

*RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE*

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

*FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE*



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux Électriques et Haute tension

THÈME

***Modélisation Microscopique d'une Décharge à
Barrière Diélectrique (DBD)***

*Préparé par Mr : BENHADDOU YOUCEF
Mr : BENAHOUS MOHAMED*

Devant les Jury :

<i>Nom et prénoms</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>
<i>Mme BELHACEL . K</i>	<i>MAA</i>	<i>Président</i>
<i>Mme BOURENANE .H</i>	<i>MAA</i>	<i>Examineur</i>
<i>Mme BEKAOUAL .Y</i>	<i>MAA</i>	<i>Examineur</i>
<i>Mme BEDOUI .M</i>	<i>MAA</i>	<i>Encadreur</i>

Promotion 2018

Remerciements

En premier lieu, nous tenons à remercier notre dieu, qui nous a donné la force pour accomplir ce travail.

*Nous remercions en deuxième lieu notre promoteur **Madame M.BEDOUI**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret et à tous nos enseignants qui nous ont suivis depuis la maternelle à ce jour.*

*Je tiens particulièrement à remercier **Madame K.BELAHCEL**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse. Je tiens à remercier aussi **Madame H.BOURENANE**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.*

*Je tiens également à remercier aussi **Madame A.BEKAOUAL**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.*

Merci à tous pour le temps consacré à la lecture de ce document et les améliorations suggérées.

Je profite de cette page pour remercier les enseignants du Département de Génie électrique.

Nos derniers remerciements et ce ne sont pas les moindres, vont à tous ceux qui ont participé de près ou de loin pour l'aboutissement de ce travail spécialement.



Je dédie ce modeste travail :

A mes parents qui m'ont encouragé pendant les moments difficiles M'BAREK, Zaineb et Belahouel.

A toute ma famille qui m'a soutenu et encouragé M'BAREK et BENAHOUS.

A mes frères SALEH, YOUNES avec Qui j'ai vécu les plus beaux jours de ma vie et ma tante KHADIDJA.

À mes camarade B.M.S , TAHAR, AGHILAS, KADI, YUCEF.S ,ZAHRA, FATIMA ,AMINA , SAHRAOUI, HAKIM, MOKHTAR, KARIM.D et mon binôme Youcef

A tous mes amis des spécialités Réseaux électrique et commandes des systèmes.

BENAHOUS Mohamed





Je dédie ce modeste travail :

À mes parents qui m'ont encouragé pendant les moments difficiles MASCRI Oum Elkhair et Mokhtar.

À toute ma famille qui m'a soutenu et encouragé MASCRI et BENHADDOU.

À mes frères chacun en son nom avec Qui j'ai vécu les plus beaux jours de ma vie

À mes camarade B.M.S, KADI, TAHAR, AGHILAS, ALLOUCHE A.E.K, MOUSSA, YUCEF et ma fiancé G. MANEL et mon binôme Mohamed.

À tous mes amis des spécialités Réseaux électrique et commandes des systèmes.

BENHADDOU Youcef



Sommaire

Introduction générale.....1

CHAPITRE I DÉCHARGES A BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE (DBD)

I.1 Introduction.....	3
I.2 Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique.....	4
I.3 Configurations typiques des DBDs	6
I. 4 Régimes de fonctionnement	6
I. 4.1 Régime homogène	6
I.4.2 Le régime filamentaire d'une DBD	8
I.4.2.1 L'avalanche électronique	10
I.4.2.2 La propagation du streamer	10
I.4.2.3 L'établissement du filament	10
I.5 Application des DBDs	11
I.5.1 Production d'Ozone :.....	11
I.5.2 Traitement des gaz	12
I.5.3 Traitement de surfaces	13
I.5.4 Eclairage et écrans à plasma	13
I.5.5 Excilampes.....	15
I.5.6 Excimère	15
I.5.7 Applications médicales	16
I.6 Conclusion	16

CHAPITRE II MODÉLISATION MATHÉMATIQUE DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE

II.1.Introduction.....	17
II.2 Le Modèle Electriques.....	18
II.3 Modèles microscopiques.....	19
II.3.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann.....	19
II.3.2 Modèles particuliers.....	19
II.3.3 Modèles fluides.....	20
II.3.3.1 Modèle d'ordre zéro.....	21
II.3.3.2 Modèle d'ordre 1.....	22
II.3.3.3 Modèle d'ordre 2.....	23
II.4.Modèle à deux populations d'électrons.....	23

Sommaire

II.5. Model hybrid fluid - Monte Carlo.....	24
II.6. Modèles Chimique Et Thermique.....	24
II.6.1. Modèle chimique.....	24
II.6.2 Modèle thermique ou hydrodynamique.....	25
II.7 Modèle mathématique étudié dans ce mémoire	25
II.8 La chimie de plasma	28
II.9. Conclusion.....	28

CHAPITRE III RESULTATS DE SIMULATION ET INTERPRETATIONS

III.1. Introduction.....	29
III.2 COMSOL Multiphysics	29
III.2.1 L'interface graphique de COMSOL	29
III.3 Modèle de notre étude.....	33
III.4 Paramètres de la simulation	34
III.5 Résultats et interprétations	34
III.5.1 Caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique	34
III.5.2 Variation spatiotemporelle du champ électrique et les densités des particules	35
III.5.2.1 Champ électrique	35
III.5.2.2 Variation spatiotemporelle des densités des particules	36
III.5.3 Les caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique	37
III.5.3.1 Allumage de la décharge $t=0.0008s$	37
III.5.3.2 Maximum de courant à $t=0.00085s$	38
III.5.3.3 Extinction de la décharge à $t=0.0009$	40
III.5.4 Etude du comportement de la décharge en fonction des différents paramètres	43
III.5.4.1 L'influence de la tension appliquée	43
III.5.4.2 L'influence de la fréquence	43
III.5.4.3 L'influence de la constante diélectrique ϵ_r	44
III.6 Conclusion	45
Conclusion générale.....	46
Références Bibliographiques.	

Liste des Figures

Figure	Titre	Pages
Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD).		
Figure I.1	Différentes géométries d'électrodes pour les décharges DBD.	4
Figure I.2	Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique.	4
Figure I.3	Principe de fonctionnement d'une DBD: (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de polarité appliquée sur les électrodes et (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge.	5
Figure I.4	Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique.	6
Figure I.5	Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend.	7
Figure I.6	Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote.	7
Figure I.7	Mesure à l'oscilloscope de la tension et du courant d'une DBD homogène, dans l'azote (a) et l'hélium (b).	8
Figure I.8	Photographie d'une DBD filamenteuse dans l'air (vue latérale).	8
Figure I.9	Photographie d'une décharge DBD filamenteuse vue de dessus (dimensions : 6 x 6 cm ²), les filaments s'amorcent aléatoirement dans le temps et l'espace mais en moyenne ils recouvrent toute la surface des électrodes.	9
Figure I.10	Mécanisme de claquage de type « streamer » (a) l'avalanche électronique primaire ; (b) propagation du streamer ; (c) établissement du filament.	9
Figure I.11	Mesure à l'oscilloscope de la tension et le courant d'une décharge DBD filamenteuse créée dans l'air.	11
Figure I.12	Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau.	12
Figure I.13	Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques.	13
Figure I.14	La DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas).	14
Chapitre II : Décharges à barrière diélectrique (DBD)		
Figure II.1	Schéma d'un modèle complet de réacteur	17
Chapitre III : Résultat de simulation et interprétation		

Liste des Figures

Figure III.1	Fenêtre de démarrage de logiciel	30
Figure III.2	Fenêtre de « SELECT SPCAE DIMENSION »	31
Figure III.3	Fenêtre de « ADD PHYSICS(MODEL) »	31
Figure III.4	Fenêtre “SELECT STUDY TYPE”	32
Figure III.5	Géométrie d’un réacteur	32
Figure III.6	Matériaux et permittivités relatives électriques pour chaque barrière.	33
Figure III.7	Le maillage	33
Figure III.8	Résultats de simulation	34
Figure III.9	a)Modèle 2D de la DBD sous le logiciel Comsol, b) représentation du modèle Paramètre de simulations	34
Figure III.10	Temps d’évolution de courant et de la tension appliquée.	35
Figure III.11	Variation spatiotemporelle du champ électrique.	36
Figure III.12	Variation spatiotemporelle de :a)la densité électronique, b) la densité ionique, c) la densité métastable.	37
Figure III.13	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0008s$.	38
Figure III.14	définent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0008s$.	39
Figure III.15	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l’instant correspondant à Allumage de la décharge $t=0.0008s$	39
Figure III.16	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.00085s$	40
Figure III.17	définent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.00085s$	41
Figure III.18	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l’instant correspondant à maximum de courant $t=0.00085s$	41
Figure III.19	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0009s$	42
Figure III.20	définent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0009s$	43
Figure III.21	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l’instant correspondant à l’extinction de décharge à $t=0.0009s$	43
Figure III.22	Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) $V=5000v$, b) $V=6000v$, c) $V=6500v$	44

Liste des Figures

Figure III.23	Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) f=1000Hz, b) f=2000Hz, c)f=3000Hz.	45
Figure III.24	Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) $\epsilon_r=7$, b) $\epsilon_r=9.6$, c) $\epsilon_r=10$.	46

Liste des Tableaux

Liste des tableaux

Tableaux	Titre	Page
Tableau (II.1)	processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	28
Tableau (II.2)	la réaction de la surface	28
Tableau(III.1)	Paramètres de la simulation	35

Abréviation et Nomenclature

i_0 : le courant cathodique

$I(x)$: le courant électrique

$I(0)$: le courant initial à la cathode

I_{ion} : Courant des ions

$V_g(t)$: Tension gaz hélium

$V_a(t)$: Tension Alternatif Appliquer

$V_d(t)$: Tension mémoire

w : Pulsation

$\vec{\nabla}$: Operateur Nabla

f_i : Fréquence des ions

f_e : Fréquence des électrons

ϵ_0 : Permittivité du vide

n_i : Nombre des ions

n_e : Nombre des électrons

e : charge d'électron

n : la densité de particules.

$n\vec{u}$: le flux macroscopique de particules.

\vec{S} : Terme de collision

\vec{Q} : Flux de chaleur

\vec{V} : La vitesse du gaz porteur

\vec{S}_e : Énergie moyenne d'électron

\vec{I}_e : Énergie moyenne de flux

\vec{S}_e : énergie d'électron totale dans le collision

μ_e : Mobilité d'électron

\vec{D}_e : Coefficient de diffusion pour l'électron

\vec{V} : Le potentiel électrostatique

q : charge d'électron

\vec{E}_1 : champ électrique dans le gaz diélectrique

$\vec{V}_{e,th}$: Vitesse thermique d'électron

Abréviation et Nomenclature

K : constante de Boltzmann

m_e : masse d'électron

γ_p : le coefficient de l'émission secondaire

ϵ_r : permittivité diélectrique

INTRODUCTION GENERALE

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont connues depuis plus d'un siècle et les premières expériences sur ces décharges ont été reportées par Siemens [1]. Le champ d'application de ce procédé est très large : génération d'ozone, traitement d'effluents gazeux, activation et traitement de surface, laser CO₂, lampe excimer, écrans plasmas ... etc. et touche de nombreux domaines industriels et médicale.

Les caractéristiques principales de cette décharge sont : une pression de travail élevée (autour de la pression atmosphérique), une tension de l'ordre du kilo Volt, une fréquence d'excitation de l'ordre du kilo Hertz et au moins une électrode recouverte par un diélectrique, la distance inter-électrodes étant de l'ordre de quelques millimètres.

Ce travail consiste à développer un modèle numérique bidimensionnel dont le but est d'examiner les propriétés de la décharge à barrière diélectrique, de comprendre les mécanismes physiques fondamentaux qui la régissent.

En raison des nombreuses approximations concernant les phénomènes physiques et les données qui les quantifient, 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 développé est, malgré ces approximations ainsi que les limites du domaine de validité des méthodes de résolution, permet une description des phénomènes qui jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement de la décharge.

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante : le premier chapitre, à caractère bibliographique, est divisé en deux sections : la première est consacrée à la description détaillée des différents régimes de la décharge à électrodes planes et parallèles isolées par une barrière diélectrique (DBD), les différentes configurations et le principe de fonctionnement de la DBD. La seconde section de ce chapitre concerne les différents domaines d'application de la décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD).

La présentation détaillée du modèle mathématique développé utilisé pour décrire le comportement de la décharge électrique à la pression atmosphérique, dans l'hélium a fait l'objet du deuxième chapitre : la description mathématique et les conditions.

Dans le troisième chapitre, nous présentons le principe de la modélisation, les différentes étapes pour construire le modèle sous COMSOL Multiphysics.

Ensuite les résultats numériques obtenus dans l'hélium : les caractéristiques électriques (courant décharge, tension appliquée) et les distributions spatiales du champ électrique et densités de particules (chargées et excités) sont présentés dans la deuxième partie de ce chapitre. Dans ce

dernier chapitre, nous terminons par une analyse des caractéristiques électriques de la décharge en fonction de différents paramètres (fréquence d'excitation, tension maximale appliquée et la constante de diélectrique).

Enfin, nous terminons notre mémoire par une conclusion générale relative aux résultats de simulation.

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

I.1 Introduction

Découverte et utilisée par Siemens en 1857 pour la génération d'ozone [1], la décharge à barrière diélectrique (DBD), ou «décharge silencieuse», fait partie des plasmas hors-équilibre thermodynamique [2, 3, 4]. Des spécificités de cette décharge est qu'une électrode (ou les deux) est recouverte par un matériau diélectrique, permettant d'accumuler des charges sur sa surface (ions ou électrons, selon le potentiel imposé à l'électrode qui change d'ailleurs à chaque demi-cycle de la fréquence d'excitation). Cette charge d'espace réduit l'intensité du champ électrique régnant entre les deux électrodes, évitant ainsi le passage à l'arc. L'utilisation d'une alimentation haute tension (HV) alternative s'avère nécessaire dans ce cas pour compenser ces charges créées en surface et perdues par le plasma, et ce afin d'éviter l'extinction de celui-ci. Pour transporter un courant autre que capacitif dans l'espace entre électrodes, le champ électrique se doit d'être assez intense pour causer le claquage du gaz. Or, l'augmentation du courant entre deux électrodes métalliques entraîne généralement le passage vers un régime d'arc [4], synonyme de plasma à haute température et de dommages à la surface. Le diélectrique entre les électrodes, en augmentant la capacitance entre celles-ci, permet de réduire très sensiblement la tension appliquée au gaz, et donc d'éviter la transition vers l'arc. L'accumulation sur le diélectrique de charges issues du plasma entraîne une chute du potentiel appliquée à l'électrode.

