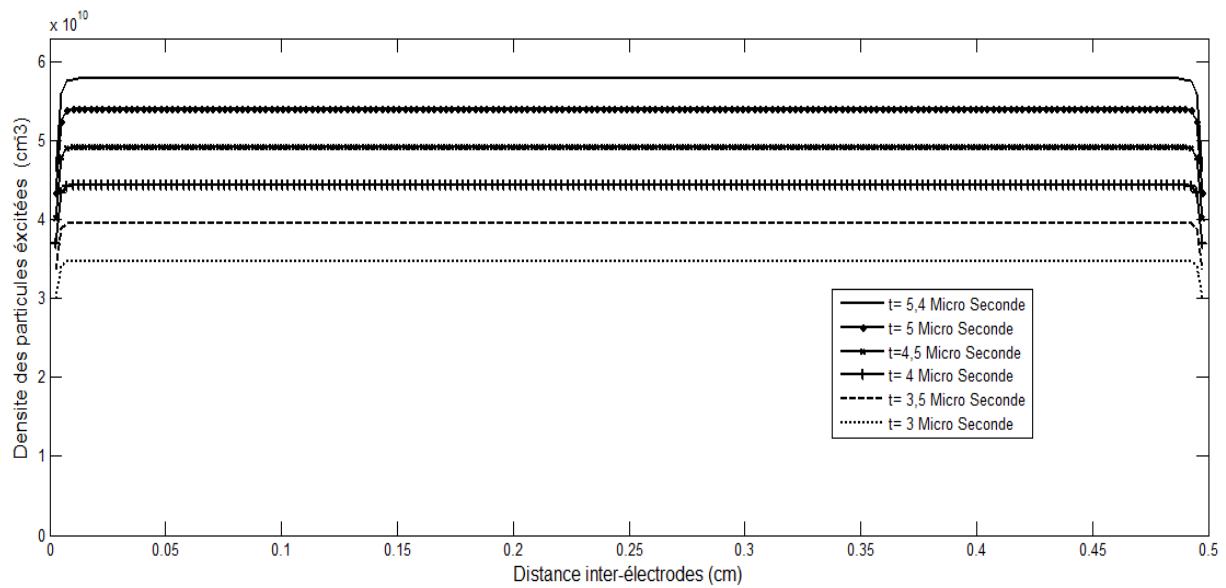
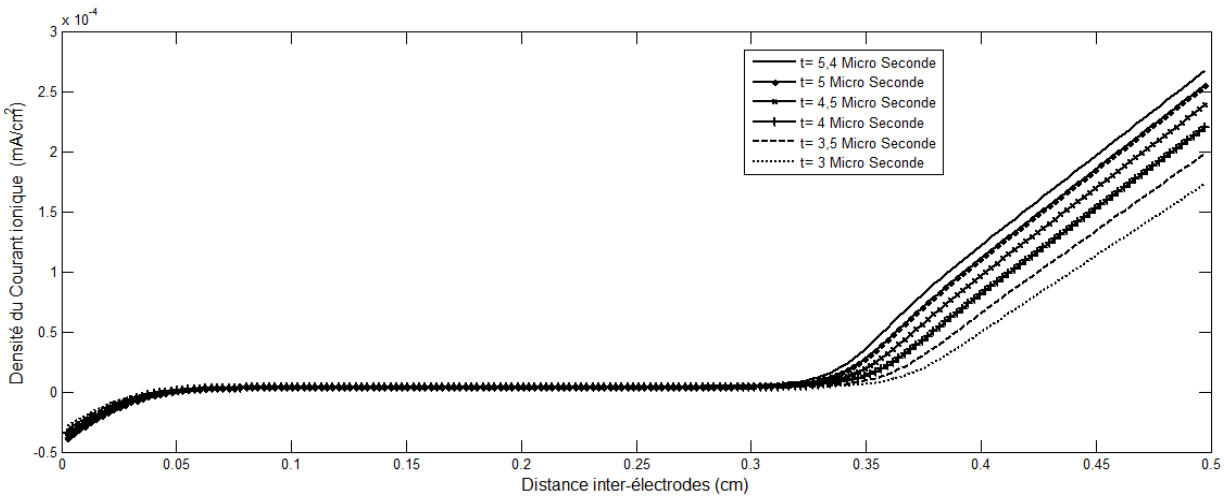


Figure IV-22 : Variation spatiotemporelle de la densité des métastables

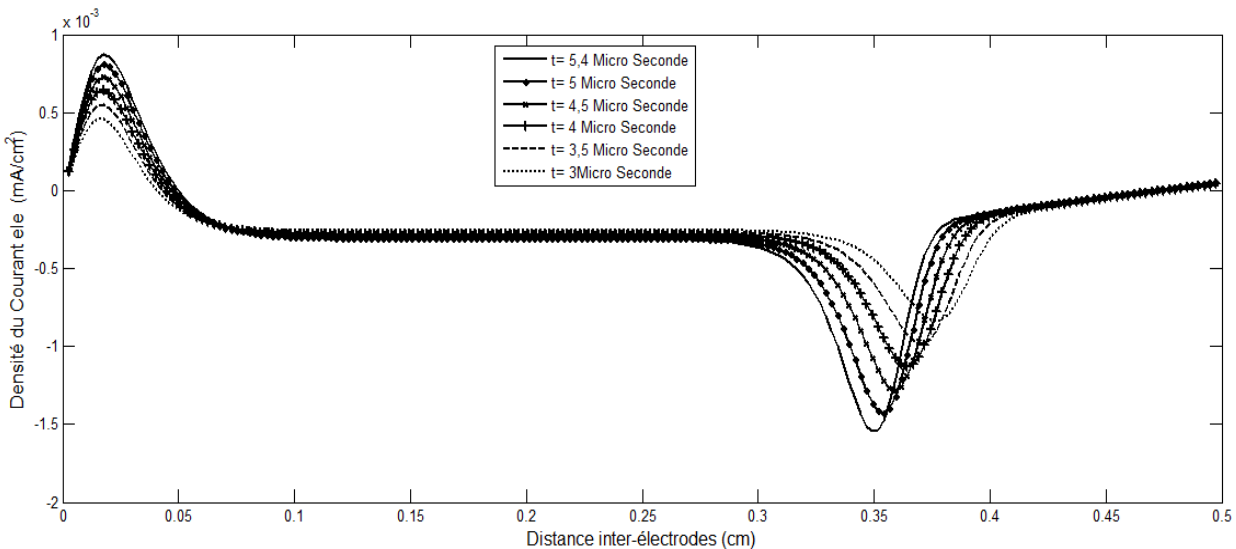
**IV-4-3-4 EVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DES DENSITES DE COURANTS:**

Les figures IV-23, IV-24 et IV-25, représentent respectivement la variation spatiotemporelle des densités de courants électronique, ionique et totale aux instants ( $t= 5.4, 5, 4.5, 4, 3.5$  et  $3 \mu s$ ). L'allure de la densité du courant ionique est semblable à celle du champ électrique mais avec un ordre de grandeur moins. Au niveau de la colonne positive est nulle. Dans la gaine cathodique est linéaire avec l'augmentation du temps. Les valeurs maximales atteignent aux instants précités variées entre  $174$  et  $268 \mu A/cm^2$  due à la densité des ions positive dominante dans cette zone et légères variations négatives dans la zone anodique.

Pour celles électronique et totale au niveau de la colonne positive sont constantes mais négatives. Une augmentation considérable de leurs amplitudes avec la croissance du temps et ceci au niveau des deux gaines due à la variation du champ électrique qu'il a un rapport direct avec la densité du courant.



**Figure IV-23 :** *Variation spatiotemporelle de la densité du courant ionique*



**Figure IV-24 :** *Variation spatiotemporelle de la densité du courant électronique*

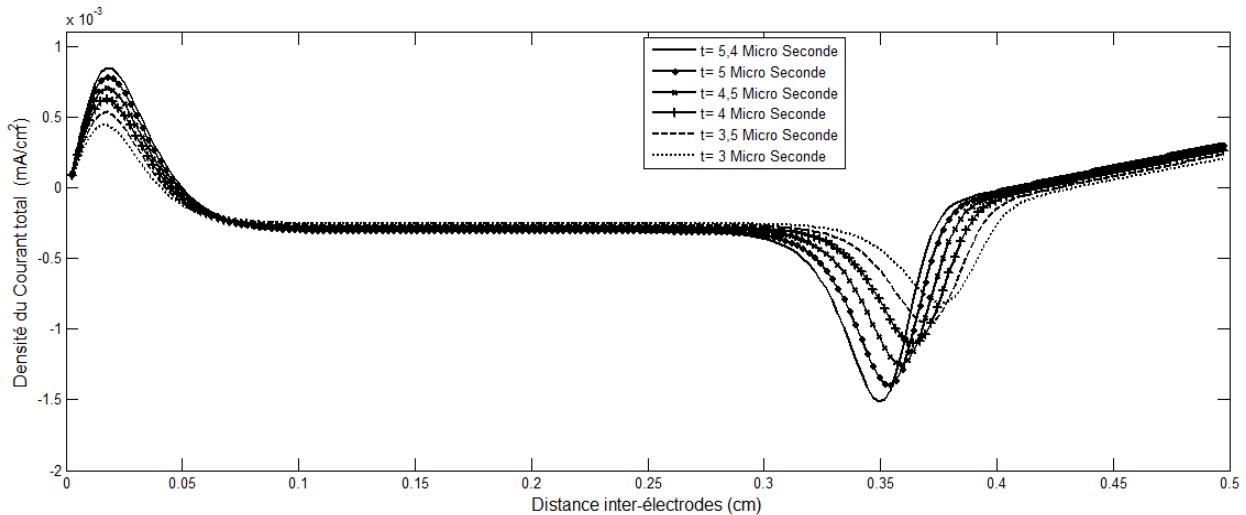


Figure IV-25 : Variation spatiotemporelle de la densité du courant total

#### IV-5 CONCLUSION:

En conclusion de ce chapitre, nous avons présenté les résultats numériques de simulation des caractéristiques électriques et spatiotemporelle de la décharge lumineuse contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique en utilisant un modèle fluide auto-cohérent. Le gaz atomique traité dans ce cas de figure est l'Hélium (He).

Sous les hypothèses considérées, faible nombre de particules et le nombre de réactions limitées pris en compte par rapport à ce qui passe réellement dans le fonctionnement de la décharge. Les résultats obtenus dans cette étude notamment en premier lieu ceux relatifs aux caractéristiques électriques (courant de décharge, tensions appliquée, gaz et mémoire) sont presque identique comparés à ceux présentés antérieurement par autres auteurs que ce soit expérimentalement ou par calcul numérique. En deuxième lieu les caractéristiques spatiales (potentiel, champ électrique, les densités électronique, ionique et des métastables et les densités de courants) ont les mêmes structures que ceux obtenues au régime lumineux à basse pression.

L'allure de courant de décharge caractérisée par sa périodicité monodimensionnelle obtenue par simulation numérique confirme l'existence de l'homogénéité de DLBD à la pression atmosphérique mais dans des conditions particulières.

Cette étude a montré que la rupture du gaz se fait sous un faible champ, bien que la décharge est obtenue par la génération d'une série d'avalanches successive qui se développent avec un temps relativement long de l'ordre des  $\mu\text{s}$ .

L'accord qualitatif résultant des résultats numériques obtenus nous permet de considérer que la description globale du fonctionnement de la décharge est correcte.

Dans le futur chapitre nous allons étudier l'influence des différentes grandeurs sur la décharge.

## **Chapitre V**

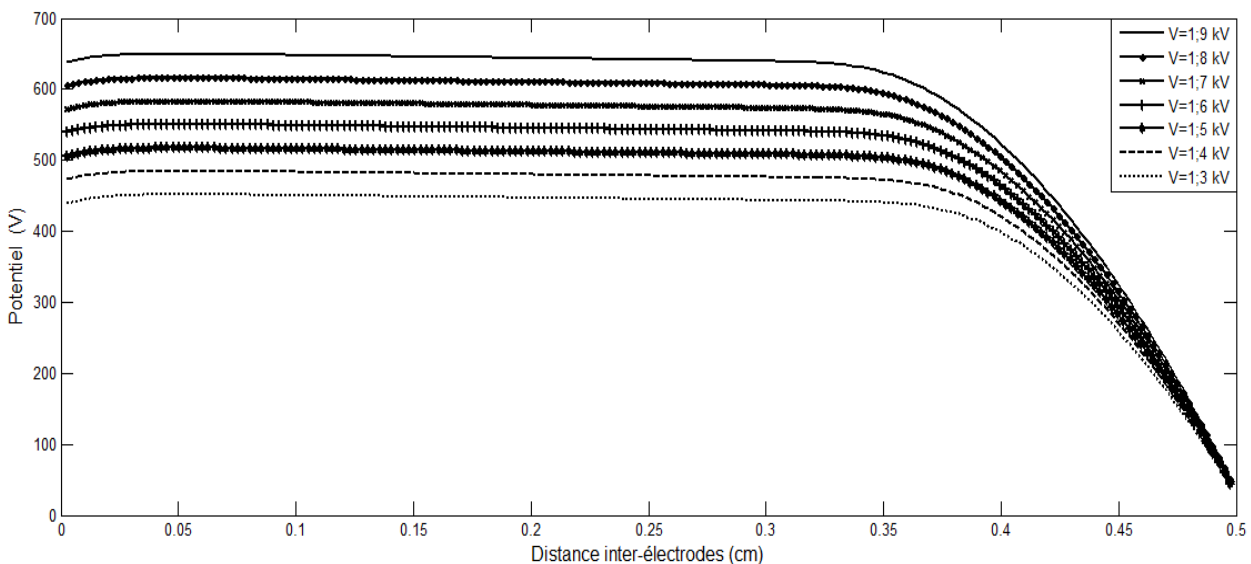
# **INFLUENCE DES DIFFERENTES GRANDEURS SUR LA DECHARGE**

Dans ce chapitre nous allons faire varier certaines grandeurs (tension appliquée, fréquence d'excitation, densités initiales, surfaces, ...) pour mieux comprendre l'influence de ces grandeurs sur le comportement des caractéristiques spatiotemporelles de la DLBD dans l'espace gazeux de 0,5 cm à un instant donné ( $t=5,4 \mu\text{s}$ ) dans le cas d'hélium (He), à la pression atmosphérique.

## V-1 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE :

### V-1-1 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LE POTENTIEL DU GAZ :

La **figure V-1**, représente la distribution spatiale à l'instant  $t = 5,4 \mu\text{s}$  du potentiel du gaz. Notons que l'amplitude du potentiel du gaz est proportionnelle avec l'augmentation de l'amplitude de la tension appliquée. La largeur de gaine cathodique augmente lorsque la tension appliquée croît due à la domination des ions positifs à cause au champ fort dans cette zone. En revanche celle de la colonne positive est en rétrécissement (inversement proportionnelle avec la tension). Par contre celle de la gaine anodique reste indépendante de cette variation. Une chute considérable du potentiel au niveau de la gaine cathodique avec la croissance de l'amplitude de la tension appliquée.