Le courant $I(t)$ circulant dans le système est donné par:

$$I(t) = C * \frac{dU}{dt} \quad (I.1)$$

Où C est la capacitance totale prenant en compte à la fois le diélectrique (fonction de son aire et de son épaisseur) et du gaz (fonction de la distance inter-électrodes et de nature du gaz);

dU/dt Mesure les variations instantanées de la tension appliquée. On observe que pour une tension DC appliquée, le courant est nul, ce qui explique que les décharges DBD sont nécessairement pulsées et requièrent donc l'utilisation de tension alternative pour fonctionner. Les matériaux couramment utilisés comme diélectriques sont le verre, la silice, l'alumine, certains polymères et céramiques.

Des différences de potentiel de l'ordre de la dizaine de kV sont nécessaires pour créer une décharge pour un espace inter-électrodes de quelques mm. Les DBD fonctionnent de façon optimale dans la gamme des fréquences allant de 50 Hz à 10 MHz [2,5]. Il existe plusieurs configurations géométriques des électrodes dans ce type de décharge.

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

Plan-plan[6,7](utilisé dans notre cas), pointe-plan [7,8,9], multipoints-plan [10,11], lame-cylindre, fil-cylindre [12]et cylindre-cylindre[11]comme indiqué sur la Figure (I-1).

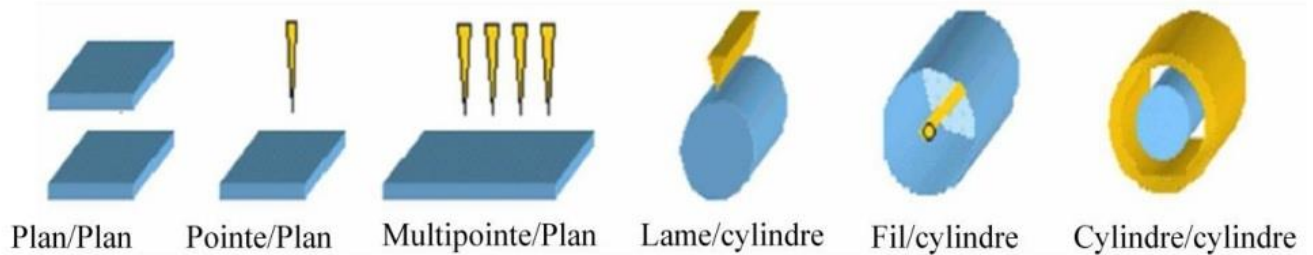


Figure I.1: Différentes géométries d'électrodes pour les décharges DBD [13]

I.2 Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique :

Une DBD est une source de plasma froid hors équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques (Figure I.2). En l'absence de barrière diélectrique, l'établissement d'un canal conducteur entre les deux électrodes métalliques peut conduire à la formation d'un arc, d'où l'utilisation de celle-ci ; en contre parti, cela impose l'utilisation d'une source électrique alternative.

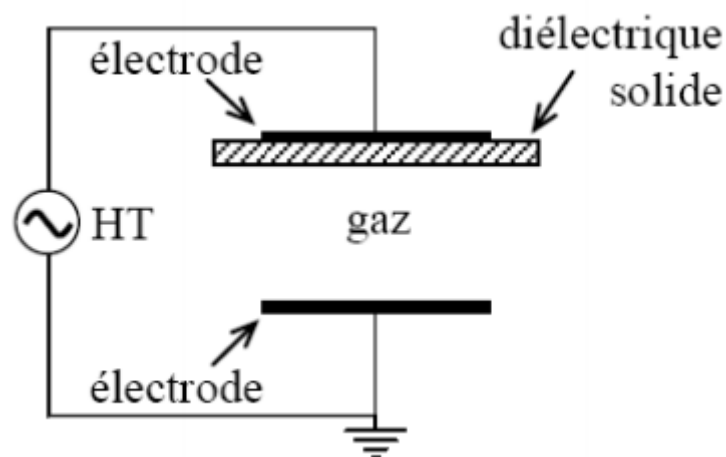


Figure I.2 : Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique [14].

Lorsque l'on applique une tension suffisamment élevée sur les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur appelé micro-décharge (figure I.3.a). Dans le cas où l'on considère une seule micro-décharge ou bien une décharge homogène sur toute la surface des électrodes, celle-ci peut être représentée par le schéma équivalent de la (figure I.3.d).

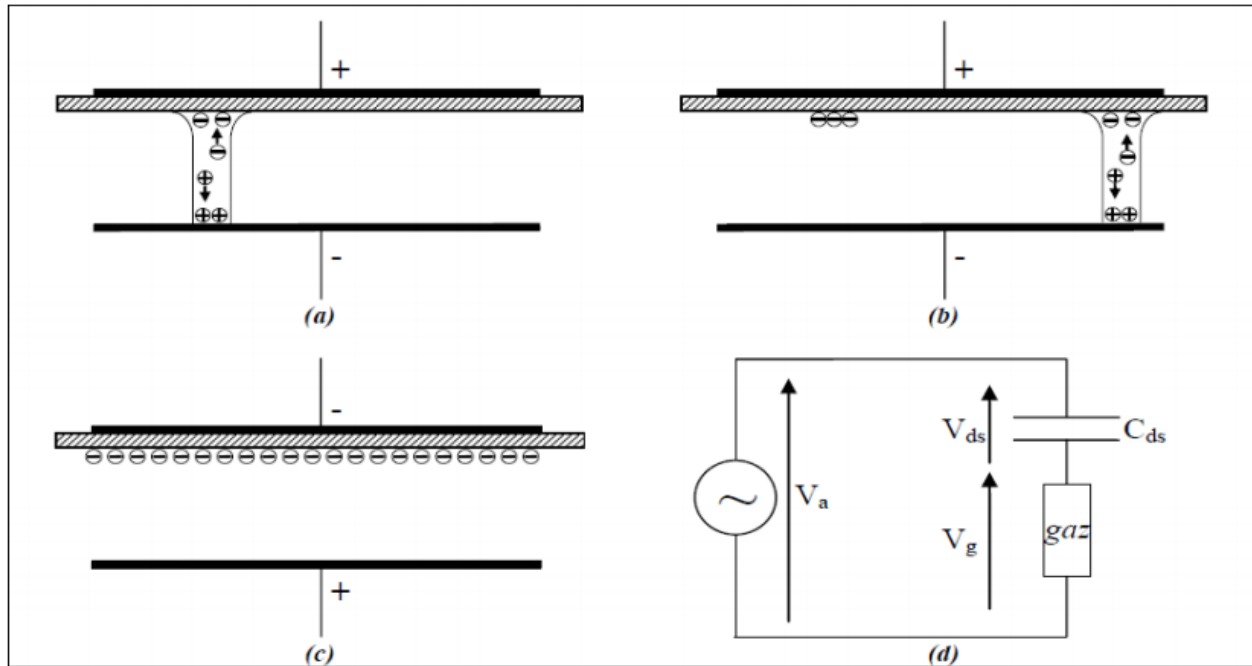


Figure I.3 : Principe de fonctionnement d'une DBD [14]: (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de polarité appliquée sur les électrodes et (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge

Le diélectrique se comporte comme un condensateur (C_{ds}) dont les armatures sont d'un côté l'électrode et de l'autre la décharge. Le passage du courant induit à une accumulation de charges électriques sur la surface du diélectrique en vis-à-vis du canal de décharge qui se traduit par une augmentation de la tension aux bornes du condensateur $C_{ds}(V_{ds})$. Cette accumulation de charge sur la surface du diélectrique va provoquer une chute de tension dans le gaz qui va tendre à l'extinction de la décharge. Ainsi, l'ionisation de la micro décharge est limitée, bloquant en même temps la transition en régime d'arc. Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges continuent à se former à de nouvelles positions car là où il y a déjà des micro-décharges, la présence de charge résiduelle diminue le champ électrique E appliqué au gaz (figure I.3.b). Au changement de polarité (figure I.3.c), l'accumulation des charges électriques sur la surface du diélectrique permet un claquage du gaz sous une tension appliquée plus faible que lors de la première alternance. L'utilisation de diélectrique dans ce dispositif permet donc de limiter la charge déposée sur les électrodes, limitant ainsi le courant transitoire (et l'ionisation du gaz) dans les canaux conducteurs afin que la décharge ne transite pas à l'arc.

I.3 Configurations typiques des DBDs :

Le terme DBD réunit toutes les configurations différentes de cellule de décharge pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application, il existe plusieurs configurations différentes (figure I.4).

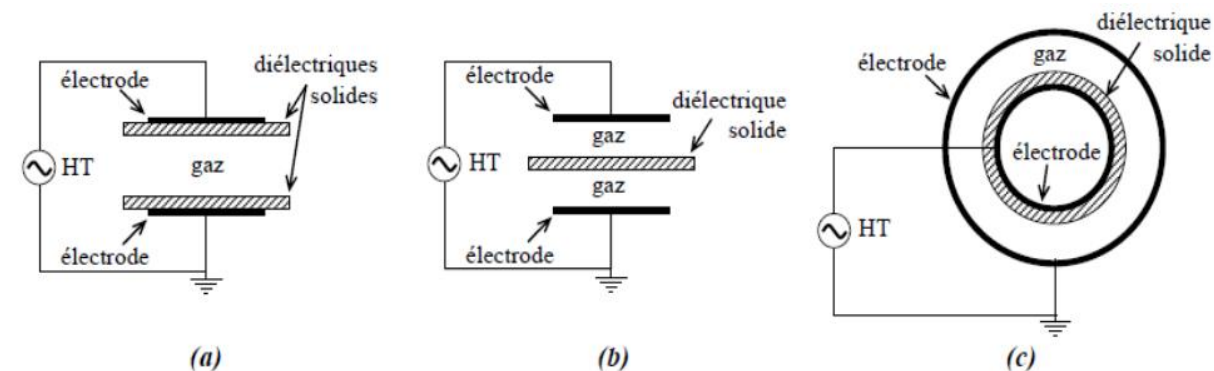


Figure I.4 : Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique [14].

Les configurations coplanaires (figure I.4.a et I.4.b) sont utilisées pour les traitements de surface, La première configuration (a) à l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes. Cela peut se révéler être utile lorsque l'on utilise des gaz corrosifs. La configuration (b) est spéciale car la décharge se trouve de part et d'autre du diélectrique. Cela peut être utile si l'on veut traiter un matériau sur ses 2 surfaces ayant alors la fonction du diélectrique. Les configurations cylindriques (figure I.4.c) sont, elles, plutôt utilisées dans les applications pour traitement des gaz ou encore dans la génération d'UV.

I.4 Régimes de fonctionnement :

I.4.1 Régime homogène :

Généralement les plasmas DBD créés à la pression atmosphérique ne sont pas homogènes et opèrent en mode filamentaire. Ce pendant, sous certaines conditions très particulières (nature du gaz, type de l'alimentation électrique et ou du diélectrique), il est possible d'avoir une décharge homogène à la pression atmosphérique dans différents gaz recouvrant l'intégralité de la surface des électrodes comme par exemple l'argon, l'azote ou encore l'air [15]. Les décharges homogènes regroupent deux régimes de décharge différents : le régime de « Townsend » et le régime « luminescent » habituellement rencontré à basse pression [15, 16] ou observé dans les gaz rares (comme les décharges que nous trouvons dans les tubes à néon ou tubes fluorescents). Toute fois, quel que soit le régime de décharge, son initiation reste la même. Contrairement à la décharge

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

filamentaire, le mécanisme de claquage d'une décharge homogène est de type Townsend, c'est à dire contrôlée par l'émission électronique secondaire à la cathode sous l'effet du bombardement ionique et des états excités métastables. Le principe du mécanisme de claquage de Townsend est basé sur la création d'une avalanche électronique sous un champ électrique E plus faible que pour une décharge filamentaire. Ceci nécessite au départ la présence d'un grand nombre d'électrons « germes » dans la zone de décharge. L'accélération de ces électrons sous l'effet du champ électrique leur fait acquérir une énergie pouvant être suffisante pour ioniser des espèces neutres du gaz par collision, les électrons résultant de cette réaction sont alors à nouveau accélérés et entrent à leur tour en collision avec d'autres espèces et ainsi de suite (premier processus d'ionisation). On a alors une avalanche électronique (dite primaire) décrite par le coefficient de Townsend α . En même temps, les ions créés par l'avalanche électronique sont à leur tour accélérés dans le sens opposé et ainsi attirés vers la cathode (figure I.5) ; ils peuvent lors de leurs collisions sur la cathode éjecter de celle-ci des électrons, appelés électrons secondaires. La probabilité de cette émission est appelée coefficient d'émission secondaire.

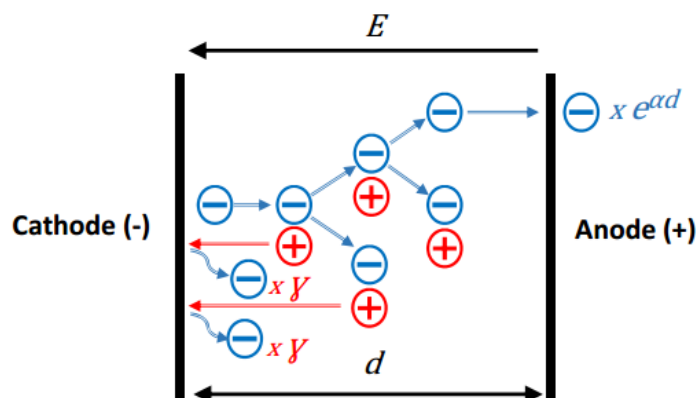


Figure I.5 : Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend [17].

Pour maintenir la décharge sous la forme homogène, le processus d'émission cathodique des électrons doit permettre la création de suffisamment d'électrons afin d'amorcer de nouvelles avalanches. La décharge est ainsi auto entretenue par l'émission secondaire de la cathode.

(Figure I.6) présente un exemple d'une décharge de Townsend dans l'azote montrant une répartition de façon homogène de la décharge sur la surface des électrodes.

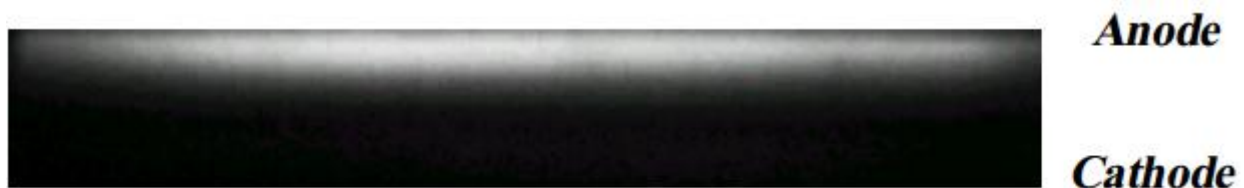


Figure I.6 : Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote [17]

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

Du point de vue électrique, cette décharge de Townsend dans l'azote est caractérisée par une seule impulsion de courant par demi-période de la tension appliquée et correspond à la formation d'un seul canal de décharge, couvrant toute la surface des électrodes. La forme du courant et de la tension appliquée est représentée sur (figure I.7) pour une décharge dans de l'azote (a) et l'hélium (b).

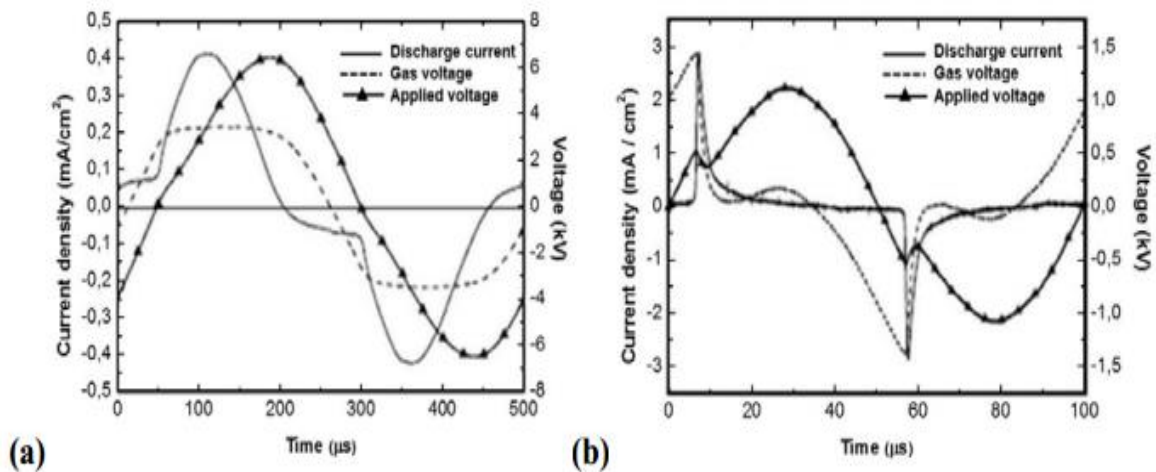


Figure I.7 : Mesure à l'oscilloscope de la tension et du courant d'une DBD homogène dans l'azote (a) et l'hélium (b) [18].

I.4.2 Le régime filamentaire d'une DBD :

Le régime filamentaire est le premier mode de décharge par barrière diélectrique qui a été découvert et qui est généralement observé à la pression atmosphérique.

(Figure I.8) présente un exemple d'une décharge DBD filamentaire créée dans l'air entre deux électrodes circulaires planes et parallèles de 50 mm de diamètre avec une distance inter électrodes de 2 mm, les deux électrodes étant couvertes par une plaque de verre d'une épaisseur de 2 mm et un diamètre de 70 mm.



Figure I.8: Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale) [19]

Dans ce mode de décharge, la formation du plasma se fait sous la forme d'une multitude de canaux appelés micro-décharges (ou « streamers »), indépendantes les unes des autres et distribuées

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

aléatoirement dans le temps et l'espace. Cependant, pour un temps suffisamment long, toute la surface des électrodes est atteinte par des micro-décharges [20] (figure I.9). Ces micro décharges possèdent des caractéristiques singulières qui ne peuvent pas être expliquées par les théories classiques basées sur les mécanismes de Townsend.

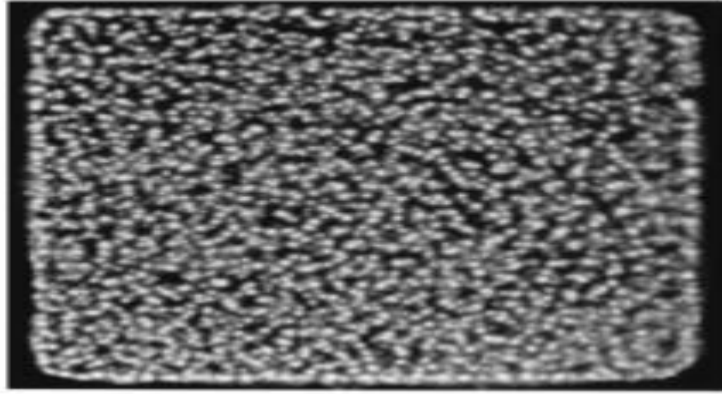


Figure I.9 : Photographie d'une décharge DBD filamentaire vue de dessus (dimensions : $6 \times 6 \text{ cm}^2$), les filaments s'amorcent aléatoirement dans le temps et l'espace mais en moyenne ils recouvrent toute la surface des électrodes [21].

En effet, le processus de claquage observé dans le mode filamentaire est trop rapide ($\sim 10^{-9} \text{ s}$) pour être expliqué par un mécanisme d'avalanches électroniques successives assistées par l'émission d'électrons secondaires à la cathode [22]. Son mécanisme se décompose en trois étapes : une avalanche primaire, propagation du ou des streamers et établissement du filament (figure I.10).

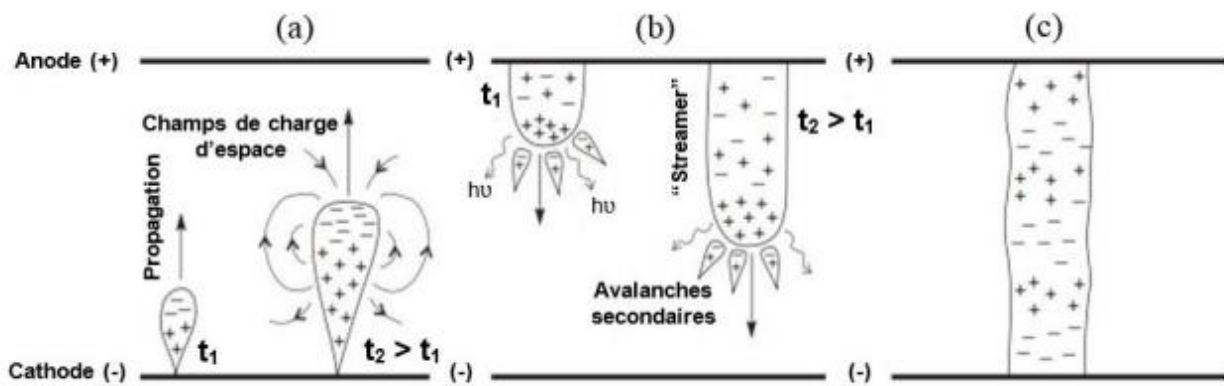


Figure I.10 : Mécanisme de claquage de type « streamer » (a) l'avalanche électronique primaire ; (b) propagation du streamer ; (c) établissement du filament [23]

I.4.2.1 L'avalanche électronique (Fig. I.10.a) :

L'amorçage du plasma débute par une avalanche électronique primaire qui se forme et croît très rapidement de la cathode vers l'anode après plusieurs ionisations successives. Les électrons constituent le front de cette avalanche alors que les ions positifs restent en queue, créant ainsi un dipôle électrique qui donne naissance à un champ de charge d'espace E' qui s'additionne au champ appliqué. Quand le nombre d'électrons dans l'avalanche avant d'atteindre l'anode dépasse un seuil critique N_{cr} ($N_{cr} \sim 10^8$), le champ résultant va devenir aussi important que le champ appliqué.

N_{cr} est défini par le critère de Meek [24] dont la relation s'écrit sous la forme :

$$e^{\alpha d} \leq N_{cr} \quad (I.2)$$

Avec α le 1^{er} coefficient d'ionisation de Townsend et d la distance inter-électrodes. Ceci induit une déformation du champ au niveau de la tête de l'avalanche, augmentant la vitesse de propagation de l'avalanche vers l'anode (c'est ce qui distingue ce claquage de type streamer de celui du type Townsend).

I.4.2.2 La propagation du streamer (Fig. I.10.b) :

Les électrons étant plus mobiles que les ions, leur propagation vers l'anode est plus rapide que celle des ions positifs vers la cathode ; lorsque l'avalanche électronique atteint l'anode, les électrons sont alors absorbés par celui-ci et un streamer positif va se former. A cause d'un processus d'émission secondaire, des électrons supplémentaires sont créés et rapidement attirés vers la tête du streamer créée pour ensuite se mélanger aux ions issus de l'avalanche primaire. Ce streamer va ensuite se propager et croître de l'anode vers la cathode.

I.4.2.3 L'établissement du filament (Fig. I.10c) :

Après que le streamer a atteint l'anode, la phase de claquage est terminée et un canal conducteur est créé entre l'anode et la cathode. Ce mince canal de décharge partiellement ionisé dans le cas d'une DBD, est nommé filament et sa durée de vie est limitée à quelques dizaines de nanosecondes. Etant donné que la durée de vie des filaments est très courte, et les cycles d'opérations de la plupart des applications sont beaucoup plus longs, les décharges DBD filamentaires sont caractérisées par un grand nombre de micro-décharges par unité de surface. Ce comportement se traduit électriquement par un courant capacitif qui présente une multitude d'impulsions de courant (figure I.11).

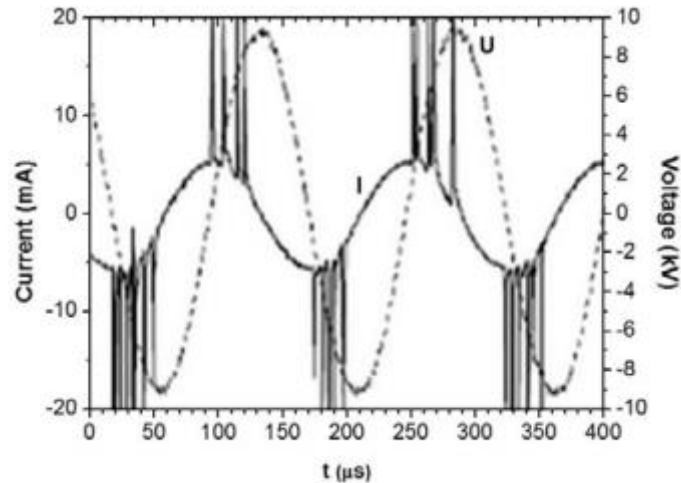


Figure I.11 : *Mesure à l'oscilloscope de la tension et le courant d'une décharge DBD filamentaire créée dans l'air [25]*

I.5 Application des DBDs :

Les DBDs à la pression atmosphérique ont de multiples applications, que ce soit dans le domaine de la chimie des plasmas, de l'éclairage ou du traitement de surface. Elles sont couramment utilisées en raison de leur simplicité de mise en œuvre à l'échelle industrielle. Cette simplicité est liée en grande partie au fait qu'un dispositif de vide n'est pas nécessaire.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de faire un rapide survol de ces principales applications.

I.5.1 Production d'Ozone :

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone « O₃ » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air ($\sim 4N_2 + O_2$), de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « O₂ », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N₂ » (moléculaire à son état fondamental).

La (figure I.12) présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone.

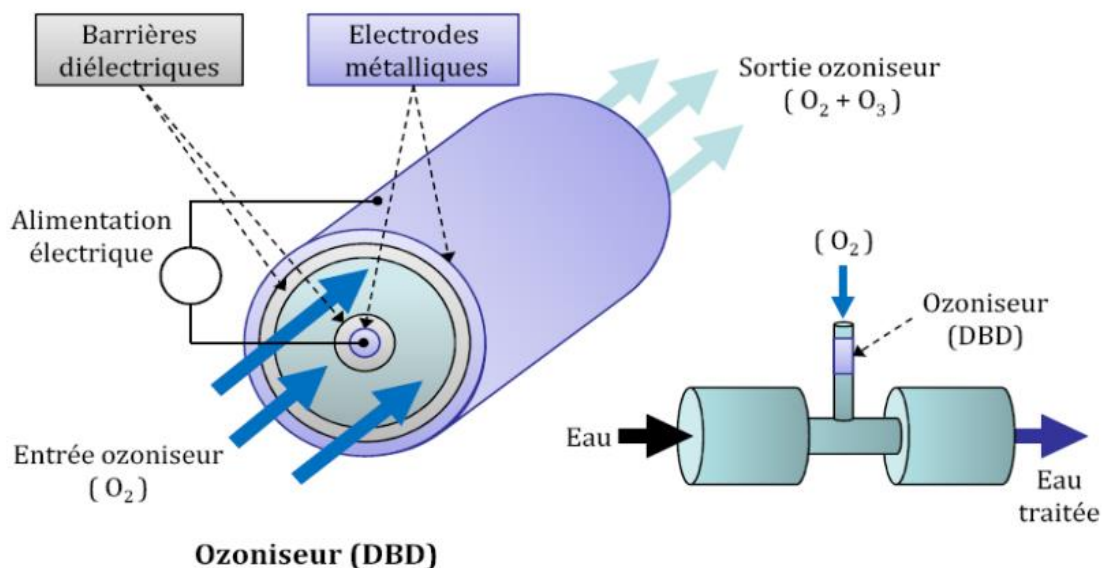


Figure I.12 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [26].

Initialement, l'oxygène à son état fondamental est dissocié, par une collision électronique (conséquence du courant électrique de l'alimentation) produisant deux atomes d'oxygène.



Un atome O, s'associe dans un état excité, avec une molécule O₂, à l'aide d'une troisième espèce M ; ce troisième composant peut être par exemple O₂, O₃, O ou N₂. L'état excité généré O₃^{*}, revient à l'état stable le plus proche, correspondant à l'ozone O₃.



Ci-dessus, nous montrons seulement la réaction initialement désirée ; toutefois, dans la décharge il y a une multitude de réactions ; quelques unes contribuent à une génération supplémentaire d'ozone, tandis que d'autres sont indésirables, car elles provoquent la destruction de l'ozone ou simplement un surplus de consommation de puissance [26].

I.5.2 Traitement des gaz :

La configuration de DBD mise au point pour la production d'ozone, est également appliquée à la décomposition des gaz toxiques (entrant dans « l'ozoniseur » au lieu de l'oxygène) comme sulfure d'Hydrogène H₂S, par des collisions avec : des électrons, des radicaux, des ions ou des photons (rayonnement UV).