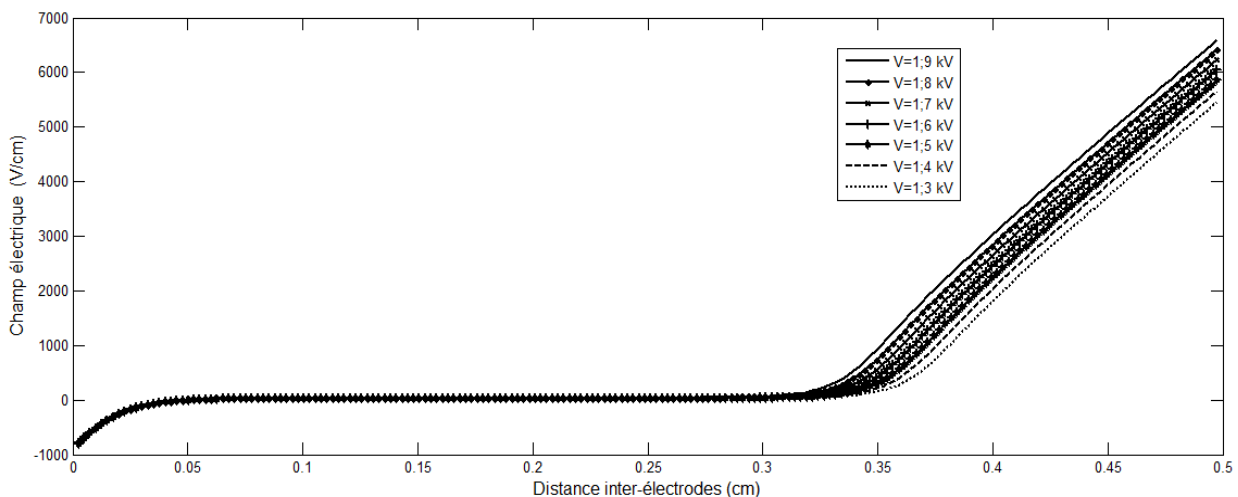


**Figure V-1 :** Variation spatiale du potentiel du gaz pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée



### V-1-2 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:

La **figure V-2**, représente la variation spatiale du champ électrique à l'instant  $t = 5,4 \mu s$ . Notons que l'amplitude du champ électrique dépend en particulier au niveau de la gaine cathodique directement de l'augmentation de la tension appliquée ( $V = 1,3 \text{ kV}$   $E = 5455 \text{ V/cm}$  &  $V = 1,9 \text{ kV}$   $E \approx 6593 \text{ V/cm}$ ). La largeur de la gaine anodique est indépendante de l'amplitude de la tension appliquée. Par contre les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de l'amplitude de la tension appliquée. Celle de la colonne positive diminue lorsque  $V$  croît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque  $V$  croît.



**Figure V-2 :** Variation spatiale du champ électrique pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

### V-1-3 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE IONIQUE ET DES METASTABLES:

Les **figures V-3 V-4 et V-5**, représentent la variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant  $t = 5,4 \mu s$ . Notons que les amplitudes des densités sont indépendantes durant tout l'espace de la colonne positive aux différentes valeurs de la tension appliquée. La largeur de la gaine anodique est aussi indépendante de l'amplitude de la tension appliquée. Par contre ceux respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation de l'amplitude de la tension appliquée pour les densités électronique et ionique seulement. Celle de la colonne positive diminue lorsque la tension appliquée croît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque la tension appliquée croît. Bien que celle des métastable reste toujours inchangée pendant l'espace gazeux.

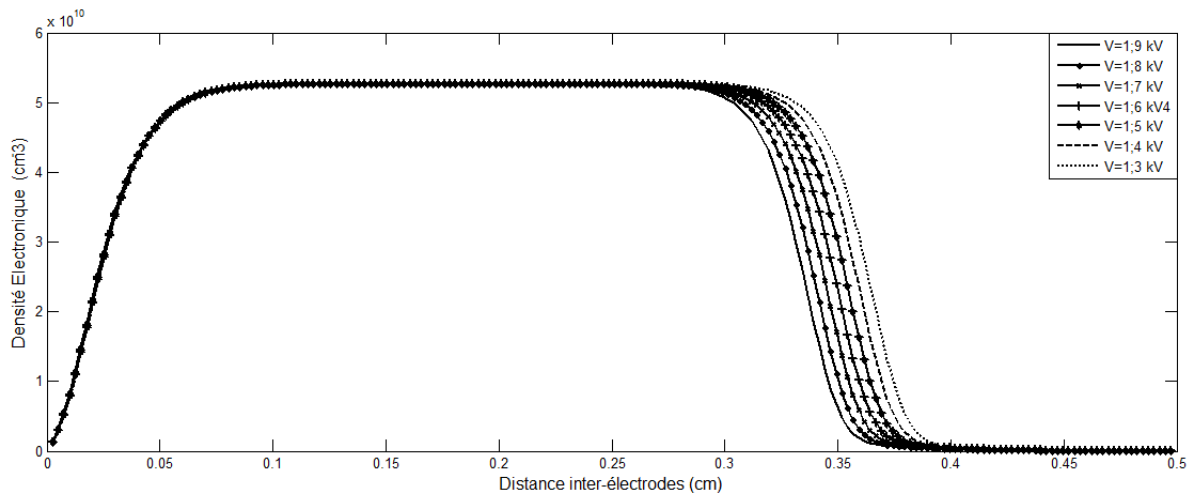


Figure V-3 : Variation spatiale de la densité électronique pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

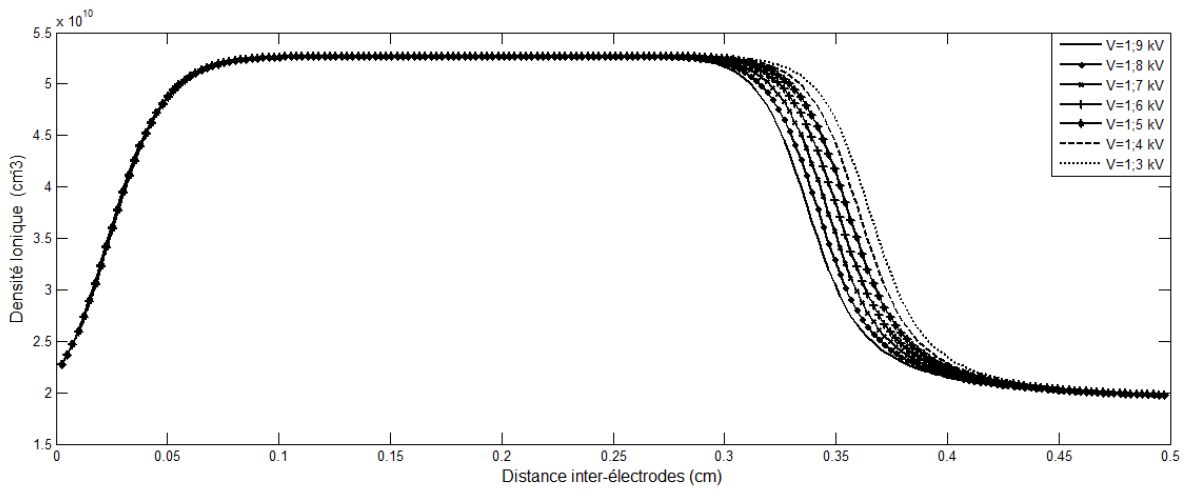


Figure V-4 : Variation spatiale de la densité ionique pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

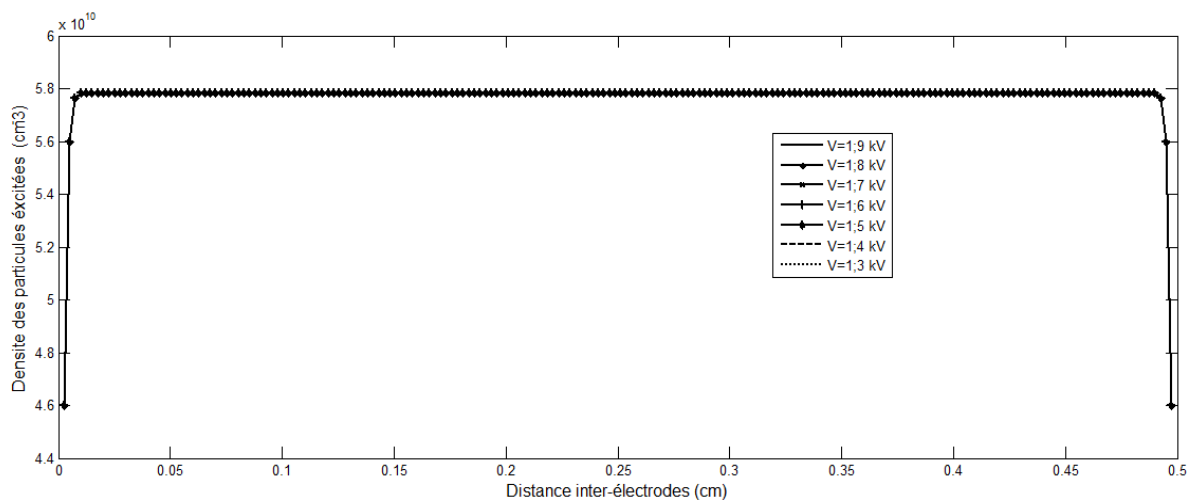
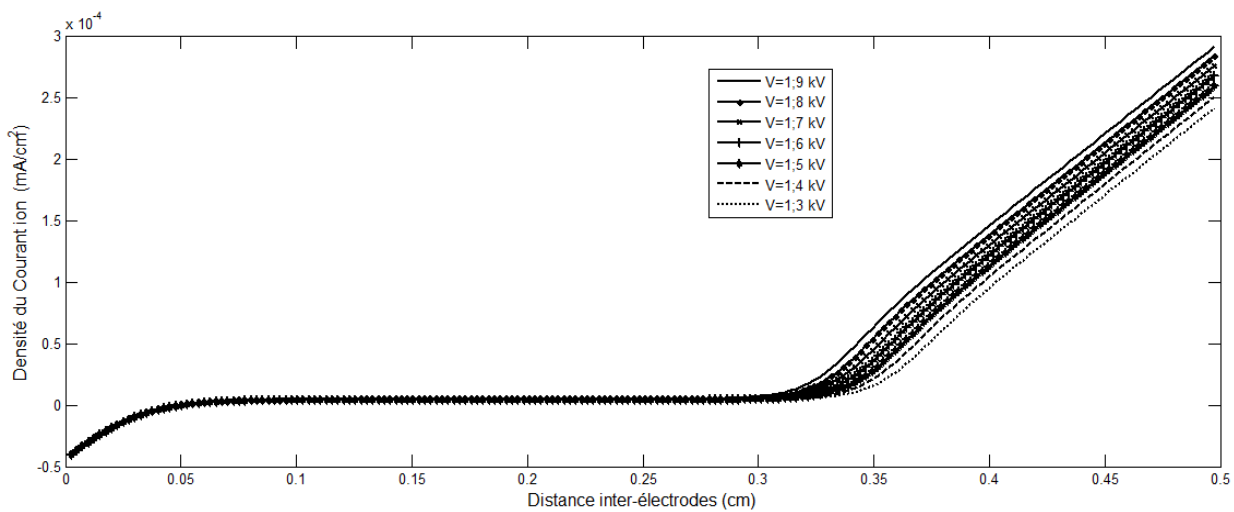


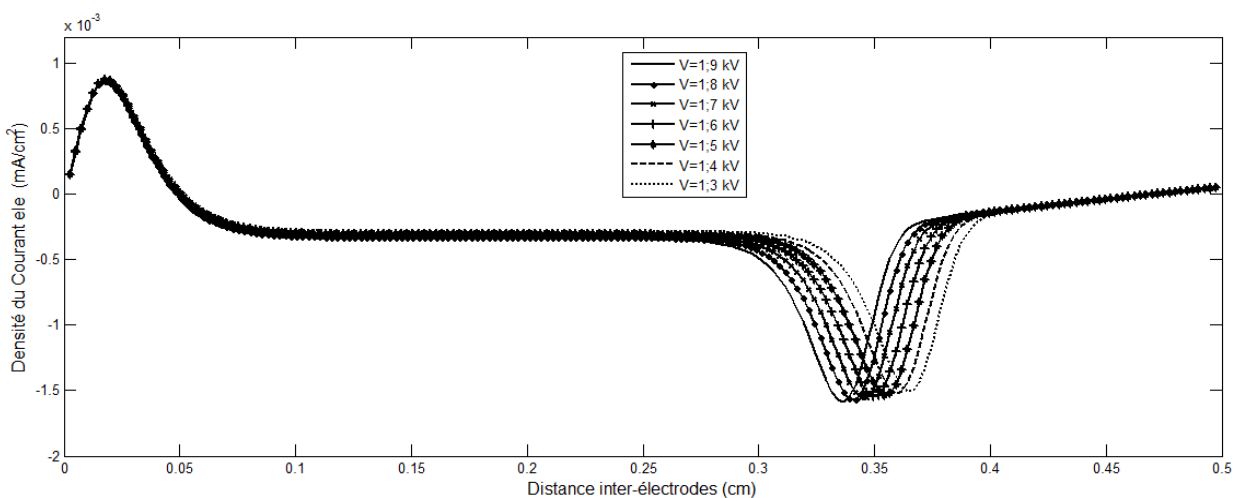
Figure V-5 : Variation spatiale de la densité des métastables pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

### V-1-4 INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:

Les figures V-6, V-7 et V-8, représentent la variation spatiale des densités de courants électronique, ionique et total à l'instant  $t = 5,4 \mu\text{s}$ . Notons que les amplitudes des densités de courants sont dépendantes aux valeurs de la tension appliquée. Uniquement au niveau de gaine cathodique (croient en valeur absolue lorsque V croit) avec une translation des pics vers la cathode mais dans les deux autres zones une petite variation négligeable. La largeur de la gaine anodique est indépendante de l'amplitude de la tension appliquée. Par contre ceux respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de l'amplitude de la tension appliquée. Celle de la colonne positive diminue lorsque V croit mais l'espace de la gaine cathodique croit lorsque V croit.



**Figure V-6:** Variation spatiale de la densité du courant ionique pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée



**Figure V-7 :** Variation spatiale de la densité de courant électronique pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

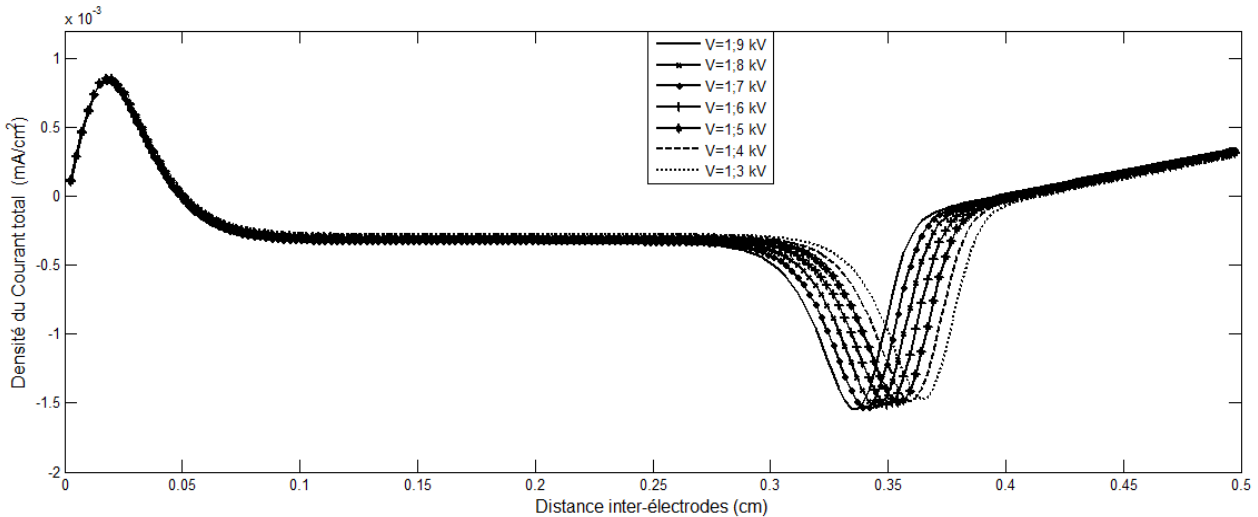


Figure V-8 : Variation spatiale de la densité de courant total pour les différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée

**V-2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION:**

**V-2-1 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LE POTENTIEL DU GAZ:**

Notons (Figure V-9) que la variation de l'amplitude du potentiel du gaz est assez importante par rapport aux différentes valeurs de la fréquence d'excitation prise en compte dans ce cas. La largeur de gaine cathodique s'élargie lorsque la fréquence d'excitation croit et inversement se contractée quant la fréquence décroît. En revanche celle de la colonne positive est en rétrécissement lorsque la fréquence croit et inversement. Alors que celle de la gaine anodique reste indépendante de cette variation. Une chute considérable du potentiel au niveau de la gaine cathodique.