Aujourd'hui, la DBD est objet d'étude dans la destruction des gaz d'échappement toxiques, comme le monoxyde de carbone CO, les oxydes d'azote NO_x et dans la réduction des émissions à effet de serre, comme le dioxyde de carbone CO₂, responsables du réchauffement de la planète [27].

En outre, la DBD sert aussi (dans le domaine académique pour le moment) à produire de l'Hydrogène à partir d'hydrocarbures ou, afin de faciliter leur transport ; à faire la synthèse de combustibles liquides, comme le méthanol, à partir de gaz produits dans l'extraction pétrolière.

I.5.3 Traitement de surfaces :

Grâce à la caractéristique « homogène » des DBDs, elles sont utilisées dans la modification de surfaces ; un exemple est le traitement des plastiques, pour leur permettre de coller facilement ou d'être réceptifs à l'encre d'impression. La DBD peut être facilement introduite dans le processus industriel de production de papier, en effectuant la décharge entre un rouleau qui fait tourner le papier et une électrode (parfois plusieurs) recouverte par un diélectrique, comme le montre (la figure I-13).

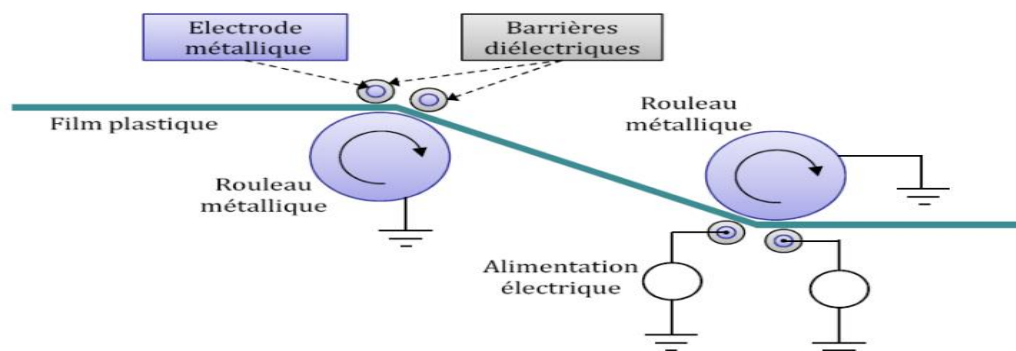


Figure I.13 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [28].

Les DBDs sont amplement étudiées pour l'industrie des composants microélectroniques ; elles peuvent être impliquées dans plusieurs étapes de la fabrication d'un circuit intégré. Avec les DBDs, il est possible de réaliser des dépôts de surfaces et des gravures, qui sont d'ailleurs très précises. Elles permettent de réaliser des gravures anisotropiques, caractéristique nécessaire pour la miniaturisation. Un intérêt de la DBD est la possibilité d'augmenter la pression du réacteur tout en obtenant, grâce à la structure plus homogène dans ce type de décharge, les mêmes résultats que ceux d'un procédé plasma actuel ; en conséquence les coûts de réalisation des puces peuvent chuter énormément, car le travail sous vide est très onéreux [28].

I.5.4 Eclairage et écrans à plasma :

Le contact entre l'électrode et le gaz dans les lampes, est la principale source de contamination du gaz et d'érosion des électrodes ; la DBD est une bonne solution à ce problème, et permet d'augmenter la durée de vie des lampes de nouvelle génération. Elles permettent aussi l'élimination du mercure, qui est un élément dangereux pour la santé. En ce qui concerne l'éclairage, les lampes à DBD, ont également l'avantage de pouvoir produire un rayonnement

Chapitre I : Décharges à barrière diélectrique (DBD)

homogène à travers la surface des électrodes cette propriété est exploitée pour les lampes d'éclairage de fond dans les écrans LCD [29].

Les lampes DBD fluorescentes (en réalité il s'agit de lampes phosphorescentes) sont utilisées pour produire les pixels dans les écrans à plasma elles ont une structure et un principe de fonctionnement similaire à celui des excilampes, qui seront présentées au paragraphe suivant. Elles sont de plus dotées d'un revêtement de poudre phosphorescente à l'intérieur de la paroi externe. La décharge dans le gaz conduit à la production de photons dans la région UV ; ces photons entrent en collision avec la substance phosphorescente, générant ainsi de la lumière visible.

Dans ces lampes DBD, le diélectrique externe (et parfois l'électrode externe qui est transparente) filtre l'UV, ne permettant que le passage de la couleur correspondante à une longueur d'onde visible. Cette longueur d'onde peut être choisie avec la substance fluorescente, ce qui est exploité dans la construction des écrans plats pour la télévision. Un écran plat est constituée par un grand nombre de cellules ou « pixels » (par exemple 1280 en largeur par 1024 en hauteur), chacune constituée par trois mini-lampes phosphorescentes, l'une rayonnant dans le rouge, l'autre dans le vert et la troisième dans le bleu. La configuration de la cellule peut être avec des électrodes parallèles ou coplanaires, comme la montre la figure I-14.

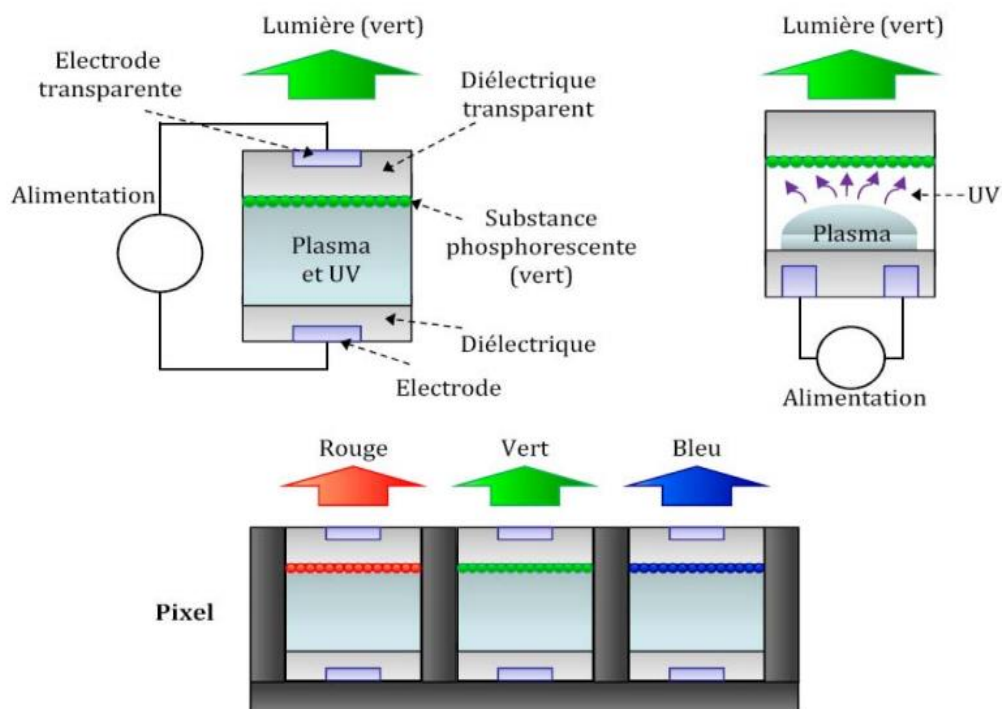


Figure I.14 : La DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas) [29].

Dans la réalité, chaque cellule est construite de manière beaucoup plus complexe, entre autres, avec un revêtement de MgO sur les électrodes. Ce matériau protège les diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue. La tonalité finale de la couleur pour chaque DBD est obtenue, par le nombre de décharges effectuées pendant un cycle de rafraîchissement de l'écran.

I.5.5 Excilampes :

Une application spécifique des DBD concerne les dispositifs destinés à produire un rayonnement UV, créé par des excimères ou des exciplexes que nous présenterons plus loin dans cette section.

Parmi les applications les plus courantes de ces lampes, basées sur l'utilisation du rayonnement UV produit, nous trouvons : les traitements dermatologiques, la stérilisation de l'eau et les procédés pour la microélectronique.

Les lampes à espèces excitées, excimères ou exciplexes, présentent des avantages par rapport aux techniques classiques de production d'UV [30].

1. Elles n'utilisent pas le mercure dans le mélange gazeux, évitant des conséquences graves pour la santé et l'environnement ;
2. Elles n'ont pas besoin d'un système de chauffage du gaz (mercure) et peuvent être employées dans des applications à basse température (régime luminescente au lieu du régime d'arc) ;
3. Leur spectre d'émission peut être réglé avec le mélange gazeux, avec multiples choix.

I.5.6 Excimère :

L'excimère, qui doit son nom à la contraction en anglais de « excited dimer », est une molécule excitée et instable, formée par deux atomes d'un gaz rare. Cette molécule libère une énergie en forme de photon, lors de son retour à l'état fondamental (deux atomes), avec une longueur d'onde qui dépend du gaz [26].

Si nous prenons le cas du Xe, les réactions présentées ci-dessous, sont celles qui vont créer l'excimère et ensuite rayonner dans l'UV [31]



Initialement, un électron énergétique généré par le courant électrique de décharge, rentre en collision avec un atome de Xe, produisant un Xe excité ou « Xe* » (présentant une énergie supérieure à celle de l'état fondamental) ;

Ensuite, il y a une association entre le Xe^* et un atome de Xe, qui génère l'excimère « Xe_2^* ». Cette espèce excitée a une énergie plus grande que celle de la somme de deux atomes de Xe ; Finalement, l'excimère Xe_2^* revient à son état fondamental (deux atomes de Xe), libérant le surplus d'énergie ($\sim 7,2$ eV) sous forme de photon.

I.5.7 Applications médicales [32] :

Les applications biomédicales du plasma ont été limitées jusqu'à la dernière décade aux plasmas thermiques utilisés pour la cautérisation et la dissection, et utilisés pour l'électrochirurgie pour dessécher le tissu en le traversant par un courant électrique. D'autres types d'applications biomédicales des plasmas basés toujours sur des températures élevées locales sont ensuite apparus, tel que le coagulateur à plasma d'argon (APC) pour la cautérisation et la dévitalisation des tissus. Parmi les applications chirurgicales du coagulateur à plasma d'argon on trouve la chirurgie de la peau, la chirurgie des tumeurs du cerveau, la gastroentérologie, la chirurgie du sein, l'endoscopie bronchologique, la gynécologie, la chirurgie viscérale et l'urologie. Cependant, les plasmas thermiques interagissent avec les tissus vivants, principalement par la chaleur, ce qui dans certains cas n'est pas souhaitable, voir contre indiqué.

Les plasmas froids non thermiques créés à la pression atmosphérique, tels que les décharges DBD, grâce à leur fonctionnement à des températures proches de l'ambiante et leur capacité à produire des radicaux, des ions, des électrons, des UV et un champ électrique, ont permis ces dernières années le développement de nouvelles applications en biomédicale. Parmi les applications les plus étudiées, nous citons la coagulation du sang, le traitement de cellules cancéreuses, la cicatrisation des plaies, l'odontologie et la stérilisation. Cette dernière application est l'une des premières qui a été développée et sera présentée avec plus de détails dans le prochain paragraphe.

I.6 Conclusion :

Ce premier chapitre a fait l'objet d'une étude bibliographique sur les plasmas en général, et compte tenu de l'axe d'orientation choisi pour cette thèse, nous avons insisté sur les décharges à barrières diélectriques (DBD) à la pression atmosphérique utilisées dans le domaine médical. Nous avons d'abord évoqué quelques généralités sur les plasmas, leur classification, les principes généraux des DBD, leurs caractéristiques, leurs configurations courantes et les différentes applications industrielles et médicales. Dans ce chapitre, nous avons introduit les concepts de base qui nous semblent importants à la compréhension de la suite de nos travaux.

Pour la modélisation de ce type de décharge à la pression atmosphérique, nous allons présenter dans le chapitre suivant, le modèle utilisé généralement pour résoudre l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement, déduit par l'équation de Boltzmann et couplées à l'équation de Poisson.

**Chapitre II : Modélisation
Mathématique de la Décharge
à Barrière Diélectrique (DBD)**

II.1 Introduction :

L'objectif de ce chapitre est de présenter le modèle mathématique utilisé pour décrire le comportement de la décharge électrique à la pression atmosphérique, dans l'hélium. Il s'agit d'un modèle fluide auto-cohérent capable de décrire le couplage entre le transport des particules chargées, le champ électrique et la cinétique des espèces neutres et excitées. Les modèles numériques représentent un outil de recherche dont l'intérêt et les avantages sont bien connus, ils sont complémentaires aux expériences, en permettant d'approfondir ou d'élargir l'étude, leur utilisation étant en principe beaucoup plus souple. De plus, lorsque l'expérience à mettre en place est lourde financièrement et/ou matériellement, une étude numérique peut lui être substituée. Ainsi, grâce aux modèles numériques, nous pouvons obtenir des données de bases mais également des résultats physiques qui pourront être exploités.

La description mathématique d'un système de ce type repose sur l'association de plusieurs modèles :

- **Modèle électrique** permettant une bonne description du couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées (électrons, ions) et le champ électrique [33].
- **Modèle thermique ou hydrodynamique** décrivant l'évolution du gaz porteur à l'intérieur de l'enceinte.
- **Modèle chimique** décrivant l'interaction et l'évolution des concentrations des différentes espèces actives présentes dans le plasma.
- **Modèle des réactions de surface** permettant d'évaluer les vitesses de dépôt et de gravure sur l'échantillon.

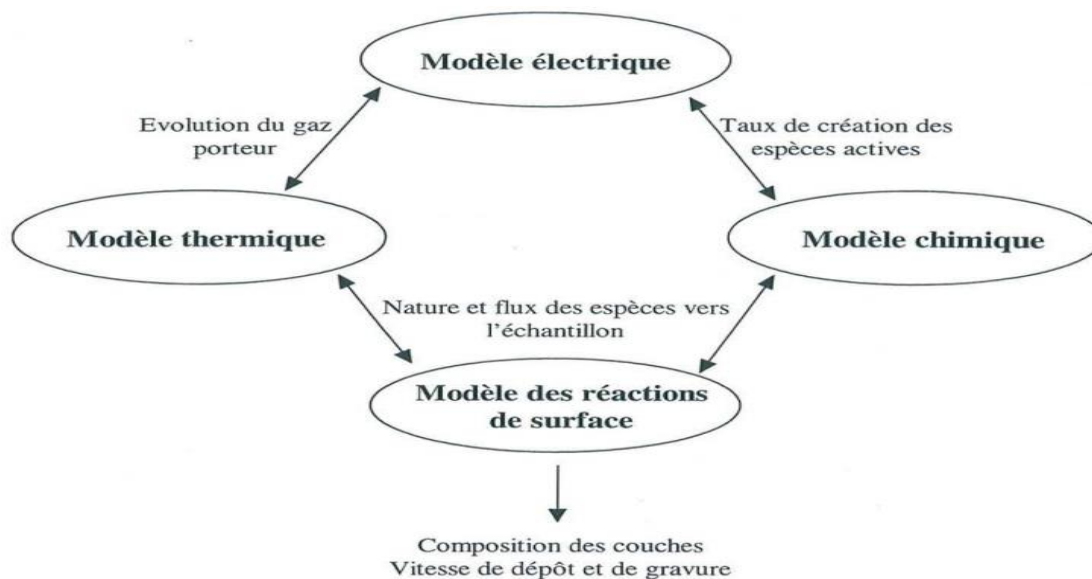


Figure II.1 : Schéma d'un modèle complet de réacteur [33].

Nous allons étudier tout d'abord les différents modèles électriques existants puis nous décrirons plus brièvement les modèles thermique et chimique. Les modèles des réactions de surface ne faisant pas partie de notre étude, ils ne seront pas développés ici.

II.2 MODELES ELECTRIQUES :

La modélisation électrique d'un plasma hors équilibre thermodynamique dans une décharge luminescente anormale basse pression (de l'ordre du Torr) nécessite de décrire le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique. En fait, les différents coefficients de transport d'un modèle macroscopique dépendent du champ électrique qui lui dépend directement de la charge d'espace. Il faut donc pour une bonne description avoir auto cohérence entre ces différents phénomènes.

Au niveau microscopique, le transport des particules chargées est parfaitement bien décrit par l'équation de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \vec{\nabla}_r f + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (\text{II.1})$$

L'équation [II.1] est une équation de continuité dans l'espace des phases position-vitesse(r, w) pour les fonctions de distribution $f(r, w, t)$ des différentes particules présentes dans le plasma sous l'effet:

- Des forces extérieures $\vec{a}(r, t) = \frac{e\vec{E}}{m}$
- Des collisions électron-neutre ou ion-neutre.

Dans une décharge luminescente, la charge d'espace modifie le champ E qui agit sur les fonctions de distributions électronique et ionique. Pour déterminer à chaque instant le champ électrique, on couple aux équations de Boltzmann pour chaque espèce, l'équation de Poisson:

$$\vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{II.2})$$

f_i et f_e sont respectivement les fonctions de distribution pour les ions et les électrons. n_i et n_e les densités ioniques et électroniques.

Ainsi le modèle idéal pour décrire ce type de décharge serait formé d'une équation de Boltzmann (II.1) pour chaque espèce de particule présente dans le plasma couplée à l'équation de Poisson.

Ce qui donnerait le système d'équations Suivant:

$$\begin{cases} \frac{\partial f_e}{\partial t} + w_e \cdot \vec{\nabla} f_e + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + w_i \cdot \vec{\nabla} f_i + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \\ \vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

La résolution d'un tel système est extrêmement difficile et n'est pas toujours nécessaire. C'est pourquoi nous sommes amenés suivant les conditions et le niveau de précision requis, à faire des applications simplificatrices des phénomènes mis en jeu. Permettant ainsi de passer à une description macroscopique. Ces approximations conduisent généralement à distinguer deux grandes catégories de modèles physiques, modèles microscopiques, modèles macroscopiques (ou fluides). Nous verrons par la suite que pour la modélisation électrique, le choix entre une approche microscopique et une approche macroscopique dépendra essentiellement de la gamme de pression ou l'on se situe.

II.3 Modèles microscopiques :

II.3.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann :

Cette méthode peut être utilisée pour calculer la fonction de distribution électronique et permet en principe la résolution de l'équation de Boltzmann dans l'espace des phases complet (3 dimensions dans l'espace des positions, 3 dans l'espace des vitesses).

Si les variables de position et de vitesse peuvent être séparées, la fonction de distribution ne dépendra plus que de la vitesse (à une position et un temps donnés). Elle pourra ainsi s'écrire sous la forme d'une fonction de distribution en vitesse $F(w)$.

Une technique généralement appliquée en l'absence de champ magnétique est de développer $F(w)$ en une série de polynômes de Legendre.

$$F(w) = \sum_k F_k \cdot P_k(\cos\theta) = F_0(w) + F_1(w)\cos\theta + \dots \quad (\text{II.4})$$

Où θ reflète l'anisotropie de la fonction de distribution.

L'équation de Boltzmann se transforme alors en une série d'équations dépendant chacune d'un $F_k(w)$. Dans la plupart des cas, on s'arrête aux deux premières qui sont fonction de $F_0(w)$ qui représente la partie isotrope de la fonction de distribution et de $F_1(w)$.

Cette méthode a été utilisée ces dernières années dans le cas de décharge DC par Rockwood S.D et Ferreira CM, Pitchford L.C, et Phelps A. ont discuté de l'importance de tous les termes d'ordre supérieur.

II.3.2 Modèles particuliers :

Les modèles particuliers constituent la principale approche microscopique de la modélisation électrique. Dans ce type de modèle, on représente l'ensemble des ions ou des électrons par un nombre fini de super particules. On suit la trajectoire de chacune des particules dans l'espace des phases. D'après l'équation de Boltzmann, le mouvement des particules est influencé par la présence du champ électrique et par les collisions.

L'intégration des équations du mouvement couplées à l'équation de Poisson est effectuée grâce aux méthodes 'Particlein Cell' (PIC). La détermination des termes sources dus aux collisions électron-neutre ou ion-neutre est faite à l'aide de la méthode statistique de Monte Carlo [33].

Ces méthodes ont permis de simuler numériquement de façon très satisfaisante des décharges de type RF ou DC mais elles sont généralement assez gourmande en temps de calcul, ceci pour deux raisons:

- Dans ces types de décharge, les méthodes utilisées sont explicites, ce qui oblige à prendre un pas de temps assez petit devant la période plasma électronique afin de pouvoir réévaluer correctement le profil du champ électrique. Ce problème n'est pas important pour des plasmas de densité moyenne (10^8 à 10^9cm^{-3}) mais devient inacceptable dans des régions type leur négative où la densité électronique peut atteindre 10^{12}cm^{-3} .
- La méthode de Monte Carlo étant une méthode statistique, sa précision n'augmente qu'en fonction de la racine carrée du nombre d'événements. Il faut donc pour obtenir une statistique correcte traiter un nombre de collisions assez élevé (par exemple il faut simuler quelques millions de collisions par cm. Torr de décharge pour obtenir la fonction de distribution en énergie et position).

II.3.3 Modèles fluides :

Dans un modèle fluide, on ne cherche plus à caractériser les particules présentes dans le plasma par leur fonction de distribution mais par des grandeurs moyennes telles que la densité, la vitesse moyenne ou l'énergie moyenne ... Pour ce faire, on remplace l'équation de Boltzmann par ses premiers moments dans l'espace des vitesses.

On obtient ainsi après multiplications successives par l'équation de continuité. Par m l'équation de transfert de la Quantité de mouvement et par $\frac{1}{2} m v^2$ l'équation d'énergie.

Les différents modèles fluides sont obtenus en prenant soit un, deux ou trois moments de l'équation de Boltzmann. Mais il faut cependant faire deux remarques:

- L'équation de Boltzmann étant équivalente à une infinité d'équations de moments, il faut donc faire différentes hypothèses sur les moments d'ordre supérieur pour fermer le système.
- Les termes associés aux collisions entre les différentes espèces de particules sont évalués en supposant connue la forme de la fonction de distribution des particules (maxwellienne, de Druyvesteyn...). Pour obtenir une bonne description de ces termes, il

faudrait pouvoir faire évoluer la fonction de distribution électronique suivant la région où l'on se situe. De façon plus précise elle devrait passer d'une distribution monocinétique dans la région cathodique à une distribution thermique dans la colonne positive.

Nous allons maintenant détailler les différents modèles fluides utilisés pour le gaz d'électrons ainsi que les hypothèses généralement employées. Un modèle d'ordre est généralement suffisant pour les ions.

II.3.3.1 Modèle d'ordre zéro :

On l'obtient en ne considérant que le premier moment de l'équation de Boltzmann c'est à dire l'équation de continuité pour chaque espèce de particules [33]

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} + \nabla \cdot n\vec{u} = \vec{S} \quad (\text{II.5})$$

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

$n\vec{u} = \int w \cdot f(r, w, t) dw$ est le flux macroscopique de particules.

$\vec{S} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} dw$: est le terme de collision incluant tous les processus inélastiques, (ionisation, attachement, recombinaison...)

Un grand nombre d'auteurs ont utilisé ce modèle en y joignant des hypothèses Complémentaires:

- La diffusion est négligée.
- On suppose qu'il y a équilibre local entre le champ électrique et la cinétique des particules (A.C.L.). C'est à dire que le gain d'énergie des particules sous l'effet du champ électrique est compensé localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes dues aux collisions. Il en résulte que les propriétés de transport des particules (mobilité, coefficient de diffusion, fréquences moyennes de collision ...) ne dépendent
- que de l'intensité du champ électrique réduit local E/P .
- Le seul terme de création pris en compte est l'ionisation $S = \text{Surface}$

On obtient ainsi que :

$$n\vec{u} = n\vec{V}_{d,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P}\right) = n\mu_{eq} \left(\frac{\vec{E}}{P}\right) \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{S}_{iz} = n\alpha_{iz,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P}\right) V_{d,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P}\right) \text{ ou } \vec{S}_{iz} = nV_{iz,dq} \left(\frac{\vec{E}}{P}\right) \quad (\text{II.7})$$

Où $V_{d,eq}$, μ_{eq} , $\alpha_{iz,eq}$ et $V_{iz,eq}$ sont respectivement la vitesse de dérive, la mobilité, le coefficient d'ionisation de Townsend et la fréquence d'ionisation de la particule en régime d'équilibre.

Ce type de modèle ne peut pas décrire convenablement le gaz électronique dans des régions de la décharge comme la lueur négative ou la colonne positive, car la diffusion y joue un rôle fondamental.

II.3.3.2 Modèle d'ordre I :

Pour rendre plus réaliste ce système, on peut lui adjoindre le second moment de l'équation de Boltzmann (l'équation de bilan de quantité de mouvement) obtenu en l'intégrant dans l'espace des vitesses après multiplication par $m\vec{w}$. Ce qui nous donne :

$$\frac{(nm\vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (nm\vec{u}\vec{u}) + \nabla \bar{P} - nq\vec{E} = \int \vec{w} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (II.8)$$

où \bar{P} est le tenseur de pression cinétique, $\bar{P} = nm(\vec{w}-\vec{u}) \otimes (\vec{w}-\vec{u})$

Pour fermer ce système, il nous faut de nouvelles hypothèses. Les plus couramment utilisées sont :

- On néglige le terme de dérive temporelle $\frac{(nm\vec{u})}{\partial t}$ ce qui implique que la variation du flux par unité de temps doit être très inférieure à la fréquence de collision. Ceci est beaucoup plus valable pour les ions que pour les électrons car leur mobilité est plus faible.
- on néglige l'énergie de dérive devant l'énergie thermique. Cette hypothèse est vraie dans la lueur négative car dans cette zone. L'énergie de dérive est quasiment nulle. Par contre dans la zone cathodique, les électrons primaires (issus du bombardement de la cathode par les ions) sont accélérés dans la gaine par le fort champ électrique et ont donc des vitesses très orientées.

L'énergie de dérive de ces électrons est donc du même [33] Ordre de grandeur que l'énergie thermique. Cette hypothèse ne peut donc être vérifiée que pour des régimes collisionnels et des variations du champ électrique faibles devant le temps moyen entre deux collisions.

A partir de ces hypothèses, l'équation de transfert de la quantité de mouvement devient :

$$\vec{u} = n\vec{V}_d - \vec{\nabla} \cdot (n\bar{D}) \quad (II.9)$$

On la vitesse de dérive \vec{V}_d et le tenseur de diffusion \bar{D} peuvent être obtenus dans le cadre de l'approximation du champ électrique local (A.C.L.)

Bœuf a utilisé ce modèle en régime stationnaire dans une géométrie bidimensionnelle pour décrire

une décharge continue dans l'hélium à une pression de 1 Torr.

Ce type de modèle utilisant l'hypothèse de l'équilibre local ne peut donner une représentation correcte des processus d'ionisation dans la décharge, plus particulièrement l'ionisation due aux électrons primaires qui gagnent leur énergie dans la chute cathodique (où règne un fort champ électrique) et la dépose sous forme de collisions inélastiques dans la lueur négative.

II.3.3.3 Modèle d'ordre 2 :

Pour améliorer cette description des phénomènes d'ionisation, on peut ajouter aux équations de continuité et de transport de la quantité de mouvement une équation de bilan d'énergie, obtenue en multipliant l'équation de Boltzmann par l'énergie totale puis en l'intégrant dans l'espace des vitesses.

$$\frac{\partial n\epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\epsilon\vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{P} \cdot \vec{u}) - nq\vec{E} \cdot \vec{u} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \int \frac{1}{2}mw^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} dw \quad (\text{II.10})$$

$$\text{Où } \vec{Q} \text{ est le flux de chaleur : } \vec{Q} = \frac{m}{2} \int (\vec{w} - \vec{u}) \leftrightarrow (\vec{w} - \vec{u}) \quad (\text{II.11})$$

Pour fermer ce système, on utilise généralement les hypothèses suivantes.

- Le terme de flux de chaleur est négligé $\vec{Q} = \vec{0}$.
- l'énergie thermique est grande devant l'énergie de dérive.
- le tenseur de pression cinétique est isotrope $\vec{P} = nkT\vec{I}$. Ceci n'est pas correct pour les électrons présents dans la chute cathodique car ils possèdent dans cette zone des vitesses très orientées.

Le troisième moment de l'équation de Boltzmann va nous permettre d'obtenir l'énergie moyenne des électrons, le terme source d'ionisation de l'équation de continuité ne dépendra plus du champ électrique local E/P mais de l'énergie moyenne des électrons: $S_{iz} = ne v_{iz}(\epsilon)$ [34]. Ceci consiste donc à supposer que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale des électrons (Approximation de l'énergie moyenne locale A.E.L.). Cette hypothèse est raisonnable dans la colonne positive d'une décharge luminescente mais n'est plus valable dans la région cathodique. Dans cette zone, l'ionisation dépend principalement de la queue de la distribution et ne peut donc être correctement décrite à l'aide de l'énergie moyenne qui est déterminée principalement par les électrons froids.