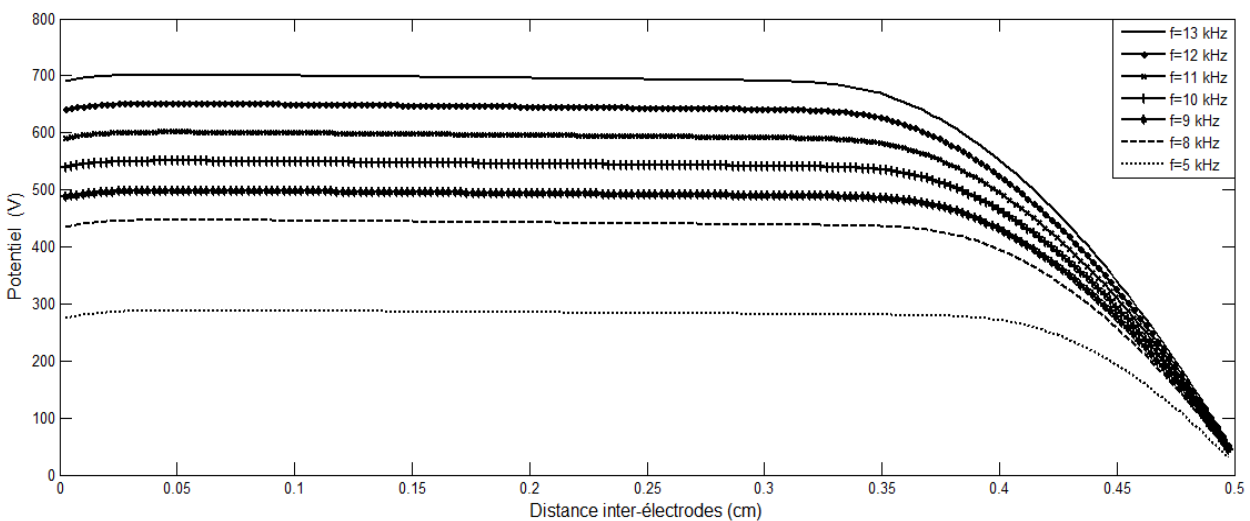
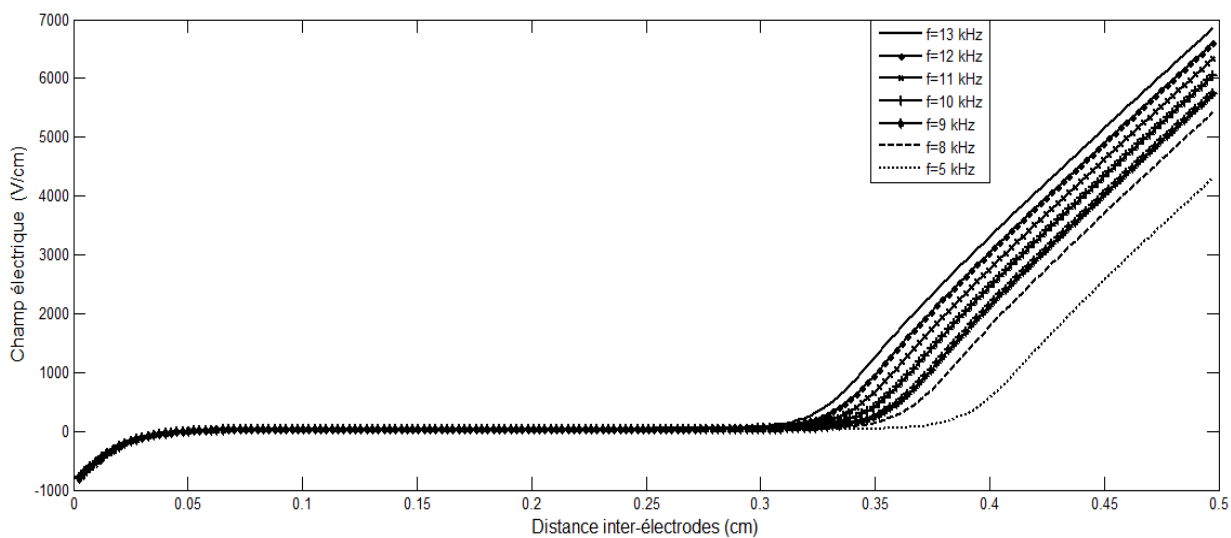


Figure V-9 : Variation spatiale du potentiel du gaz pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

### V-2-2 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:

Notons que l'amplitude du champ électrique (**Figure V-10**) dépend en particulier au niveau de la gaine cathodique directement de l'augmentation de la fréquence d'excitation ( $f=5\text{ kHz}$   $E \approx 4313\text{ V/cm}$  &  $f=13\text{ kHz}$   $E \approx 6858\text{ V/cm}$ ). La largeur de la gaine anodique est indépendante à la variation de la fréquence. Par contre les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation de la fréquence. Celle de la colonne positive diminue lorsque la fréquence croît et inversement s'élargie quant la fréquence décroît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque la fréquence croît et vis versa.



**Figure V-10 :** Variation spatiale du champ électrique pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

### V-2-3 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE IONIQUE ET DES METASTABLES:

Les amplitudes des densités (**Figures V-11, V-12 et V-13**) sont indépendantes durant tout l'espace de la gaine anodique et de la colonne positive de la variation de la fréquence d'excitation. La largeur de la gaine anodique est indépendante de l'amplitude de la fréquence. Par contre ceux respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de l'amplitude de la fréquence. Celle de la colonne positive diminue lorsque la fréquence croît et inversement s'élargie quant la fréquence décroît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque la fréquence croît et vis versa. Bien que celle des métastable reste toujours inchangée pendant l'espace gazeux.

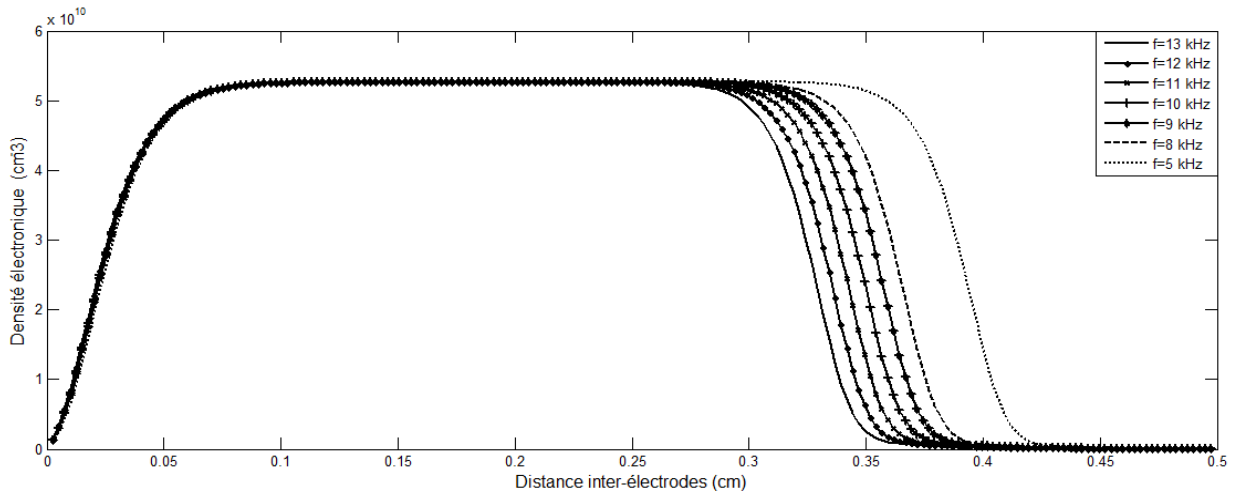


Figure V-11 : Variation spatiale de la densité électronique pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

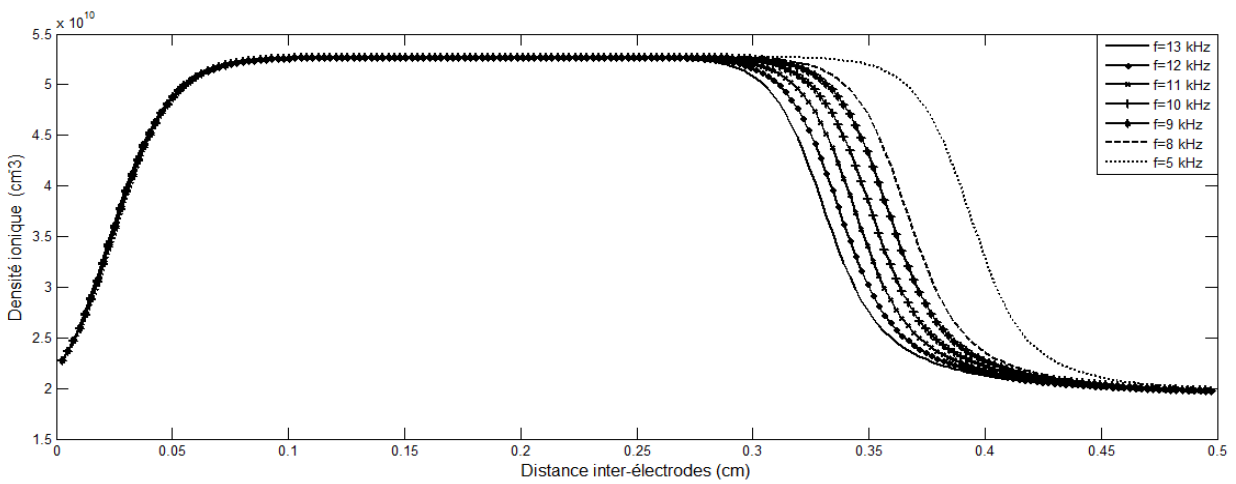


Figure V-12 : Variation spatiale de la densité ionique pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

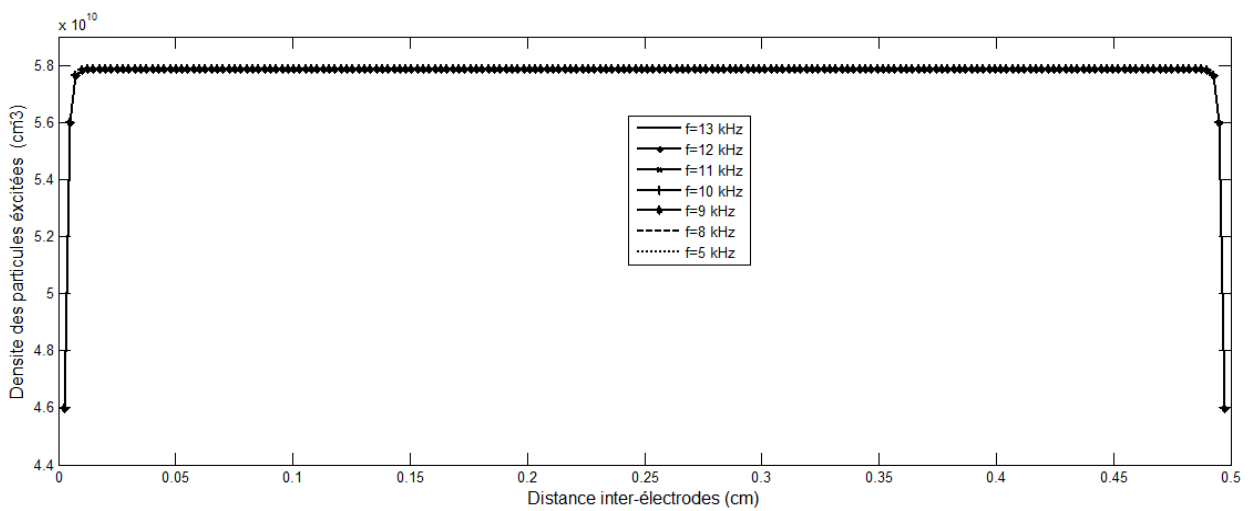
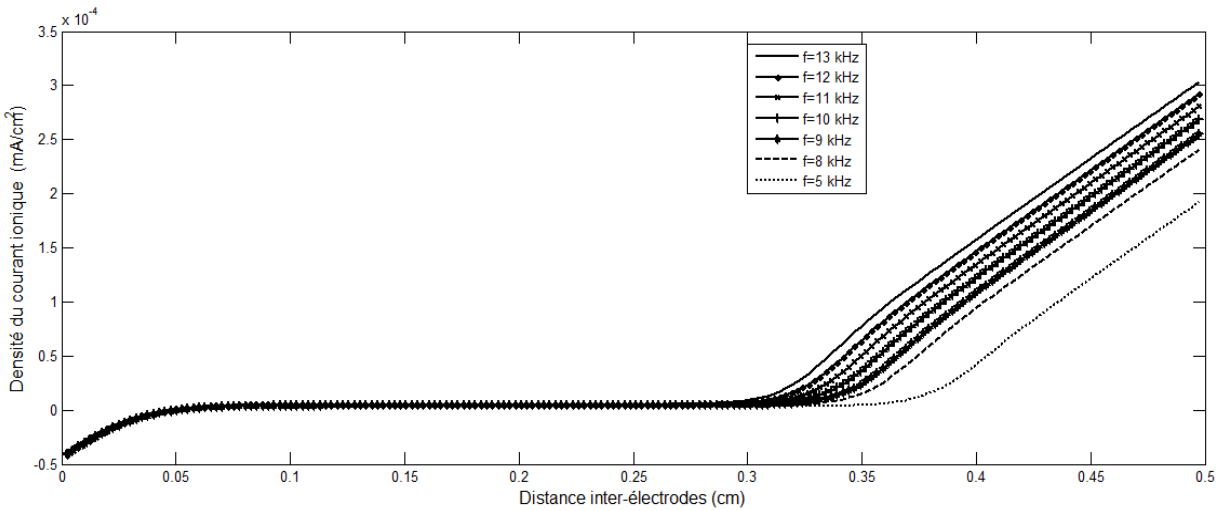


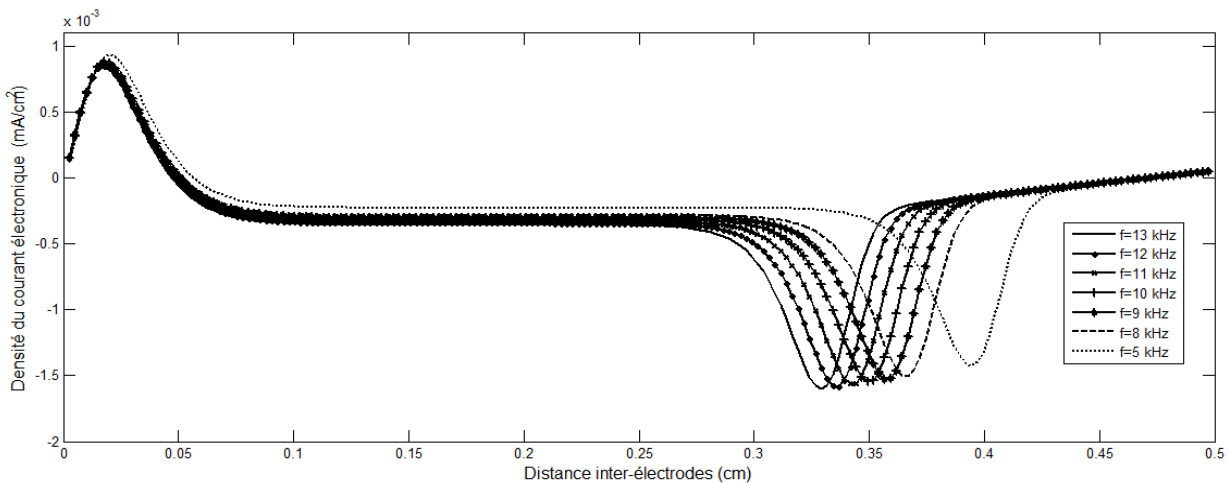
Figure V-13 : Variation de la densité des métastables pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

**V-2-4 INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'EXCITATION SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:**

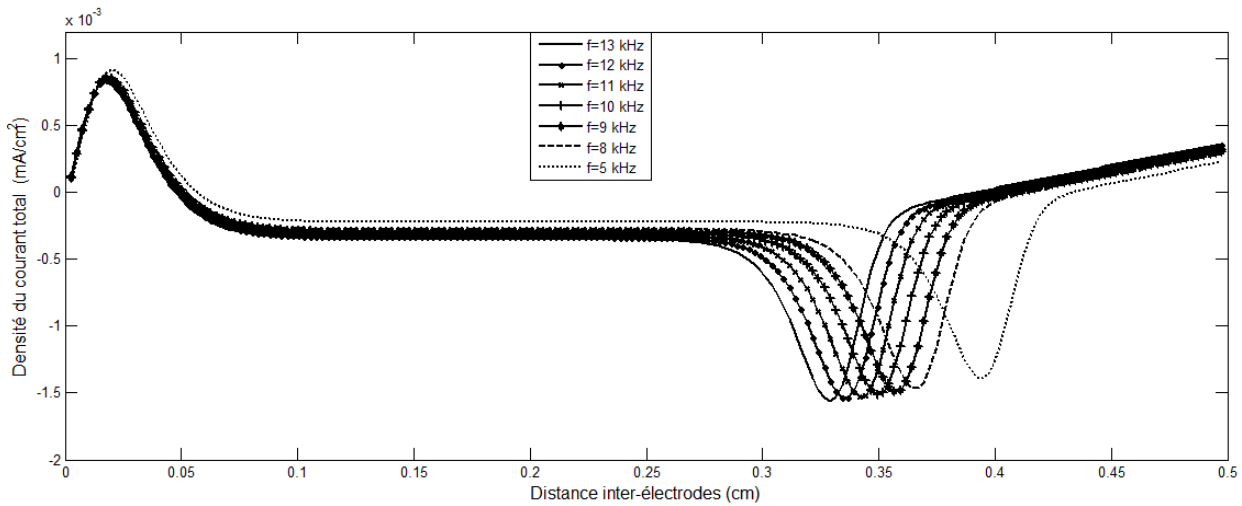
Notons que les amplitudes des densités de courants (Figure V-14, V-15 et V-16) sont dépendantes aux valeurs de la fréquence d'excitation. Uniquement au niveau de gaine cathodique (croient en valeur absolue lorsque la fréquence croit) avec une translation des pics vers la cathode mais dans les deux autres zones une petite variation négligeable avec la diminution de la fréquence. La largeur de la gaine anodique est indépendante de la fréquence. Par contre ceux respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la fréquence. Celle de la colonne positive diminue lorsque la fréquence croit et inversement s'élargie quant la fréquence décroît mais l'espace de la gaine cathodique croit lorsque la fréquence croit et vis versa.