II.4 Modèle à deux populations d'électrons :

Dans ce type de modèle fluide, la fonction de distribution électronique est divisée en deux Parties :

- les électrons froids du plasma forment le corps de la fonction de distribution et sont traités grâce à l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale. Ils sont donc décrits à l'aide des deux ou trois premiers moments de l'équation de Boltzmann.
- Les électrons rapides forment quant à eux un faisceau mono énergétique et sont donc décrits par une équation de continuité et une équation d'énergie.

Ce type de modèle surestime la pénétration des électrons rapides ainsi que leur ionisation dans la lueur négative mais il donne néanmoins des résultats physiquement raisonnables. [33]

II.5 Model hybrid de fluide Monte-Carlo :

Dans les modèles fluides à une ou deux populations d'électrons. La principale difficulté pour obtenir une bonne modélisation du plasma est de trouver une description réaliste des différents mécanismes d'ionisation. Les différentes approximations A.C.L. ou A.E.L, ne sont physiquement acceptables que dans la colonne positive alors qu'un modèle à deux populations d'électrons a tendance à surestimer l'ionisation dans la lueur négative.

Une solution à ce problème a été développée depuis quelques années. Elle consiste à utiliser un modèle hybride : Le modèle est toujours constitué de deux populations d'électrons mais le terme source d'ionisation des électrons rapides sera calculé à l'aide de la méthode de Monte Carlo, en connaissant l'évolution spatio-temporelle du champ électrique grâce à l'équation de Poisson.

II.6 Modèle chimique et thermique :

II.6.1 Modèle chimique :

Généralement, un modèle chimique est constitué d'un système d'équations de continuité décrivant chacune l'évolution des concentrations de chaque espèce(i), chargée ou non, présente dans le plasma.

$$\frac{\partial \bar{n}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{n}_i \vec{V}) = S_i + P_i \quad (\text{II.12})$$

Où : \vec{V} est la vitesse du gaz porteur

S_i : est une tenue source incluant la production d'espèce (i) :

- par impact électronique sur une autre espèce.
- par réactions entre deux autres espèces.

P_i : est un terme de perte de l'espèce (i) incluant la production d'une autre espèce:

- par impact électronique sur l'espèce (i).

- par réactions entre l'espèce (i) et les autres espèces

Il faut remarquer que l'ensemble des équations pour les espèces non chargées constitue l'équation de continuité du gaz porteur si l'on couple un modèle chimique avec un modèle thermique. S'est servi de ce modèle en négligeant le gradient spatial. Il est couplé à une résolution directe de l'équation de Boltzmann pour déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons et la densité des états vibrationnels dans un gaz d'azote en supposant le champ électrique réduit E/N constant (similaire à des zones de colonne positive). [33]

II.6.2 Modèle thermique ou hydrodynamique :

Ce modèle permet de décrire l'évolution du gaz porteur (gaz électriquement neutre) à l'intérieur de l'enceinte. Il se compose généralement des 3 équations DC la mécanique des fluides (équations de conservation de la densité, équation DC Navier-Stokes et bilan d'énergie) plus une équation d'état (généralement l'équation des gaz parfaits) permettant ainsi de calculer en chaque point et à chaque instant la vitesse d'écoulement, la densité, la température et la pression du gaz porteur.

Dans le cas d'un gaz faiblement ionisé, elles peuvent s'écrire sous la forme :

- L'équation de conservation de la densité :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}) = 0 \quad (\text{II.13})$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes)

$$\frac{\partial (mN\vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (mN\vec{V})\vec{V} = -\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{P}} + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}} + \vec{C} \quad (\text{II.14})$$

- L'équation d'énergie :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon\vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \bar{\bar{P}}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \bar{\bar{\tau}}) + \phi_e \quad (\text{II.15})$$

$\bar{\bar{P}}$ est le tenseur de pression cinétique ($\bar{\bar{P}} = NkT\bar{\bar{I}}$), $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{C} Le terme de transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les particules neutres, \vec{Q} le flux de chaleur résultant du gradient de température et ϕ_e , le terme source d'injection d'énergie.

Ce type de modèle a été utilisé en régime stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) par J.L Marchand [34] pour modéliser les plasmas.

II.7 Modèle mathématique étudié dans ce mémoire :

$$\frac{\partial \vec{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_k) = \vec{S}_k \quad (\text{II.16})$$

Ou

\vec{n}_k : Densité d'électron

$\vec{\Gamma}_k$; le flux de particules

\vec{S}_k ; le terme source qui dépend de l'ionisation:

$$\vec{\Gamma}_k = \vec{n}_k \cdot \vec{u}_k = Z \cdot (\vec{n}_k \cdot \vec{u}_k \vec{E} - \vec{\nabla} n_k \cdot \vec{D}_k) \quad (\text{II.17})$$

$$Z = \begin{cases} -1 & \text{pour les électrons } e^- \\ +1 & \text{pour les ions } + \end{cases}$$

Avec :

μ_k : Charge espèces de mobilités.

D_k : Coefficient de diffusion.

E : Champ électrique.

$$\frac{\partial (n_e \varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_\varepsilon) + \vec{E} \vec{\Gamma}_e = \vec{S}_\varepsilon \quad (\text{II.18})$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -n_e \mu_\varepsilon \vec{E} - \vec{\nabla} n_\varepsilon \vec{D}_\varepsilon \quad (\text{II.19})$$

Avec :

ε : Énergie moyenne d'électron.

$\vec{\Gamma}_\varepsilon$: Énergie moyenne de flux.

μ_ε Et D_ε : la mobilité d'électron et de coefficient de diffusion pour le flux d'électron respectivement.

$$\Delta \vec{V} = \frac{q}{\varepsilon_0} (ne - ni) \quad (\text{II.20})$$

$$\text{Avec : } \vec{E} = -\vec{\nabla} \vec{V} \quad (\text{II.21})$$

V : potentiel électrostatique.

q : charge d'électron.

ε_0 : Permittivité du vide.

Dans le réacteur DBD la surface de la charge d'accumulation est produite dans la surface du diélectrique qui est adjacent avec l'épaisseur où se trouve le plasma [35].

Ce phénomène s'explique par les conditions aux limites suivant :

$$\begin{cases} \vec{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho \\ \vec{n}(\vec{E}_1 \cdot \varepsilon_1 - \vec{E}_2 \cdot \varepsilon_2) = \rho \end{cases} \quad \text{L'équation de continuité} \quad (\text{II.22})$$

\vec{E}_1 et \vec{E}_2 : Représentent le champ électrique dans le gaz diélectrique.

ε_1 et ε_2 : les permittivité relative du gaz et du diélectrique respectivement.

Les conditions aux limites du flux d'électron est :

$$-n\vec{\Gamma}_e = \frac{1}{2}\vec{V}_{e,th}n_e - \sum_p \lambda_p(\vec{\Gamma}_p)$$

$$\vec{V}_{e,th} = \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} \quad [41] \quad (\text{II.23})$$

$\vec{V}_{e,th}$: La Vitesse thermique d'électron.

K : constante de Boltzmann.

m_e : masse d'électron.

Le deuxième terme de l'équation (II.23) est le gain d'électron qui est due à l'effet de l'émission secondaire.

λ_p : c'est le coefficient de l'émission secondaire.

$$\text{L'énergie flux d'électron est : } -\vec{\Gamma}_e n \varepsilon = \left(\frac{5}{6}\vec{V}_{e,th}n_e \varepsilon\right) - \sum_p \varepsilon_p (\vec{\Gamma}_p \cdot n) \quad (\text{II.24})$$

Le deuxième terme de l'équation (II.24) est l'émission secondaire de l'énergie du flux.

ε_p : L'énergie moyenne secondaire d'électron.

II.8 La chimie de plasma :

Le document de référence [34] propose une chimie plasma simpliste pour l'hélium consistant seulement 3 réactions et 4 espèces :

Réaction	Formule	Type	$\Delta\varepsilon(eV)$
1	$e + He \rightarrow e + He$	Elastique	0
2	$e + He \rightarrow e + Hes$	Excitation	19.5
3	$e + Hes \rightarrow e + He^+$	L'ionisation	24.5

Tableau II.1 : processus de collision importants dans la décharge d'Hélium [34].

En plus des réactions volumétriques, les réactions superficielles suivantes sont mises en œuvre :

Réaction	Formule	Coefficient d'adhérence
1	$Hes \rightarrow He$	1
2	$He^+ \rightarrow He$	0

Tableau II.2 : la réaction de la surface [34]

II.9 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle macroscopique simple de la décharge contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique, et les différentes équations déduites du modèle. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann. La mise au point de ce modèle est très difficile à cause de la capacité des calculateurs. C'est la raison pour laquelle, nous avons présenté les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couplée de façon auto cohérente à l'équation de Poisson. Il s'agit de l'équation de continuité et de transfert de la quantité de mouvement. Dans le prochain chapitre nous présentons la méthode numérique de résolution de ces équations, ainsi que les résultats obtenus.

Chapitre III : Résultats de simulation et interprétations

III.1 Introduction

Dans ce travail, un modèle 2D à la décharge à barrière diélectrique DBD a été étudié et simulé à la pression atmosphérique (APP) avec un gaz de l'hélium est présenté. Ce modèle résout les caractéristiques électriques, les variations spatiotemporelle du champ électrique et les densités des particules, les caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique et l'étude du comportement de la décharge en fonction des différents paramètres. En utilisant le logiciel COMSOL-Multiphysics.

La simulation est effectuée avec une décharge à barrière diélectrique plasma créé, en utilisant une tension de 6 kV, avec un espace inter-diélectrique de 1 mm et une fréquence de 3kHz.

III.2 COMSOL Multiphysics :

Le COMSOL Multiphysics 4.3b, est un outil très employé dans des secteurs divers de recherche, car il facilite les étapes de modélisation et de simulation, soit : la définition de la géométrie, des propriétés physiques des matériaux présents et des conditions aux frontières, le maillage, la résolution et l'affichage des résultats. Par ailleurs, l'utilisation de logiciel ne demande pas de connaissances approfondies dans les mathématiques ou les analyses numériques. [36]

III.2.1 L'interface graphique de COMSOL :

Au démarrage du logiciel, le navigateur de modèle apparaît. En sélectionnant l'option 'Module Plasma' pour construire une géométrie surfacique et spécifier les conditions aux limites et les propriétés physiques, COMSOL procède à l'exécution des étapes. (Figure III.1)

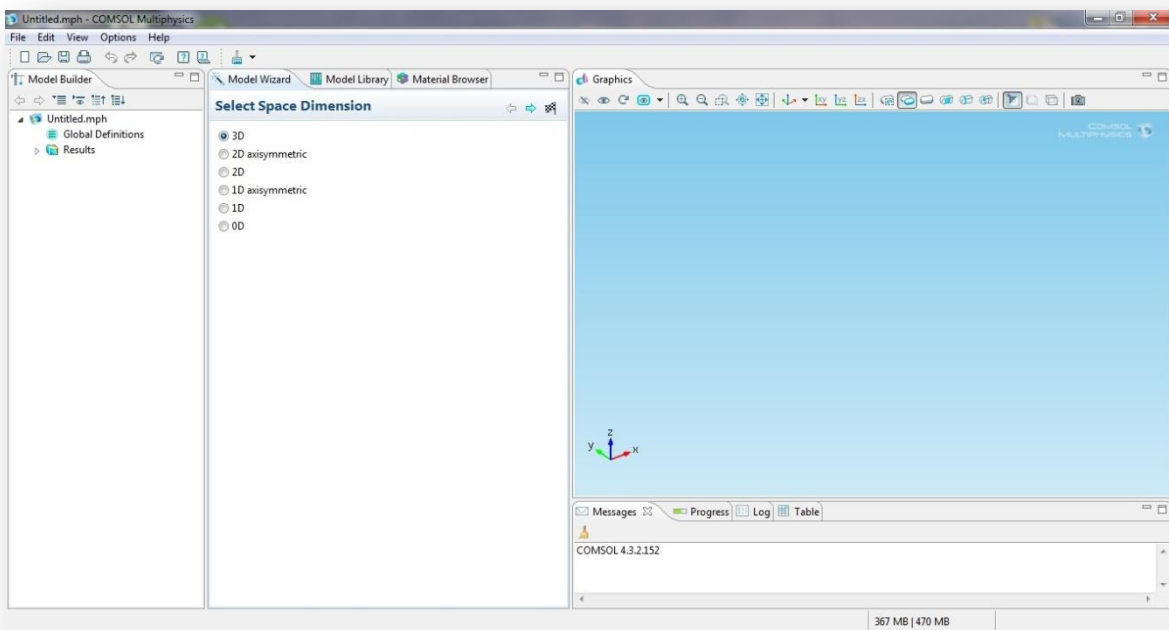


Figure III.1 Fenêtre de démarrage de logiciel

Après on choisit « select space Dimension» pour préciser les dimensions du travail (0D, 1D ,1D Axisymétrique, 2D, 2D axisymétrique ou encore en 3D).(Figure III.2)

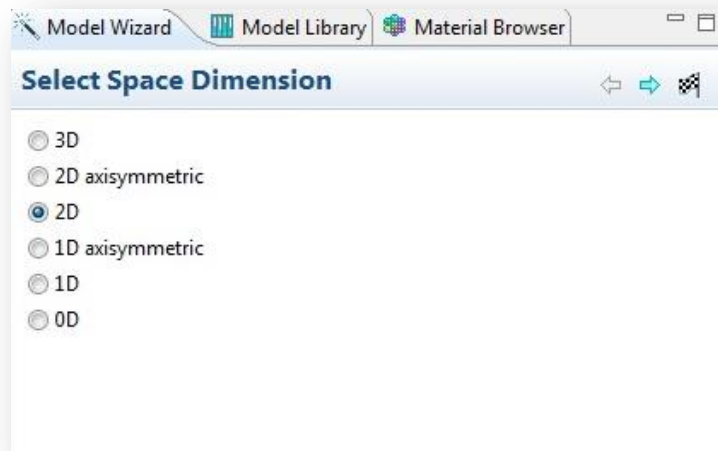


Figure III.2. Fenêtre de « SELECT SPACE DIMENSION »

Dans cette étape, on choisit le type de champs physique du modèle (PHYSICS). Pour notre cas on choisit « DC Décharge » (Figure III.3)