**Figure V-14 :** Variation spatiale de la densité de courant ionique pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation



**Figure V-15 :** Variation spatiale de la densité de courant électronique pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

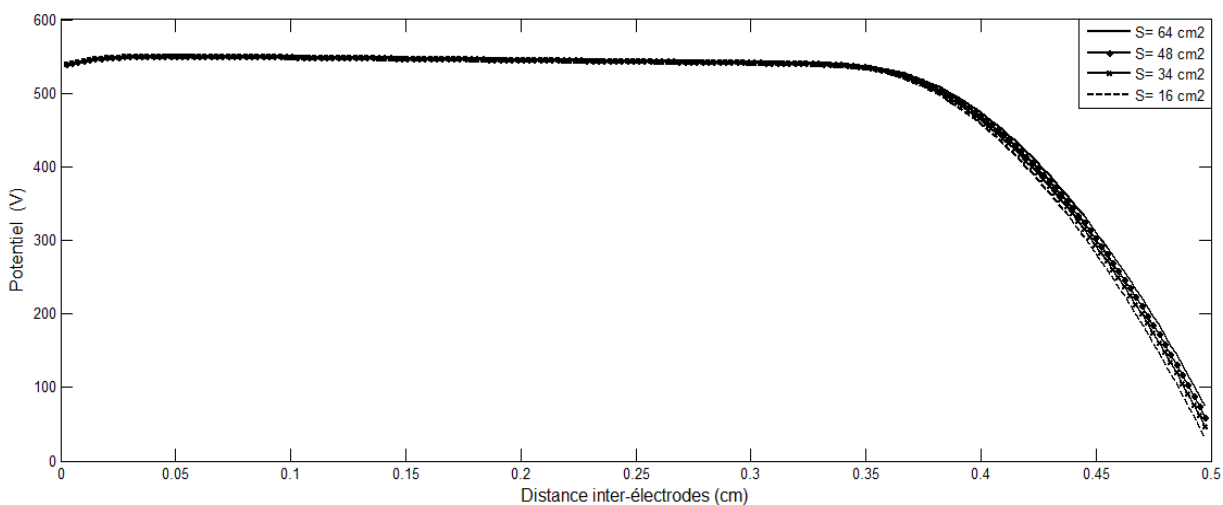


**Figure V-16 :** Variation spatiale de la densité de courant total pour les différentes valeurs de la fréquence d'excitation

### V-3 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES:

#### V-3-1 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES SUR LE POTENTIEL DU GAZ:

Notons que l'amplitude du potentiel du gaz (**Figure V-17**) est indépendante notamment au niveau des deux zones anodique et de la colonne positive de la variation de la surface des électrodes. Dans la gaine cathodique toujours une importante chute de potentiel. La largeur de gaine cathodique s'élargie lorsque la surface décroît et inversement se contractée quant la surface croît. En revanche celle de la colonne positive est en rétrécissement lorsque la surface décroît et inversement. Alors que celle de la gaine anodique reste indépendante de cette variation.

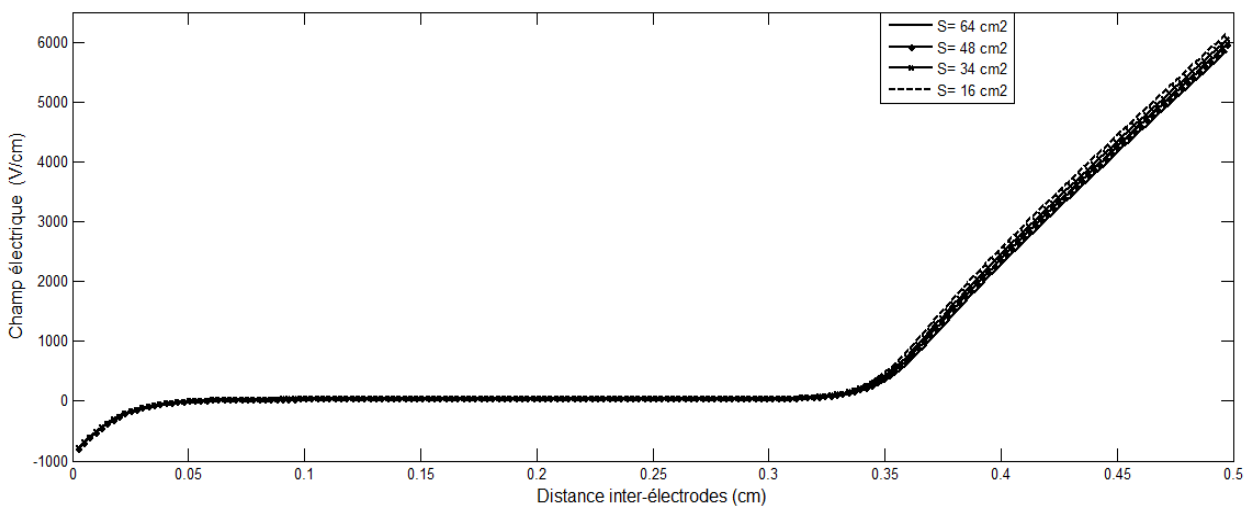


**Figure V-17 :** Variation spatiale du potentiel du gaz pour les différentes valeurs de la surface des électrodes



### V-3-2 INFLUENCE DE LA SURFACE D'ELECTRODE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:

Sur la **Figure V-18**. Notons que une petite dépendance de l'amplitude du champ électrique uniquement au niveau de la gaine cathodique directement de l'augmentation de la surface des électrodes ( $S=64\text{ cm}^2$   $E \approx 5872\text{ V/cm}$  &  $S=16\text{ cm}^2$   $E \approx 6161\text{ V/cm}$ ). Par contre les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent légèrement de la variation de la surface. Celle de la colonne positive diminue lorsque  $S$  décroît et inversement s'élargie quant la  $S$  croît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque  $S$  décroît et vis versa.



**Figure V-18 :** Variation spatiale du champ électrique pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.

### V-3-3 INFLUENCE DE LA SURFACE D'ELECTRODE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:

Les amplitudes des densités (**Figures V-19, V-20 et V-21**) sont indépendantes durant tout l'espace de la gaine anodique et de la colonne positive de la variation de la surface. Les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation de la surface des électrodes. Celle de la colonne positive diminue lorsque la surface des électrodes décroît et inversement s'élargie quant la surface des électrodes croît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque  $S$  décroît et vis versa. Bien que celle des métastable reste toujours indépendante aux différentes valeurs de la surface pendant l'espace gazeux.

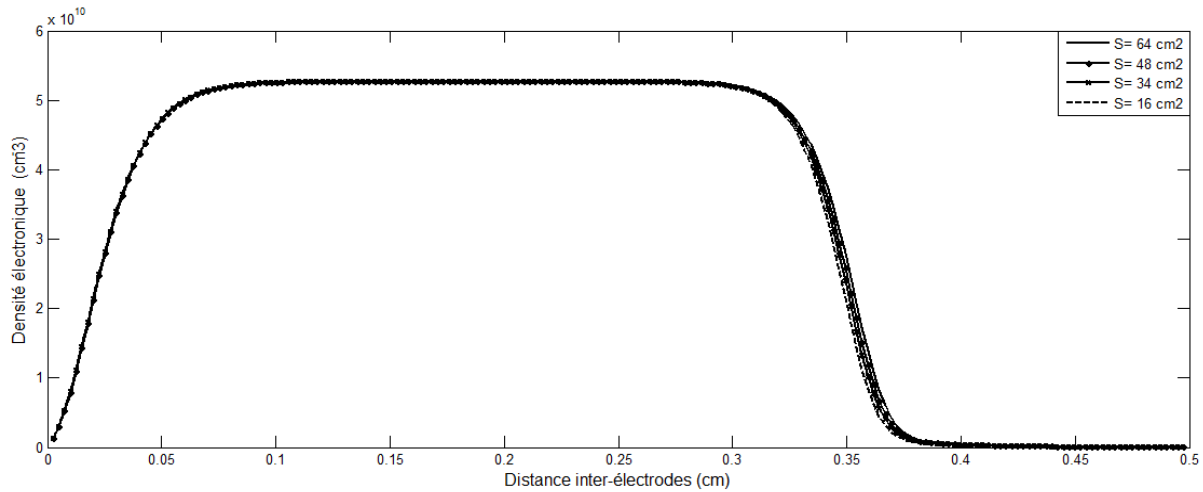


Figure V-19 : Variation spatiale de la densité électronique pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.

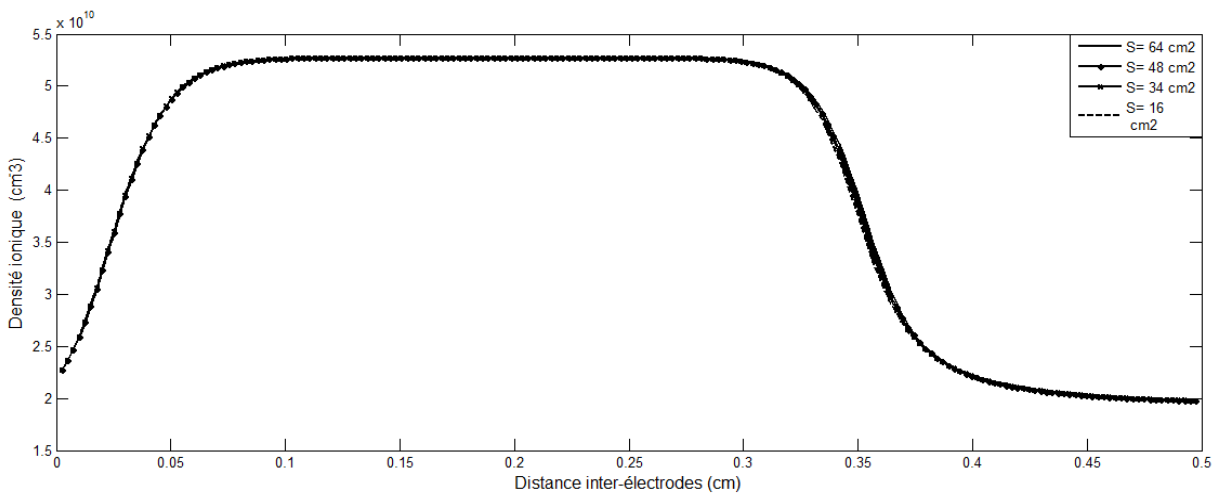


Figure V-20 : Variation spatiale de la densité ionique pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.

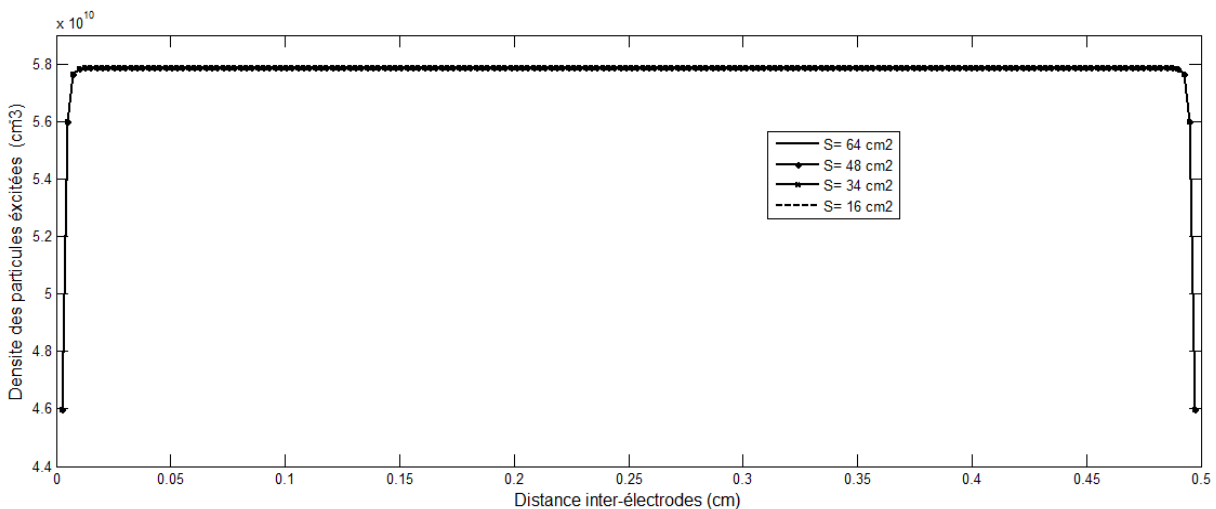
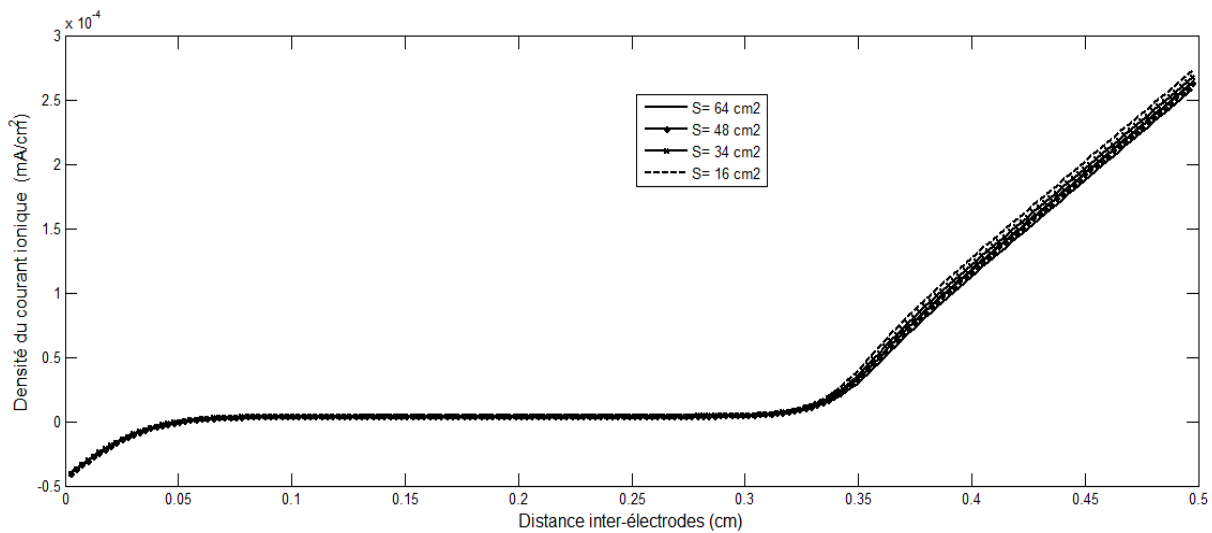


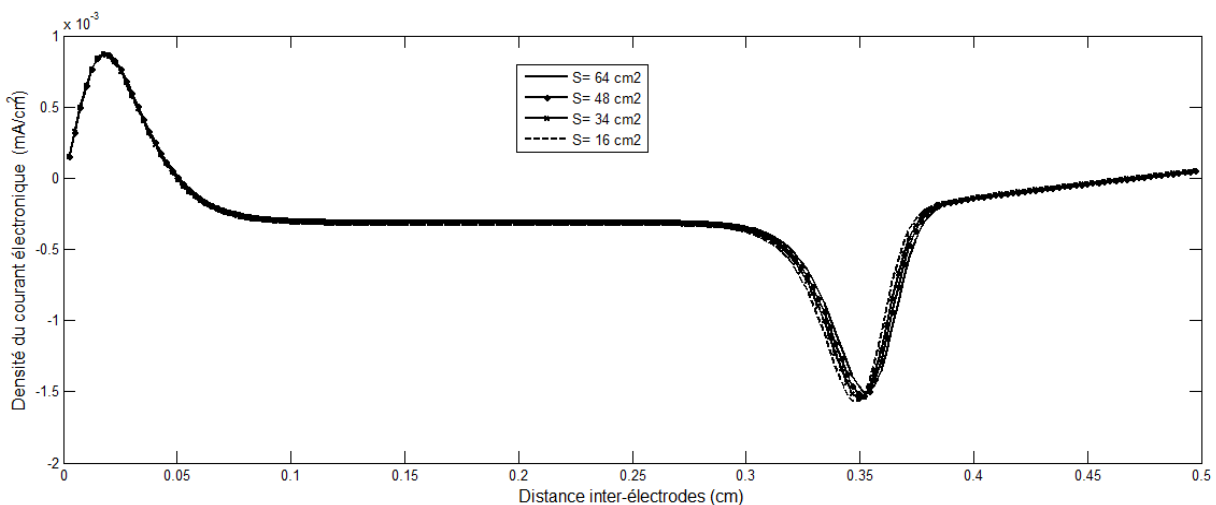
Figure V-21: Variation spatiale de la densité des métastables pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.

### V-3-4 INFLUENCE DE LA SURFACE DES ELECTRODES SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTALE:

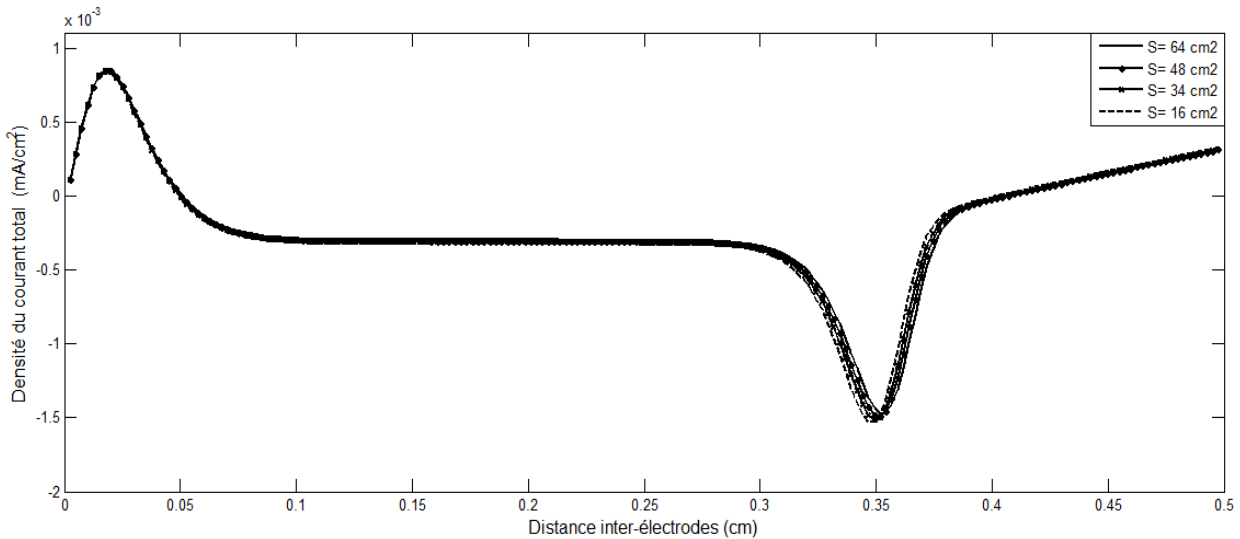
Notons que les amplitudes des densités de courants (**Figures V-22, V-23&V-24**) sont dépendantes aux valeurs de la surface. Uniquement au niveau de gaine cathodique (croient en valeur absolue lorsque la surface des électrodes décroît) avec une translation des pics **vers la colonne positive** mais dans les deux autres zones une petite variation négligeable avec la diminution de la surface des électrodes. Les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la surface des électrodes. Celle de la colonne positive diminue légèrement lorsque la surface des électrodes décroît et inversement un petit élargissement lorsque S croît mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque S décroît et vis versa.



**Figure V-22:** Variation spatiale de la densité de courant ionique pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.



**Figure V-23 :** Variation spatiale de la densité de courant électronique pour les différentes valeurs de la surface des électrodes

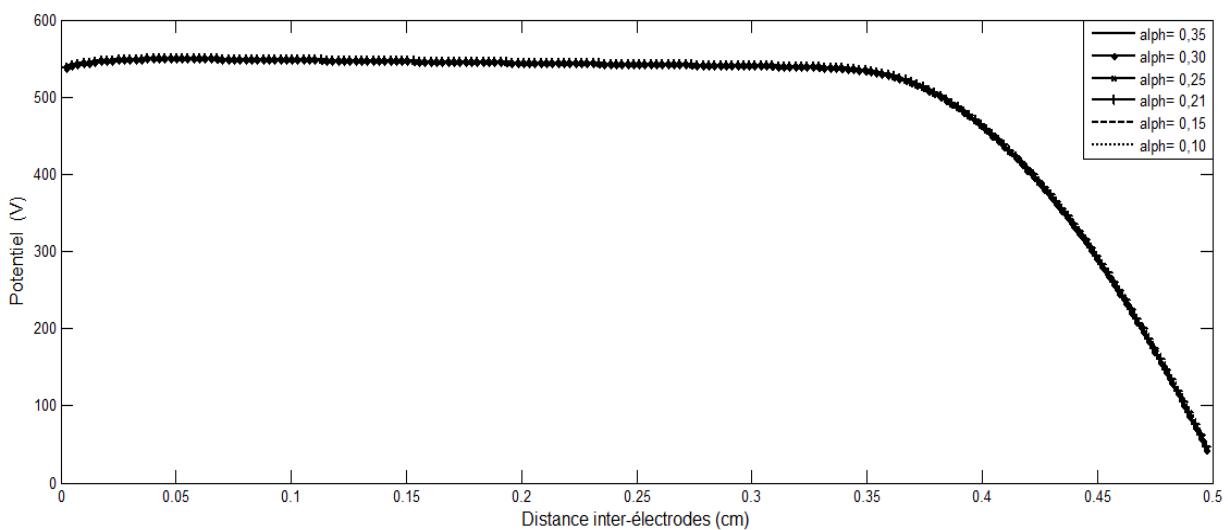


**Figure V-24 :** Variation spatiale de la densité de courant total pour les différentes valeurs de la surface des électrodes.

## V-4 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE :

### V-4-1 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR POTENTIEL DU GAZ :

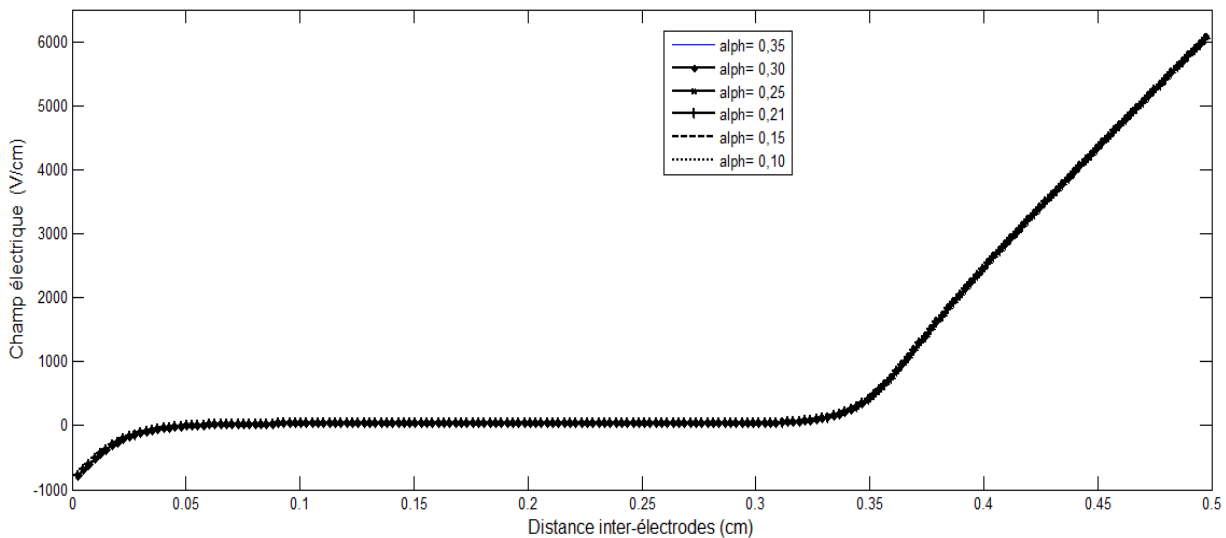
Notons que l'amplitude du potentiel du gaz (**Figure V-25**) est presque indépendante de la variation du coefficient d'émission secondaire dans tout l'espace gazeux. Dans la gaine cathodique toujours une importante chute de potentiel. Les largeurs des trois zones demeurant toujours inchangées lorsque le coefficient d'émission secondaire varié.



**Figure V-25 :** Variation spatiale du potentiel du gaz pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

### V-4-2 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR CHAMP ELECTRIQUE:

Sur **Figure V-26**. Une petite dépendance négligeable de l'amplitude du champ électrique uniquement au niveau de la gaine cathodique avec la variation du coefficient d'émission secondaire. Les largeurs respectivement de la gaine anodique, de la colonne positive et de la gaine cathodique restent indépendamment de la variation du coefficient d'émission secondaire.



**Figure V-26 :** Variation spatiale du champ électrique pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

### V-4-3 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:

Les amplitudes des densités (**Figures V-27, V-28&V-29**) sont indépendantes aux valeurs du coefficient d'émission secondaire. Uniquement au niveau de gaine cathodique pour les densités électronique et ionique une faible variation négligeable devant la variation de ce coefficient. Les largeurs de toutes zones (anodique, colonne positive et de la gaine cathodique) sont presque indépendantes de la variation du coefficient d'émission secondaire. Bien que celle des métastable reste toujours indépendante aux différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire pendant l'espace gazeux

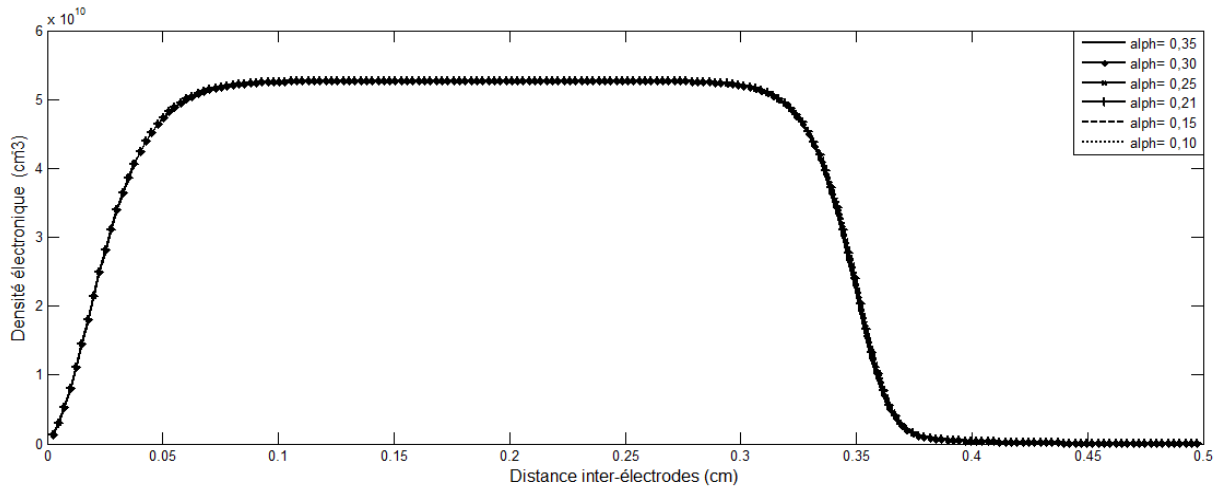


Figure V-27 : Variation spatiale de la densité électronique pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

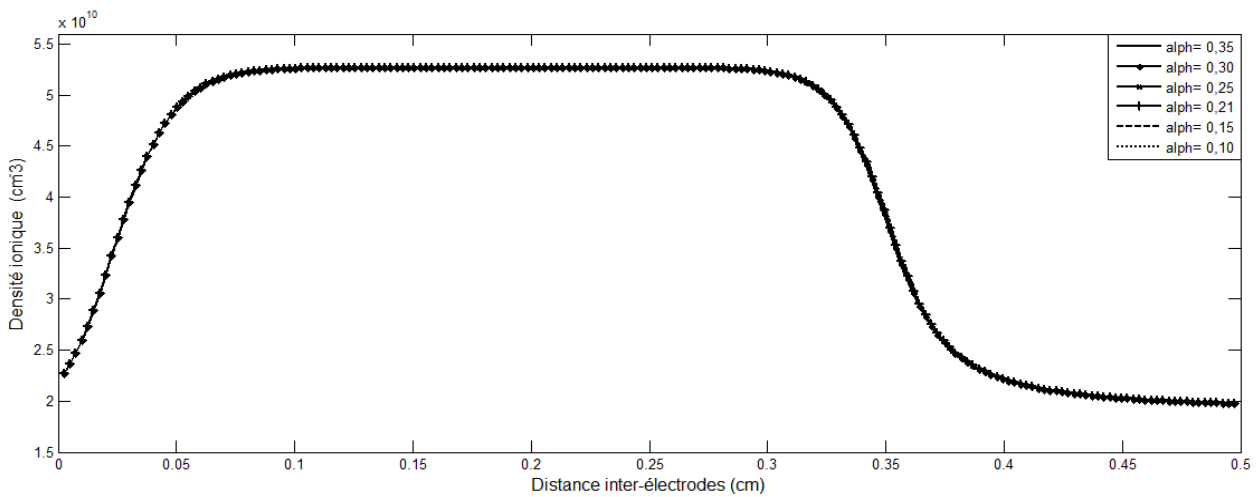


Figure V-28 : Variation spatiale de la densité ionique pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