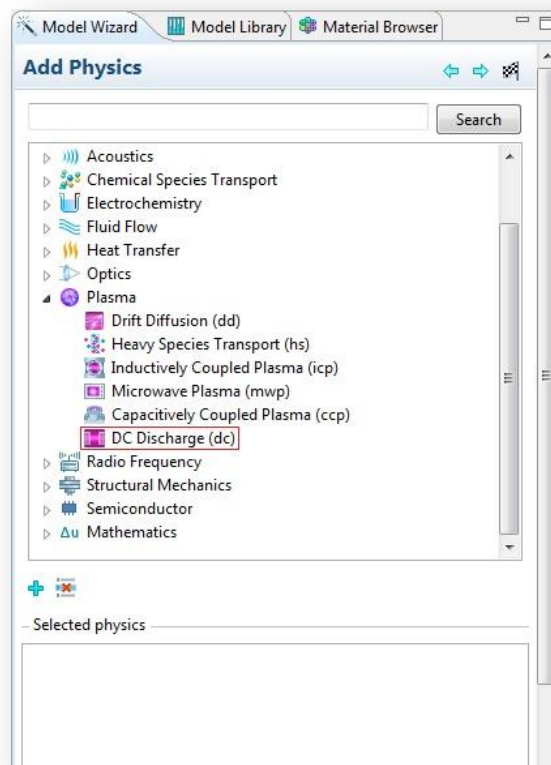


Figure III.3.Fenêtre de « ADD PHYSICS(MODEL) »

La prochaine étape est de sélectionner le type d'étude qu'on doit appliquer « SELECT STUDY TYPE ». Dans cette étude on choisit le type « Time Dependent ».(Figure III.4)

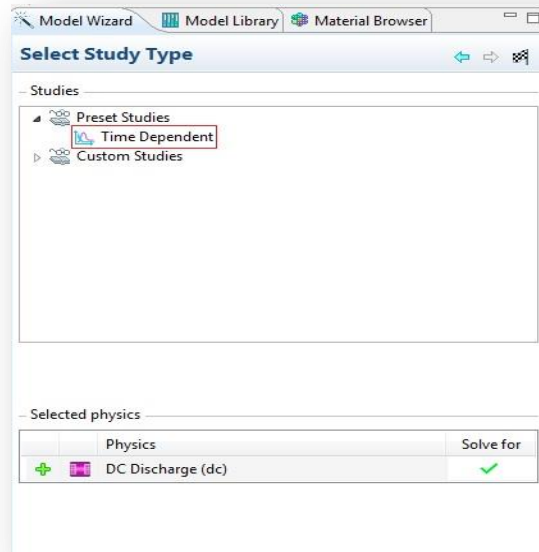


Figure III.4. Fenêtre “SELECT STUDY TYPE”

Ce logiciel utilise la méthode des éléments finis, la simulation de la décharge a barrière diélectrique peut se résumer dans les étapes successives suivantes : La première étape consiste à définir la géométrie entière en deux dimensions d'un réacteur par COMSOL. Une place importante dans le processus de modélisation crée la géométrie (Figure III.05)

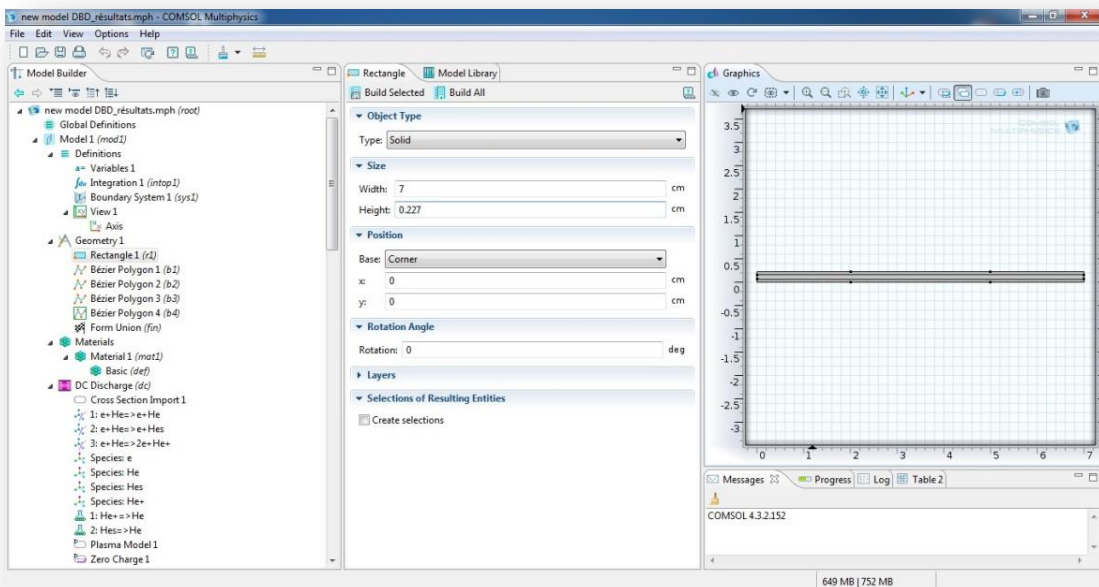


Figure III.5. Géométrie d'un réacteur

La deuxième étape porte sur la définition des propriétés électriques des matériaux présents.

Cela consiste à définir les permittivités relatives pour chaque partie du réacteur.(Figure III.6)

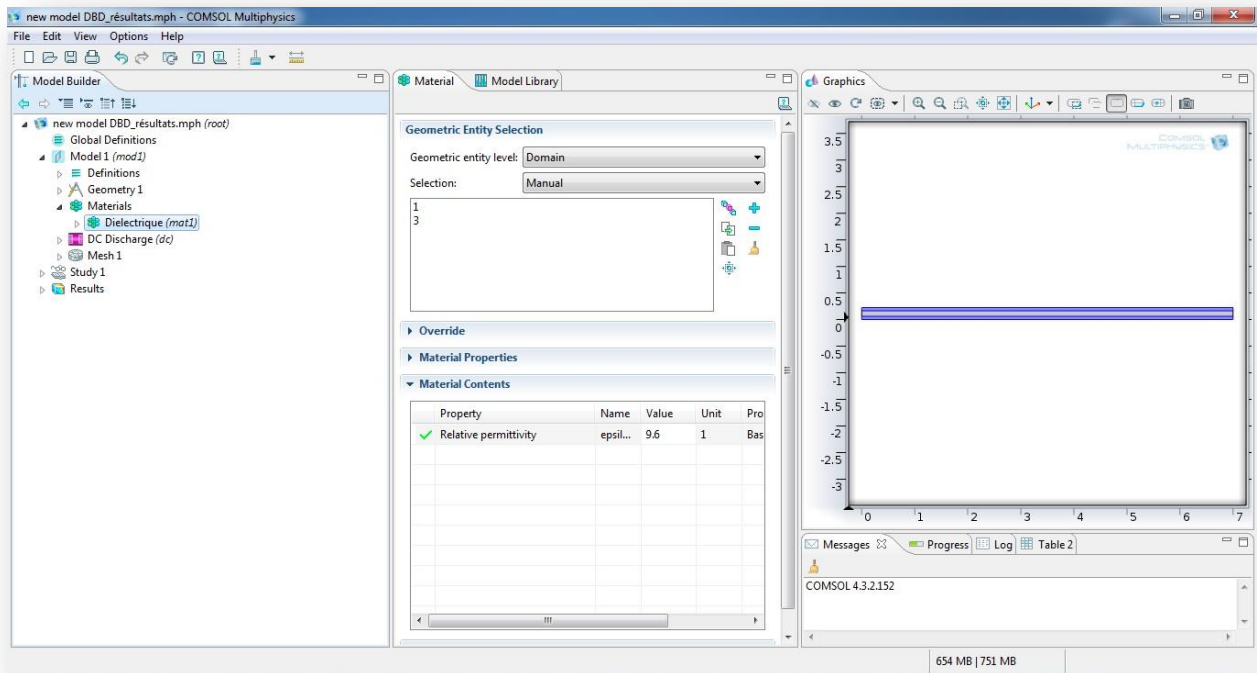


Figure III.6. Matériaux et permittivités relatives électriques pour chaque barrière.

COMSOL propose un maillage adéquat qui est plus dense autour des formes de petite dimension et un maillage moins dense ailleurs. Les dimensions de maillage peuvent aussi être modifiées manuellement selon le choix de l'utilisateur (Figure III.07)

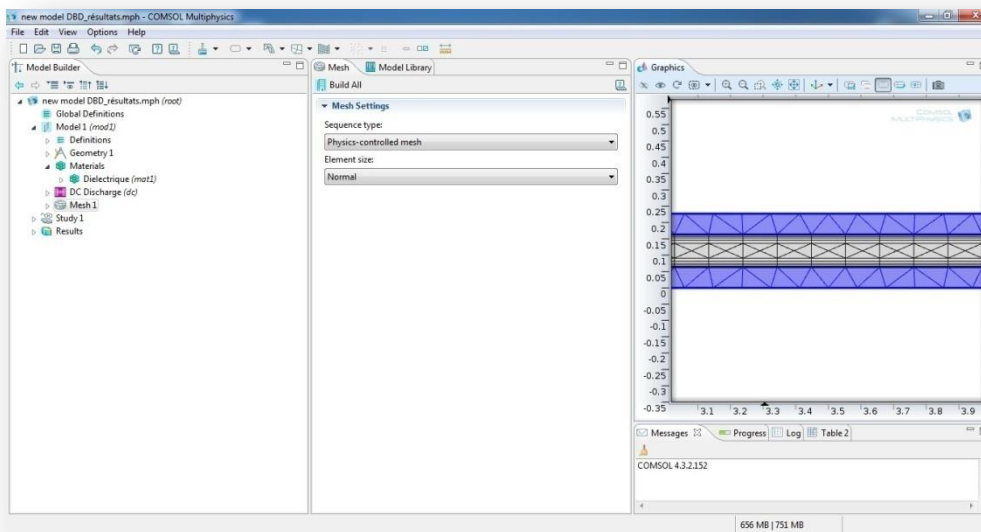


Figure III.7. Le maillage

La dernière étape consiste en l'affichage des résultats comme le potentiel et le champ électrique avec leurs modules, suivant chaque partie du réacteur et leurs répartitions spatiales.(Figure III.8).

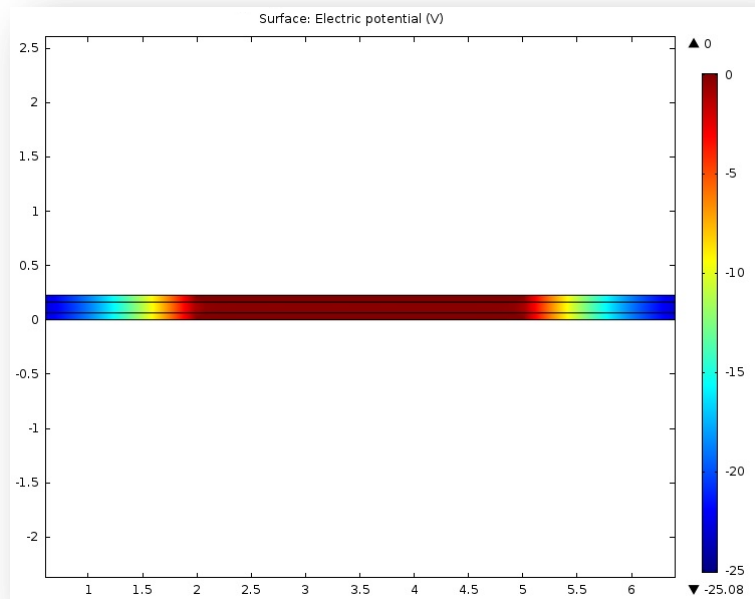


Figure III.8. Résultats de simulation

III.3 Modèle de notre étude

Dans notre cas, ce logiciel nous permet de créer une géométrie avec une certaine facilité. Nous créons ainsi un modèle en 2 dimensions de la DBD à l'échelle réelle (Figure III.09)

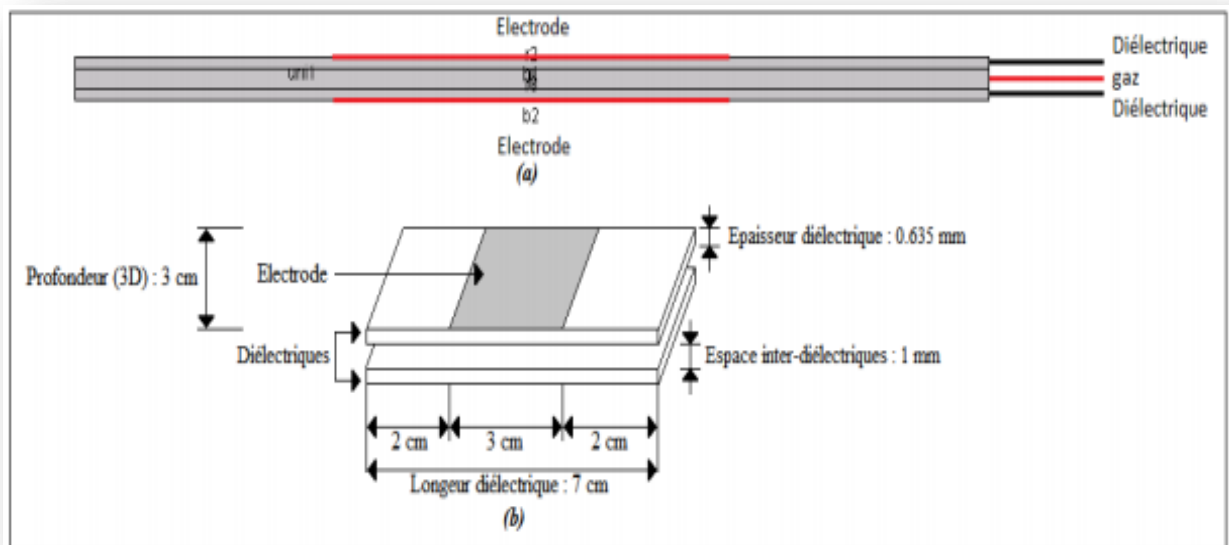


figure III.9.a)Modèle 2D de la DBD sous le logiciel Comsol, b) représentation du modèle Paramètre de simulations

III.4 Paramètres de la simulation :

Paramètres	Désignation
Gaz Vecteur	Hélium
Distance inter électrodes	1 mm
Amplitude de tension appliquée	6000 V
Fréquence d'excitation	3000 Hz
Surface et formes des électrodes	Rectangulaires (S=9mm ²)
Permittivité relative du diélectrique	$\epsilon_r = 9.6$
Epaisseur du diélectrique	0.635 mm
Pression du Gaz	P=1atm
Pas du temps	3e ⁻⁴ s

Tableau.III.1 Paramètres de la simulation

III.5 Résultats et interprétations :

III.5.1 Caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique :

Les résultats du modèle de fluide pour de Plasma de DBD sont les densités des différentes espèces (n_e , n_i), le champ électrique (E) en fonction de la distance inter électrodes et la variation du paramètre de permittivités diélectrique ϵ_r .