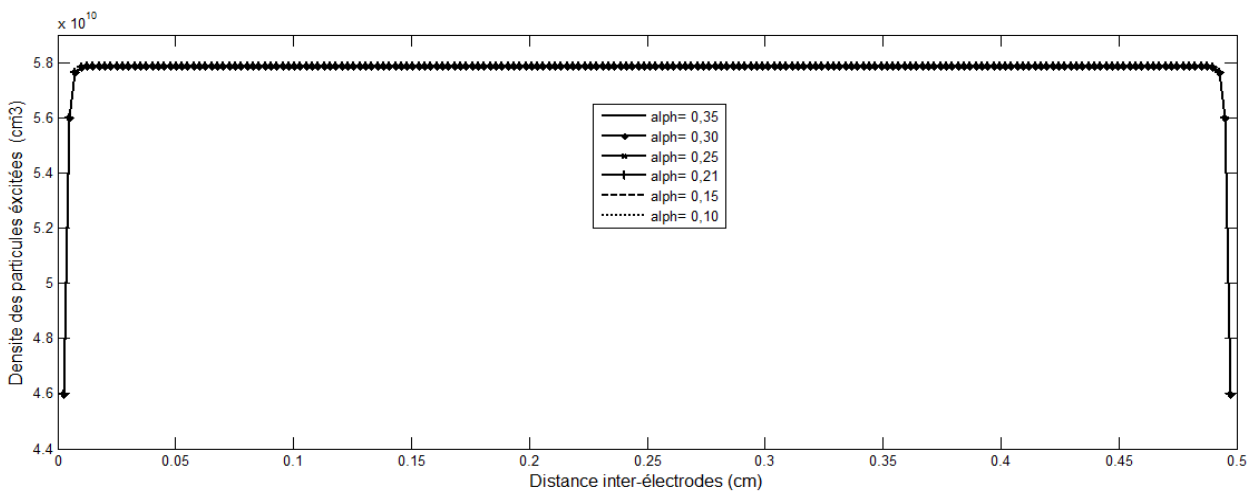
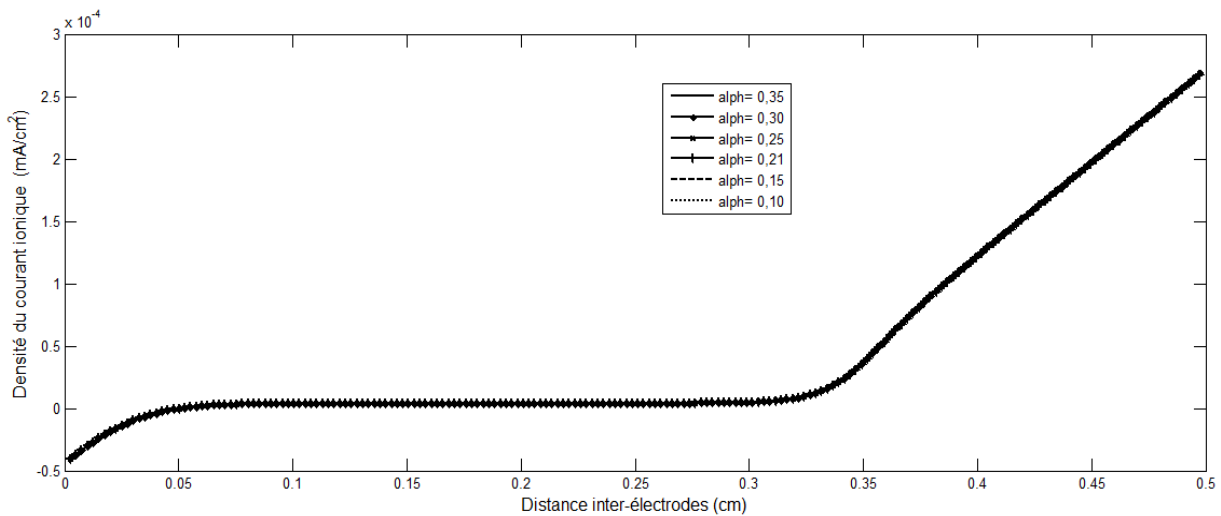


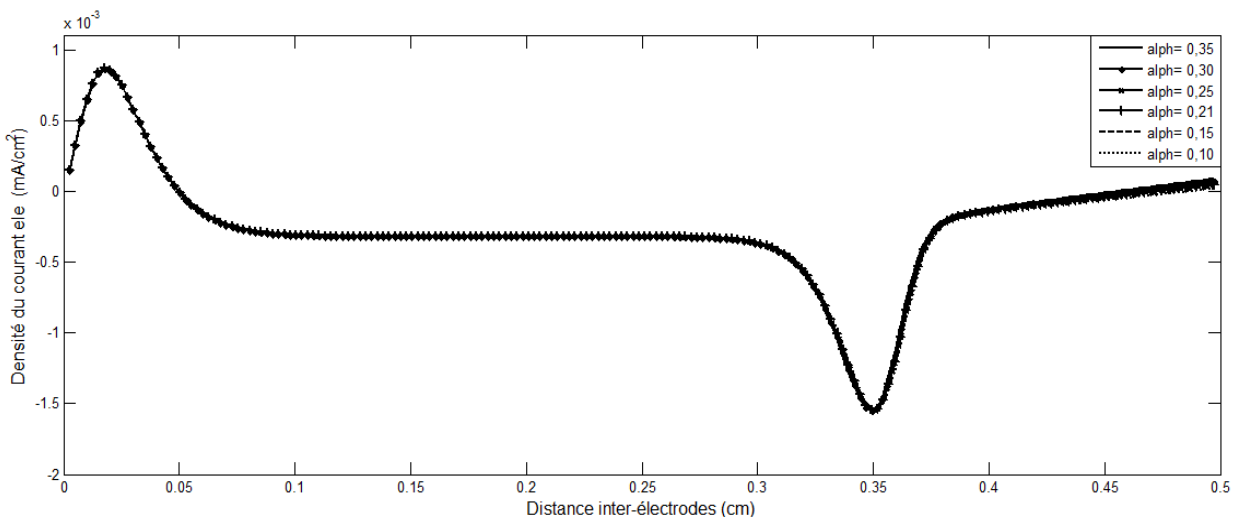
Figure V-29 : Variation spatiale de la densité des métastables pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

#### V-4-4 INFLUENCE DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE SUR DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTAL:

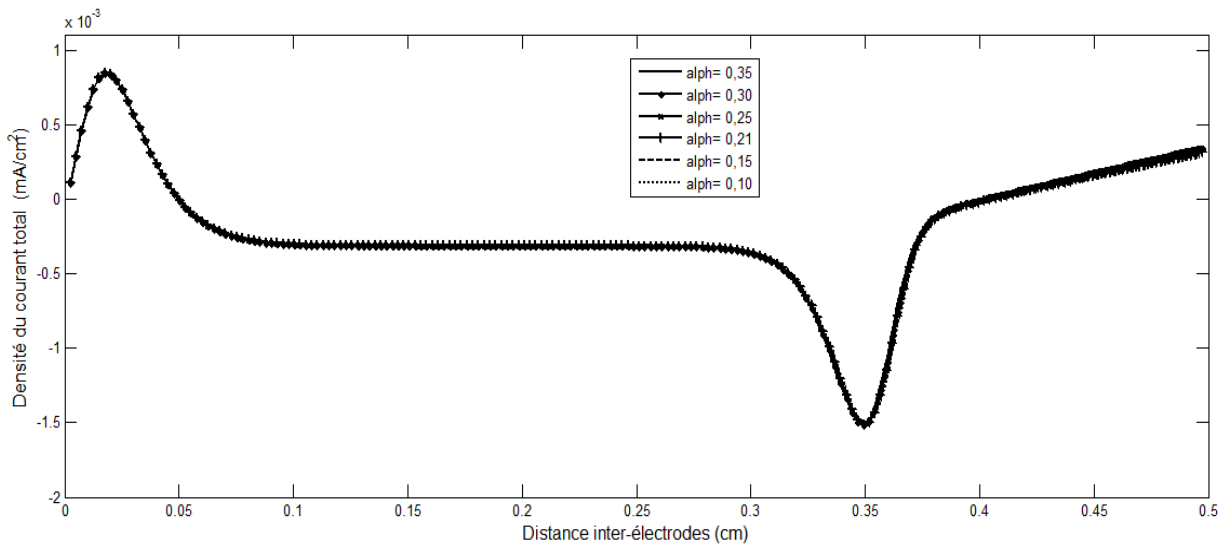
Sur les figures (V-30, V-31 & V-32). Notons que les amplitudes des densités de courants sont indépendantes aux valeurs du coefficient d'émissions secondaire notamment au niveau des zones anodique et de la colonne positive. Uniquement au niveau de gaine cathodique une très faible variation négligeable avec la variation de ce coefficient. Les largeurs restent indépendantes de la variation du coefficient d'émission secondaire.



**Figure V-30 :** Variation spatiale de la densité de courant ionique pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.



**Figure V-31 :** Variation spatiale de la densité de courant électronique pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire

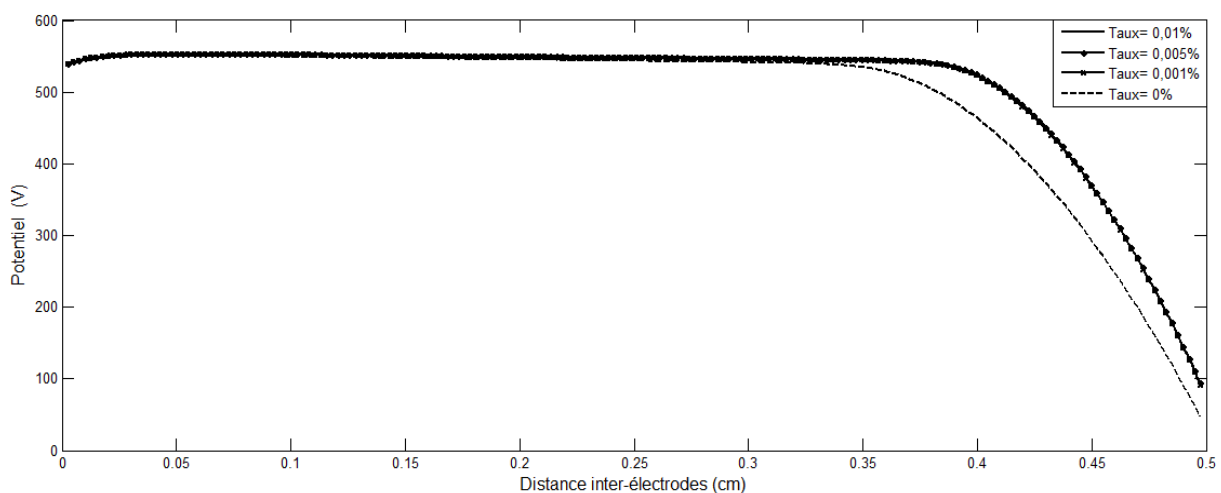


**Figure V-32 :** Variation spatiale de la densité de courant total pour les différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire.

## V-5 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE:

### V-5-1 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LE POTENTIEL DU GAZ:

Notons qu'une légère variation de l'amplitude du potentiel du gaz (**Figure V-33**) avec la variation du taux d'impureté du gaz d'azote ( $N_2$ ) notamment au niveau de la gaine cathodique. Dans le reste de l'espace gazeux (gaine anodique & colonne positive) l'amplitude est indépendante du taux d'impureté. Dans la gaine cathodique toujours une importante chute de potentiel. Une variation moins importante des largeurs des zones cathodique et de la colonne positive lorsque le taux impureté du gaz  $N_2$  croit et vis versa.

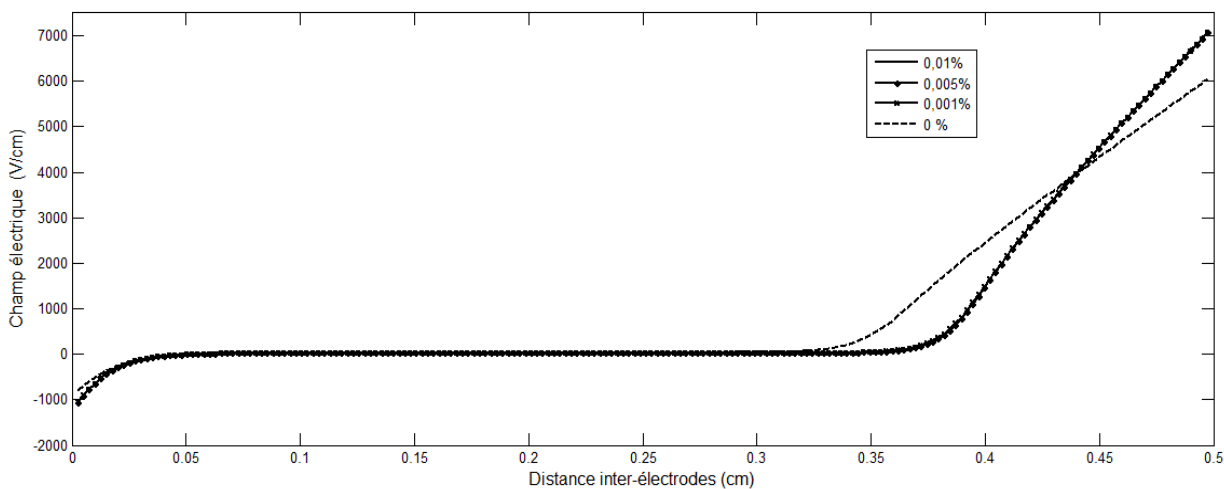


**Figure V-33 :** Variation spatiale du potentiel du gaz pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$



### V-5-2 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LE CHAMP ELECTRIQUE:

Sur la **figure V-34**. Une variation considérable de l'amplitude du champ électrique notamment au niveau de la gaine cathodique avec l'augmentation du taux impureté ( $taux=0\%$   $E \approx 6000$  V/cm &  $taux=0,01\%$   $E \approx 7000$  V/cm). Les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation du taux d'impureté de l'Azote. Celle de la colonne positive diminue lorsque le taux d'impureté décroît et inversement s'élargie quant le taux d'impureté croît mais l'espace de la gaine cathodique décroît lorsque le taux d'impureté croît et vis versa.



**Figure V-34 :** Variation spatiale du champ électrique pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$

### V-5-3 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LES DENSITES ELECTRONIQUE, IONIQUE ET DES METASTABLES:

Les **figures V-35, V-36 & V-37** représentent respectivement les amplitudes des densités électronique, ionique et des métastables sont dépendantes durant tout l'espace gazeux de la variation du taux d'impureté du gaz  $N_2$ . Pour celles électronique et ionique leur amplitude augmente lorsque le taux d'impureté croît uniquement dans la gaine anodique et la colonne positive pour les électrons mais dans tout l'espace gazeux pour les ions. Par contre celle des métastables augmente lorsque le taux décroît et vis versa. Les largeurs des gaines respectivement anodique et cathodique se contractent lorsque le taux décroît et se décontractent quant le taux croît. En revanche la largeur de l'espace gazeux des métastables est indépendante de la variation du taux d'impureté durant tout l'espace gazeux.

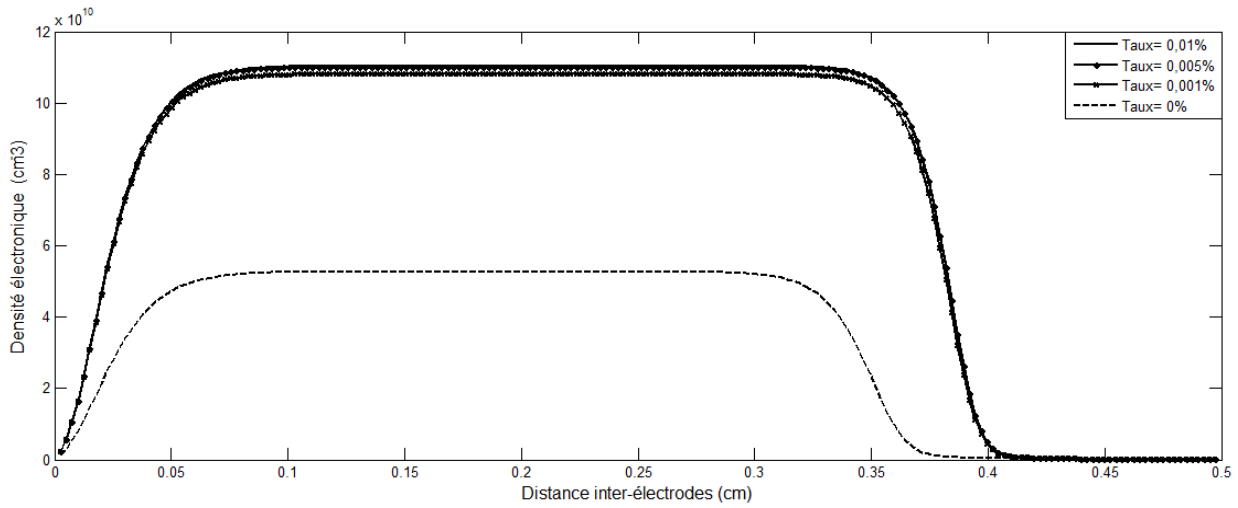


Figure V-35 : Variation spatiale de la densité électronique pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$

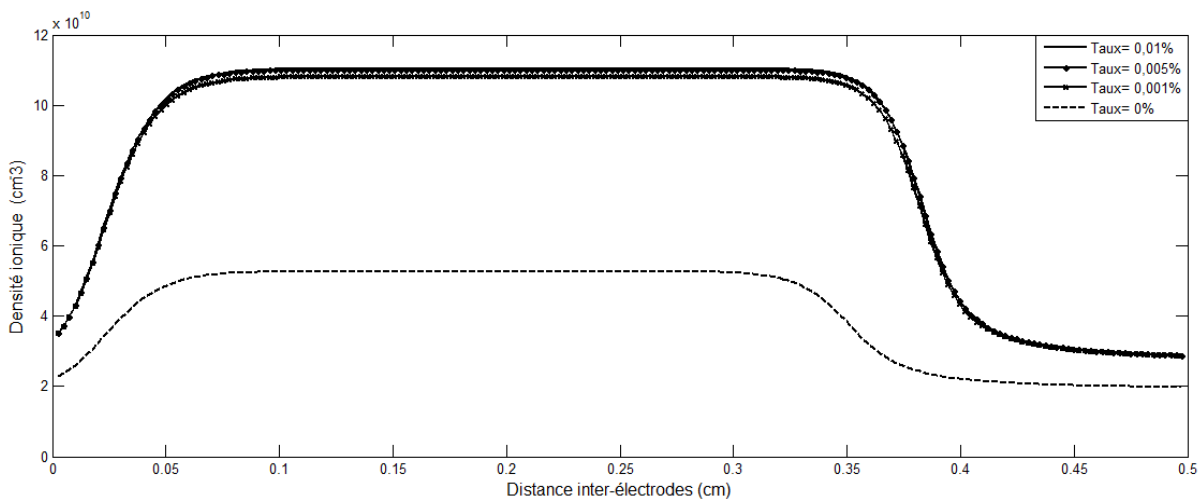


Figure V-36 : Variation spatiale de la densité ionique pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$ .

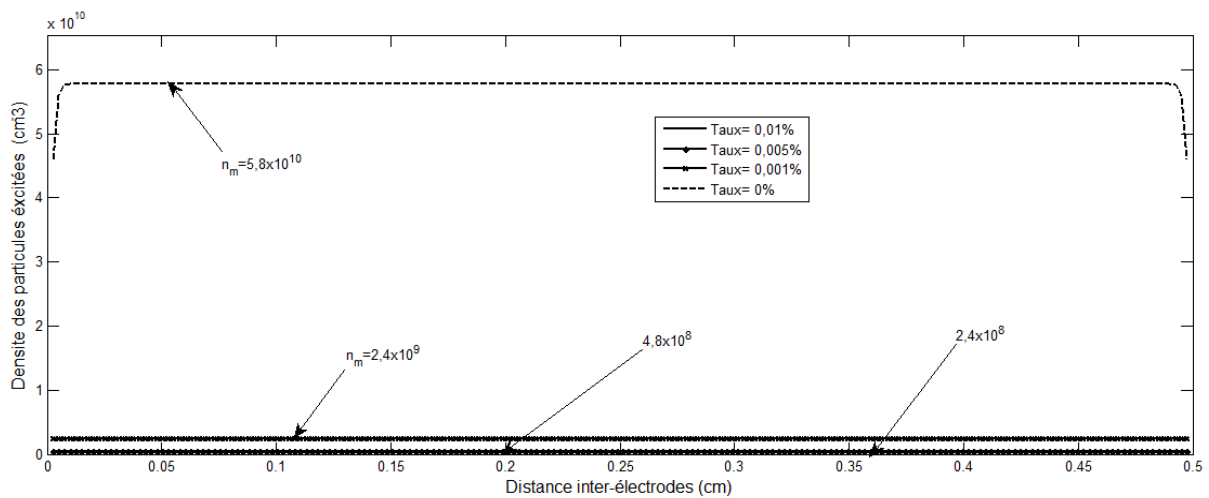


Figure V-37: Variation spatiale de la densité des métastables pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$

### V-5-4 INFLUENCE DU TAUX D'IMPURETE SUR LES DENSITES DE COURANTS ELECTRONIQUE, IONIQUE ET TOTAL:

Nous constatons que les amplitudes des densités de courants sont dépendantes aux valeurs des taux d'impureté du gaz  $N_2$ , pour la densité de courant ionique une faible variation négligeable d'amplitude dans la zone anodique et une variation considérable au niveau de la gaine cathodique avec l'augmentation du taux d'impureté et pour les densités de courants électronique et total leurs amplitudes augmentent au niveau des zones (anodique & colonne positive) avec une légère translation du pic vers la cathode lorsque le taux d'impureté croit et vis versa mais dans la gaine cathodique augmentent lorsque le taux décroît. Pour la densité de courant ionique les largeurs des trois zones restent presque inchangées quelle que soit la variation du taux d'impureté du gaz. En revanche pour les densités de courants électronique et total leurs espaces dépendent de la variation du taux d'impureté du gaz (croient lorsque le taux croit et vis versa).

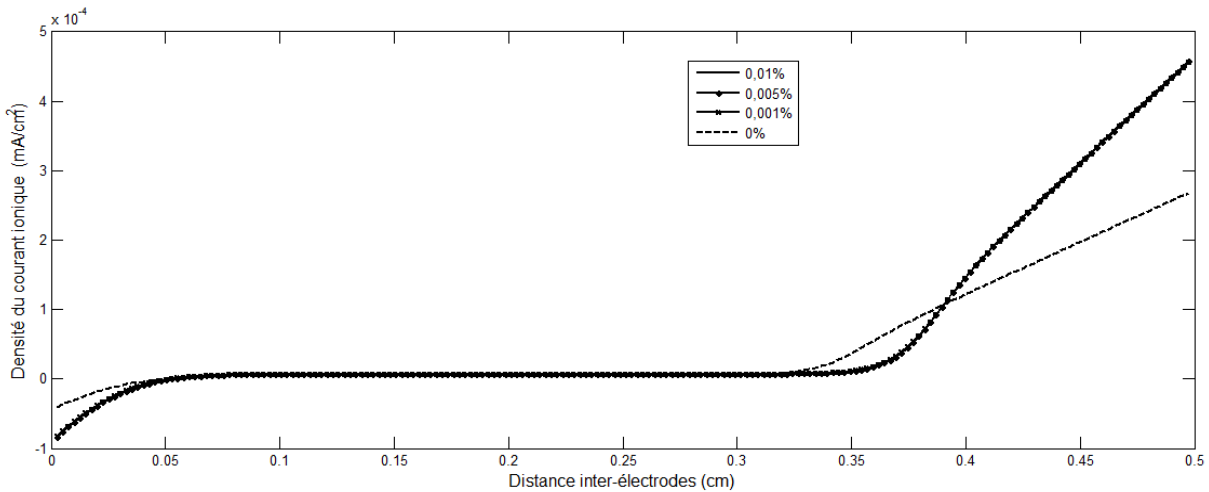


Figure V-38 : Variation spatiale de la densité du courant ionique pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$

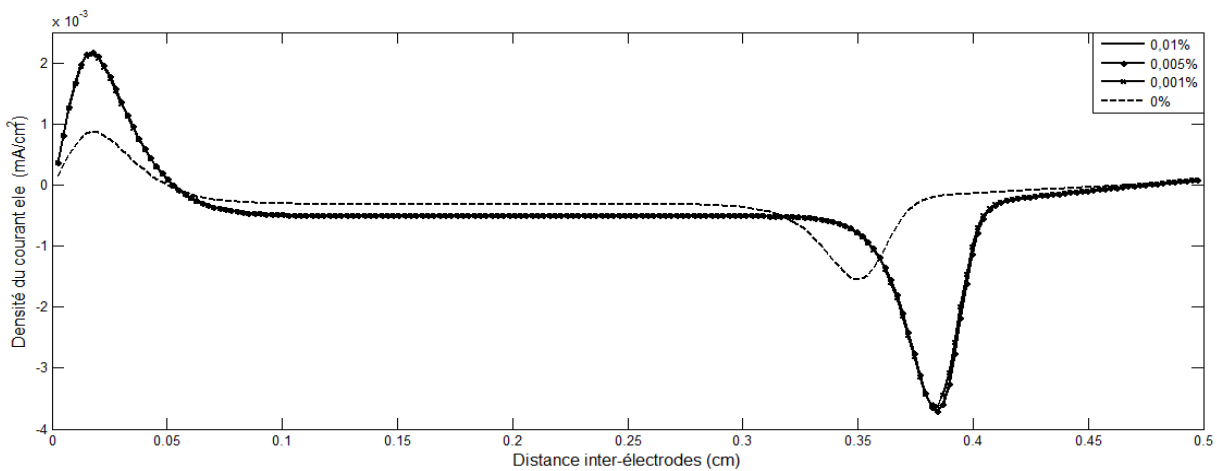
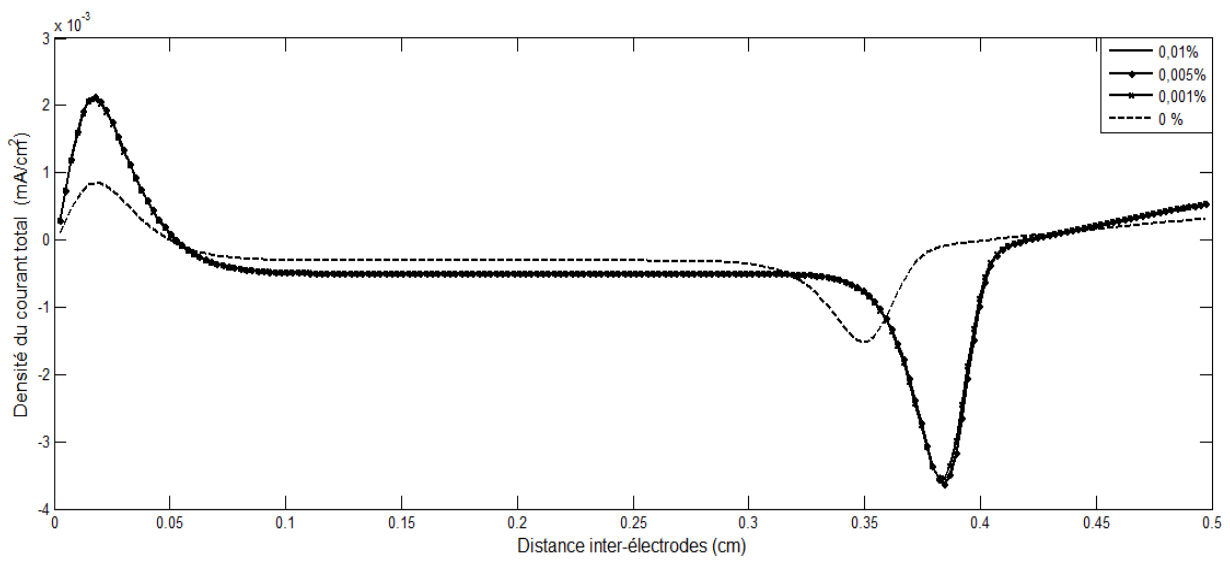


Figure V-39 : Variation spatiale de la densité du courant électronique pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$



**Figure V-40 :** Variation spatiale de la densité du courant total pour les différentes valeurs du taux d'impureté  $N_2$

## CONCLUSION GENERALE

Le but primordial que nous avons ciblé dans ce modeste mémoire consiste à modéliser en 1D une décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques (DBD) à la pression atmosphérique dans un gaz électropositif (Hélium) comme gaz principal et l'Azote comme gaz secondaire, dans l'espace gazeux avec une configuration géométrique plane parallèle.

Après application de certaines hypothèses simplificatrices, nous avons développé un modèle de simulation de type fluide auto-cohérent, en langage FORTRAN, pour décrire la distribution spatiotemporelle des différentes particules (électrons, ions et excités), du champ électrique, du potentiel et des densités électronique, ionique et des métastables dans l'espace gazeux. Tout en axant sur les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui sont les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement couplés à l'équation de Poisson pour constituer un système d'équations non linéaires qui ne peut être résolu analytiquement. Nous avons donc procédé à sa résolution en utilisant la méthode de différences finies.

Nous avons présenté la discrétisation des équations du modèle, par une méthode numérique couramment pratiquée (méthode des différences finies) car, elle est plus facile d'accès, elle repose sur deux notions, la discrétisation des équations d'une part, et la convergence du schéma numérique ainsi obtenu d'autre part. Les paramètres de transport sont aussi définis, les conditions initiales et aux limites.

Concernant les résultats numériques de simulation des caractéristiques électriques et spatiotemporelle de la décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique, sous l'application, d'une tension alternative de l'ordre de kV, d'une fréquence de dizaines de kHz, deux électrodes planes et parallèles et recouvertes d'un diélectrique d'épaisseur de l'ordre de mm.

Sous les hypothèses considérées, faible nombre de particules et le nombre de réactions limitées pris en compte par rapport à ce qui passe réellement dans le fonctionnement de la décharge. Les résultats obtenus dans cette étude notamment en premier lieu ceux relatifs aux caractéristiques électriques (courant de décharge, tensions appliquée, gaz et mémoire) sont presque identiques comparés à ceux trouvés antérieurement. En deuxième lieu les caractéristiques spatiales (potentiel, champ électrique, les densités électronique, ionique et des métastables et les densités de courants) ont les mêmes structures que ceux obtenues au régime luminescent à basse pression.

L'allure de courant de décharge caractérisée par sa périodicité monodimensionnelle obtenue par simulation numérique confirme l'existence de l'homogénéité de DLBD à la pression atmosphérique mais dans des conditions particulières.

Cette étude a montré que la rupture du gaz se fait sous un faible champ, bien que la décharge est obtenue par la génération d'une série d'avalanches successive qui se développent avec un temps relativement long de l'ordre des  $\mu$ s.

L'accord qualitatif résultant des résultats numériques obtenus nous permet de considérer que la description globale du fonctionnement de la décharge est correcte.

Et en fin, nous avons étudié à un instant donné l'influence de la variation de certaines grandeurs (tension appliquée, fréquence d'excitation, densités initiales, surfaces, coefficient d'émission secondaire et le taux d'impureté) sur le comportement des caractéristiques spatiotemporelles de la DLBD, pour mieux comprendre leurs influences et qui se résume ci après :

➤ ***Influence de la tension appliquée :***

Amplitude du potentiel du gaz est proportionnelle à l'augmentation de l'amplitude de la tension appliquée. Amplitude du champ électrique dépend en particulier au niveau de la gaine cathodique directement de l'augmentation de la tension. La largeur de gaine cathodique augmente lorsque la tension appliquée croît. En revanche celle de la colonne positive est en rétrécissement.

Amplitudes des densités sont indépendantes aux valeurs de la tension appliquée. Par contre Les amplitudes des densités de courants sont dépendantes aux valeurs de la tension appliquée avec une translation des pics vers la cathode. Les largeurs de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de l'amplitude de la tension appliquée.

➤ ***Influence de la fréquence d'excitation :***

Une importante variation de l'amplitude du potentiel du gaz par rapport aux différentes valeurs de la fréquence. Dépendance de l'amplitude du champ électrique au niveau de la gaine cathodique directement de l'augmentation de la fréquence. Par contre les largeurs respectivement de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation de la fréquence.

Les amplitudes des densités sont indépendantes dans la gaine anodique et de la colonne positive de la variation de la fréquence. Les amplitudes des densités de courants sont dépendantes aux valeurs de la fréquence, uniquement au niveau de gaine cathodique avec une translation des pics vers la cathode. Par contre les largeurs de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de l'amplitude de la fréquence.

➤ ***Influence de la surface des électrodes :***

Les amplitudes du potentiel du gaz et du champ électrique sont indépendantes de la variation de la surface des électrodes. La largeur de gaine cathodique s'élargie lorsque la surface décroît et inversement. En revanche celle de la colonne positive est en rétrécissement lorsque la surface décroît et inversement.

Aucune dépendance entre les amplitudes des densités et la variation de la surface des électrodes. Par contre les amplitudes des densités de courants sont dépendantes aux valeurs de surfaces au niveau de gaine cathodique avec une translation des pics vers la colonne positive. Les largeurs de la colonne positive et de la gaine cathodique dépendent de la variation de la surface des électrodes. Celle de la colonne positive diminue légèrement lorsque  $S$  décroît et inversement mais l'espace de la gaine cathodique croît lorsque  $S$  décroît et vis versa.

➤ **Influence du coefficient d'émission secondaire :**

Une très faible dépendance entre les amplitudes du potentiel du gaz, du champ électrique, des densités et des densités de courants avec la variation du coefficient d'émission secondaire. Les largeurs des trois zones (anodique, colonne positive & anodique) restent presque toujours inchangées.

➤ **Influence du taux d'impureté :**

Une légère variation des amplitudes du potentiel du gaz et du champ électrique avec la variation du taux d'impureté du gaz d'azote ( $N_2$ ) uniquement au niveau de la gaine cathodique. Une variation moins importante des largeurs des zones cathodique et de la colonne positive lorsque le taux impureté du gaz  $N_2$  croît et vis versa.

Les amplitudes des densités électronique, ionique et des métastables ainsi que celles des densités de courants sont dépendantes de la variation du taux d'impureté du gaz  $N_2$ . Pour les densités des celles (électronique et ionique) augmentent lorsque le taux d'impureté croît. Par contre celle des métastables augmente lorsque le taux décroît et vis versa. Pour les densités de courants électronique et total leurs amplitudes augmentent au niveau des zones (anodique & colonne positive) avec une légère translation du pic vers la cathode lorsque le taux d'impureté croît et vis versa. Les trois zones de l'espace gazeux dépendent de la variation du taux d'impureté du gaz (croient lorsque le taux croît et vis versa).

## PERSPECTIVES

Ce résultat ouvre, maintenant, des perspectives considérables telles que :

- ❖ Traiter numériquement ce modèle, en 2D et 3D sous l'application d'une tension alternative.
- ❖ Traiter numériquement ce modèle dans les mêmes conditions de simulation mais en axant sur mélange (He/N<sub>2</sub>) qui donne des résultats acceptables.
- ❖ Simuler numériquement ce modèle, en RF et étudier l'évolution du champ et potentiel électriques, des densités électroniques et des taux d'ionisation à différents instants d'un cycle RF.



---

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Ad-00] **ADLER F.**, Muller S., J. Phys. D: Appl. Phys., 33 (2000) 1705-1715.
- [AI-05] **ALEXANDRE L.** : « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle d'écoulements », Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2005.
- [AI-07] **ALBAN. S.**, « Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de Couches d'oxyde de silicium », Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale De Lausanne, 2007
- [An-89] **ANDRE V.**, Arefi F., Amouroux J., De Puydt Y., Bertrand P., Lorang G., Delamar M., Thin Solid Films, 181 (1989) 451-460.
- [Ba-69] **BARTNIKAS R.**, J. Appl. Phys., 40 (1969) 1974.
- [Ba-10] **BAHOUH. H.** : « Contribution à la modélisation d'une décharge continue d'un gaz moléculaire », Thèse de Magister, Université de Constantine Ahmed Mentouri, 2010.
- [Be-93] **BELASRI A.**, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1993).
- [Be-97] **BEN GADRI. R.** : « modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1997.
- [Bu-32] **BUSS. K.**, Arch. Elektrotech., 23 (1932) 261.
- [Ch-92] **CHERRINGTON B.E.**, « gaseous electronics and gas lasers », Pergamon press, 1992.
- [Ch-02] **CHRISTOPHER S.** Charles, 1st Lieutenant, USAF « Computational modeling of The dielectric barrier discharge (DBD) device for aeronautical applications » Master thesis. Air Force Institute Of Technology USA. AFIT/ GAP/ ENP/06-2002.
- [De-63] **DELACROIX J.L.**, « Physics des Plasmas », Dunod. 1963.
- [Do-76] **DONOHUE G.** PhD Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA (1976).
- [De-96] **DECOMPS Ph.**, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (1996) .
- [EI-91] **ELIASSON B.**, Kogelschatz U., IEEE Transction On Plasma Science , 19, 6 (1991) 1063-1077.
- [EI-91-1] **ELIASSON B.**, Kogelschatz U., IEEE Transction On Plasma Science , 19, 2 (1991) 309-323.

- 
- [Er-01] **ERIC .C** : « Décharges contrôlées par barrière diélectrique dans l'argon et l'azote à la pression atmosphérique. Application à l'adhérence du polypropylène », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2001.
- [Fa-07] **FAUCHAIS. P.** « Plasma thermiques : Aspects fondamentaux ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 810 (02/2007).
- [Fo-00] **FOEST R.**, Schmidt M., Proc. Hakone VII : 7th Int. Symp. high pressure, Low Temperature Plasma chemistry, Greifswald (2000) 450.
- [Ga-56] **GAMBLING W. A.**, Edels H., Brit. J. App. Phys., 7 (1956) 376.
- [Gh-00] **GHERADI N.**, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (2000) N° d'ordre 3605.
- [Gh-00-1] **GHERARDI N.**, Martin S., Massines F., J. Phys. D : Appl. Phys., 33 (2000) 104.
- [Go-98] **GOUDA G.**, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (1998) N° d'ordre 3388.
- [Ha-00] **HAMMER T.**, Proc.Hakone VII : 7th Int. Symp. Heigt Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, Greifswald (2000) 234-241.
- [Ha-06] **HAILONG P.** « dépeussierage électrostatique pour les particules submicroniques en atmosphère usuelle (terre) et raréfiée (planète mars) », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2006.
- [Hi 98] **Hibert** Thèse C. Thèse de doctorat de l'Université d'Orlans, GREMI (1998).
- [Io-07] : **IONUT E** : « Etude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend a pression atmosphérique en mélange HMDSO-N2O-N2 et SIH4-N2O-N2 », Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2007.
- [Ka-88] **KANAZAWA S.**, Kogoma M., Moriwaki T., Okazaki S., J. Phys. D: Appl. Phys., 21 (1988) 838-840.
- [Kh-04] **KHAMPHAN C** « Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique Application à l'étude des précurseurs de poudres en mélange N2-N2O-SiH4 », Thèse de Doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, 20 avril 2004.
- [KI-37] **KLEMENC A.**, Hinterberger H., Hofer H., Z. Elektrochem., 43 (1937) 261.
- [Ko-88] **KOGELSCHATZ U.**, Avanced ozone generation (1988).
- [Ko-94] **KOGOMA M.**, Okazaki S., J. Phys .D: Appl. Phys., 27 (1994) 1985-1987.
- [Ko-97] **KOGOMA M.**, prat R., Suwa T., Takeda A., Okazaki S., Inomata T., Plasma Processing of polymers (1997).
- [Ko-00] **KOGELSCHATZ U.**, Proc. Hakone VII : 7th Int. Symp.High Pressure, Low Temperature Plasma chemistry, Greifswald (2000) 1-7.
- [Ko-06] **KOULALI M** « Modélisation numérique d'une décharge filamentaire contrôlée par barrière diélectrique dans l'air » Thèse de magister de l'université des sciences et technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2006.

- 
- [La-96] **LAROUCSI M.**, IEEE Trans. On Plasma Science, 24, 3 (1996) 1188-1191.
- [La-07] **LAGMICH Y** : « Diagnostic et Modélisation d'une Décharge à Barrière Diélectrique pour le Contrôle d'Écoulement », Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2007
- [Le-00] **LEMOING S** « Mise en évidence, par modélisation numérique, des mécanismes fondamentaux caractérisant le fonctionnement d'une décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques établie à la pression atmosphérique dans l'azote » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000.
- [Le- 04] **LEHNER T.** « L'etat de plasma : le feu de l'univers ». Vuibert, Paris,France. 2004.
- [Li-93] **LIU C.**, Tsai P. P., Roth J.R., Proc. 20 th IEEE Int. Conf. Plasma Sci., Vancouver (1993) 129.
- [Li-97] **LI J.**, Dhali S.K, J. Appl. Phys., 82,9 (1997) 4205-4210.
- [Ma-92] **MASSINES F.**, Mayoux C., Messaoudi R., Rabehi A., Segur P., Proc. 10th Int. Conf. Gaz Disch. And Appl., Swansea, 2 (1992) 730-733.
- [Ma 98] **MASSINES F.**, Gouda G., J. Phys. D : Appl. Phys., 31,24 (1998) 3411-3420.
- [Ma 98-1] **MASSINES F.**, Rabehi A., Decomps P., Ben Gadri R., Ségur P., Mayoux C., J. Appl. Phys., 83, 6 (1998) 2950-2957.
- [Ma 98-2] **MASSINES F.**, Messaoudi R., Mayoux C., Plasma and Polymers, 3, 1 (1998) 43-49.
- [Ma-03] **MASSINES F.**, P. SEGUR<sup>b</sup>, N. GHERARDI<sup>a</sup>, C. KHAMPHAN<sup>b</sup>, A. RICARD<sup>b</sup> «Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostic and modelling » Science direct. Elsevier.174-175 (2003) 8-14.
- [Ma-06] **MANKOUR M** « Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge établie en basse pression » Thèse de Magister de université des sciences et technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2006.
- [Me-92] **MESSAOUDI R.**, Massines F., Younsi A., Despax B., Mayoux C., Proc. 10th Int. Conf. Gaz disch. And Appl., Swansea (1992) 318.
- [Me- 04] **MERBAHI N** : « Luminescence de l'argon et du xénon dans les décharges à barrières diélectriques mono filamentaires », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2004.
- [Mi-00] **MIRALAI S. F.**, Monette E., Bartnikas R., Czermuszkin G., Latreche M., Wertheimer M.R., Proc. Hakone VII : 7th Int. Symp. high pressure, Low Temperature Plasma chemistry, Greifswald (2000) 83-87.
- [Mo-93] **MORCHUIS P.H.F**, Partial discharge mechanisms (1993).
- [Mo-08] **MOUNIR H**, « Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension », Thèse de doctorat, Université Des Science Et De La Technologie d'Oran, 2008.
- [Mu-09] **MUNAWAR M I** : « Computational Investigations of Atmospheric Pressure
-

- Discharges», Thèse de doctorat, School of Physical Sciences Dublin City University, 2009.
- [Na-70] **NASSER E.**, "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", (Wiley- Interscience, 1970), Chap. 6, p. 183.
- [Na-89] **NAGATA A.**, Takehino S., Sumi H., Kogoma M., Okazaki S., Horiike Y., Proc. Jpn. Symp. Plasma Chem., 2 (1989) 109-111.
- [No-85] **NOUGIER J.P.**, « Méthodes de calcul numérique » MASSON, Paris.1985.
- [Pa-74] **PALMAR A.**, Appl. Phys. Letters, 25, 3 (1974) 138-140.
- [Po-01] **JOËL P.**, « modélisation numérique d'une décharge filamentaire contrôlée par barrière diélectrique dans l'azote à la pression atmosphérique », Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, 2001.
- [Po-94] **PONCIN- Epailard F.**, Chevet B., Brosse J-C., J. of Appl. Poly. Sci., 53 (1994) 1291-1306.
- [Po-07] **POINTU A M.**, J. PERRIN, J. JOLLY. « Plasmas froids de décharge : Propriétés électriques ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 830 (02/2007).
- [Ra-91] **RAIZER Y P.** (1991), « Gas discharge physics », Springer –Verlag.
- [Ra-97] **RABEHI A.**, Ségur P., Massines F., Ben Gadri R., Bordage M.C., J. Appl. Phys., XXIII ICPIG, Toulouse 4 (1997) 44-45.
- [Ra-08] **RAFAEL D M.**, « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière Diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement », Thèse de Doctorat de L'Institut National Polytechnique de Toulouse, Discipline: Génie Electrique, 16 octobre 2008.
- [Ra-03] **RADU I.**, R. Bartnikas and MR.Wertheimer « Dielectric barrier discharges in helium at atmospheric pressure: experiments and model in the needle-plane geometry » J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) 1284–1291.
- [Ro-92] **ROTH J R.**, Laroussi M. and Liu C., Proc. 19 th IEEE Int. Conf. Plasma Sci., Tampa (1992) 170.
- [Ro-00] **ROTH J. R.**, Sherman D. M., Gardi R. B., Karakaya F., Chen Z., Montie T. C., Kelly-Wintenberg K., Tsai P. Y., IEEE transactions on plasma Science, 28, 1 (2000) 56-63.
- [Sa-95] **SAWADA Y.**, Ogawa S., Kogoma M., J. Phys. D : Appl. Phys., 28 (1995) 1661.
- [Sa-06] **SAKIYAMA Y.** and D.B. Graves « Finite element analysis of an atmospheric pressure RF-excited plasma needle » J. Phys. D: Appl. Phys. 39 (2006) 3451–3456.
- [Sa-10] **SARIDJ A** : « Etude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique», Thèse de Magister, université des sciences et de la technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2010.
- [Sc-69]**SCHARETTER.L** and Gummel .H.K, IEEE trans Electron devices 16, 64 (1969).
- [Sc-00] **SCHOENBACH K.H.**, El Habachi A., Moselhy M. M., Shi W., Stark R.H., Physics of plasma, 7, 5 (2000) 2186-2191.

- 
- [Sc-00-1] **SCHLEMM H.**, Roth D., PSE 2000.
- [Se-00] **SEGUR P.**, Massines F., Gaseous Discharge, Glasgow (2000).
- [Si-57] **SIEMENS W.**, Poggendorfs Ann. Phys.Chem., 102 (1857) 66.
- [So-00] **SONNENFELD A.**, Tun T.M., Zajickova L., Wagner H.E., Behnke J. F., Hippler R., Proc. Hakone VII : 7th Int. Symp. high pressure, Low Temperature Plasma chemistry, Greifswald (2000) 445.
- [St-99] **STARK R. H.**, Schoenbach K.H, Appl Phys Letters, 74,25 (1999) 3770-3772.
- [Ta-00] **TANAKA K.**, Inomata T., Kogoma M., Proc. Hakone VII : 7th Int. Symp. high pressure, Low Temperature Plasma chemistry, Greifswald (2000) 422.
- [Ta 88] **Takahashi Y.**, Kato S., Kobayashi S., Proc. 2nd Int. Conf. On Prop. And Appl. Of diel. Mat., New York, USA, 2 (1988) 550-553.
- [Th-00] **THIERRY CALLEGARI**: « Modélisation et diagnostics De décharges a barrières diélectriques Pour écran à plasma », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.
- [Th-08] **THOMAS U**: « Méthode asynchrone pour la modélisation d'actuateurs plasma destinés au contrôle d'écoulement », Thèse de doctorat, l'Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2008.
- [Vo-33] **VON ENGEL A.**, Seeliger R., Steenbeck M, Z. Phys., 85 (1933) 144.
- [Wa-62] **WARD A L.** (1962), « calculations of cathode-fall characteristics », J. Appl. Phys., 33 (9), 2789-94.
- [Wi-04] **WILLIAM M.**, M. Hilbun « Preliminary Development of a Computational Model of a Dielectric Barrier Discharge » Air Force Research Laboratory Munitions Directorate AFRL/MNAC Eglin AFB, FL 32542-6810 / December 2004.
- [Yo-90] **YOKOYAMA T.**, Kogoma M., Kanazawa S., Moriwaki T., Okazaki S., J. Phys. D : Appl. Phys., 23 (1990) 374.
- [Yu-80] **Yumoto M.**, Sakai T., Annual Conf. On Electr. Insul. And Dielectr. Phen., Wachington DC, 1980, 75-81.
- [www-1] Référence web, Texte de vulgarisation scientifique : <http://www.plasmas.org/>