Cette simulation est effectuée à la pression atmosphérique à une température du gaz T=400K, une tension appliquée V=6000V avec une fréquence f=3000Hz et coefficient d'émission secondaire $\gamma_p = 0.01$ sont utilisés comme paramètres d'entrée dans cette modélisation.

(Figure.III.10) décrit l'évaluation du temps calculée da la caractéristique électrique pendant un cycle de période de tension appliquée, donc La courbe de courant montre un modèle de décharge typique de l'hélium, qui un pic de courant dans chaque demi-cycle de la tension appliquée.

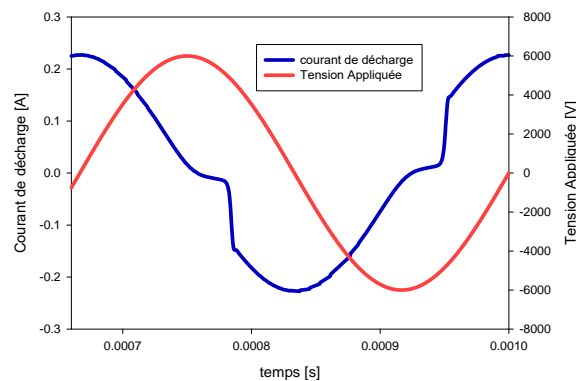


Figure III.10 Temps d'évolution de courant et de la tension appliquée.

III.5.2 Variation spatiotemporelle du champ électrique et les densités des particules :

Les courbes qui suivent sont relevés dans les mêmes conditions du tableau III.1, pour trois instants différents ($6.5e^{-4}s$, $8.5e^{-4}s$, $1e^{-3}s$).

III.5.2.1 Champ électrique :

La variation spatiotemporelle du champ électrique est indiquée par la figure III-11. On constate que lorsque le temps augmente, la zone de la colonne positive occupe plus de l'espace inter-électrodes et la zone de la gaine cathodique se contracte.

Lorsque le temps augmente la valeur du champ électrique diminue dans la gaine cathodique, et de plus en plus faible dans le reste de l'espace.

Cet élargissement et contraction des zones de la décharge, apparaissent sur la forme du champ électrique due au fait que lorsque le temps augmente, la zone où l'égalité des densités des espaces négatives et positives s'étend (élargissement de la zone du plasma neutre dans la colonne positive).

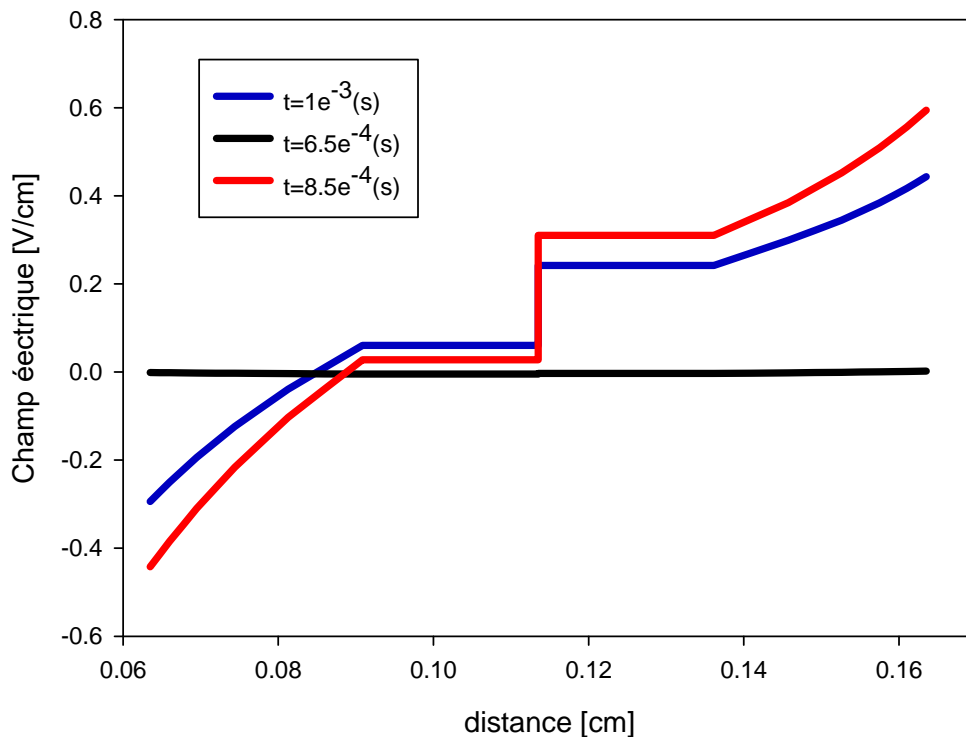


Figure III.11 Variation spatiotemporelle du champ électrique.

III.5.2.2 Variation spatiotemporelle des densités des particules :

D'après la figure III.12.a et la figure III.12.b, on remarque une augmentation progressive de la densité électronique et ionique avec le temps, la densité atteignent son maximum dans la colonne positive, puis elle augmente légèrement dans les gaines. Donc les électrons et les ions positives criés dans le volume de décharge, se déplacent sous l'effet du champ électrique, forment une densité de charge d'espace neutre assez forte se localise dans la moitié de l'espace inter-électrodes.

La figure III.12.c, montre l'évolution spatiotemporelle de la densité des métastables, la densité de ces espaces augmente avec le temps, elle est répartie uniformément sur l'espace inter-électrodes

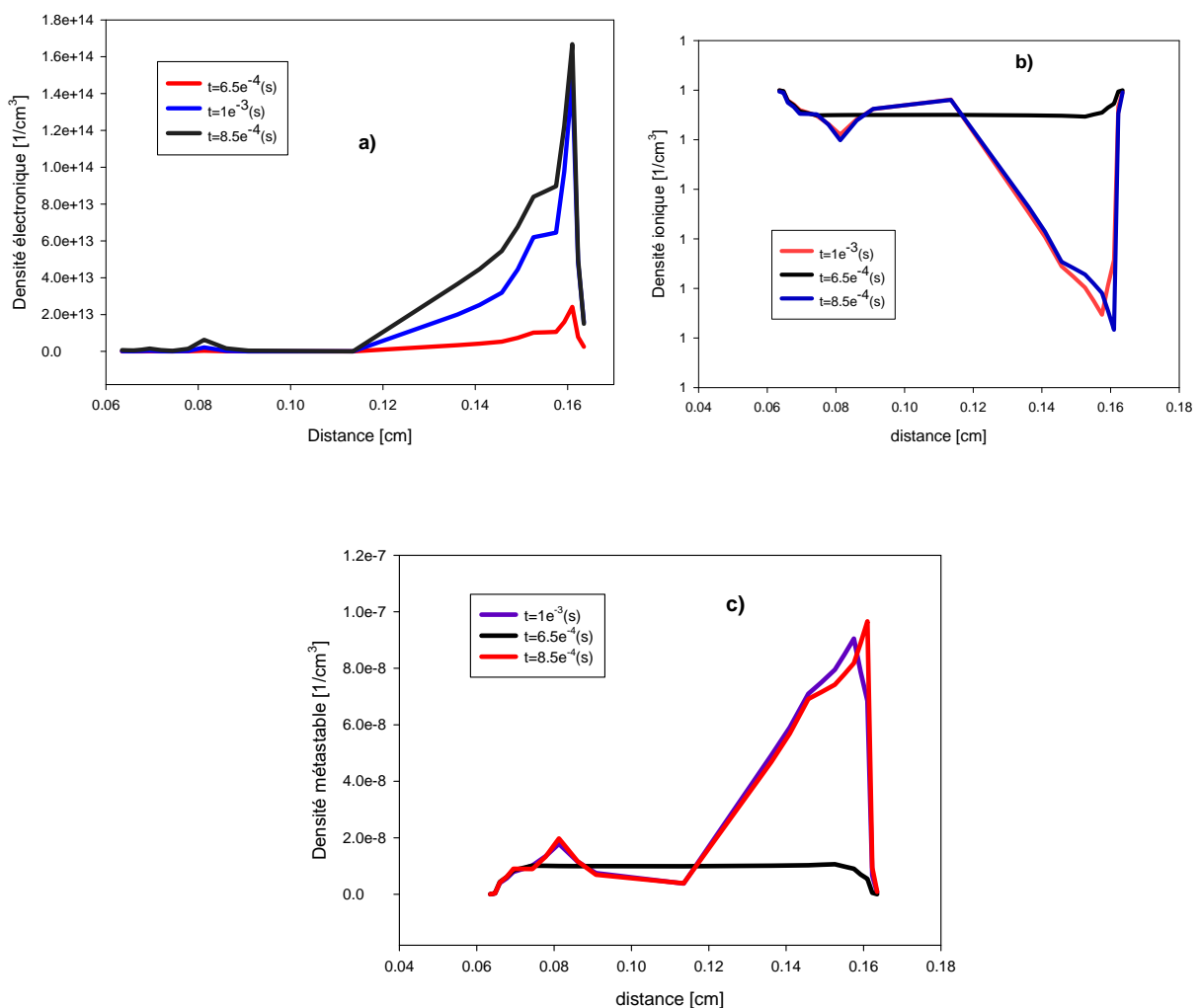


Figure III.12 Variation spatiotemporelle de : a) la densité électronique, b) la densité ionique, c) la densité métastable.

III.5.3 Les caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique :

III.5.3.1 Allumage de la décharge $t=0.0008s$:

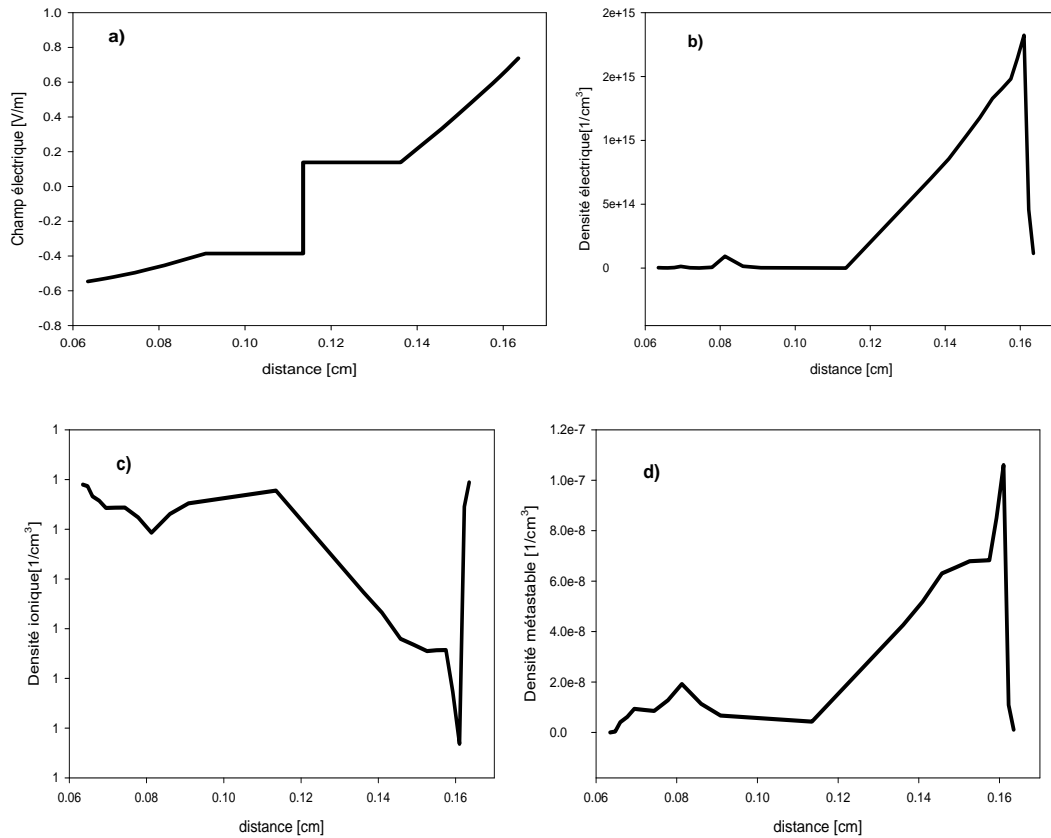
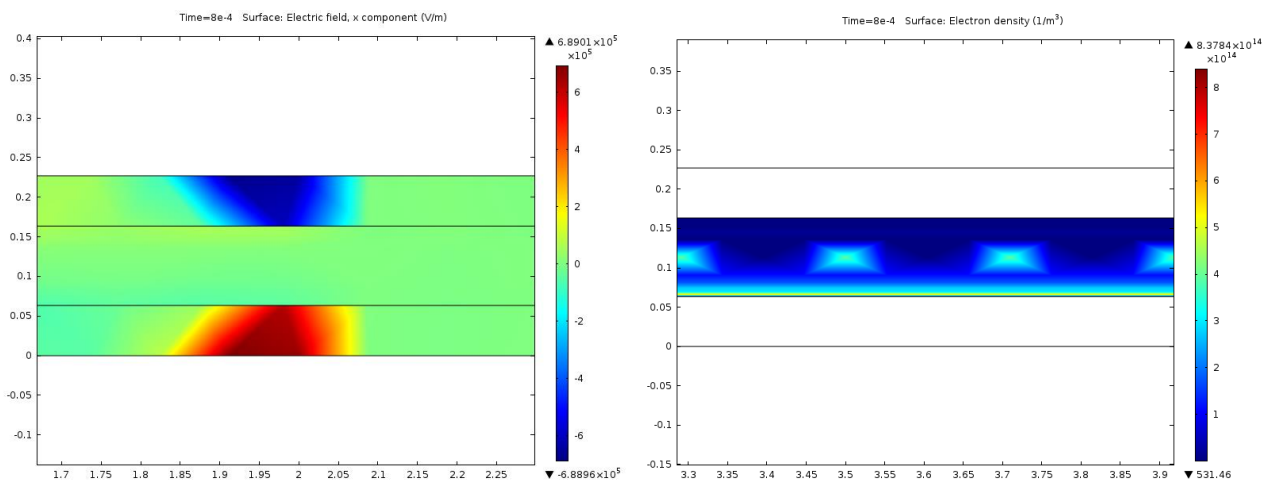


Figure III.13 Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0008s$.



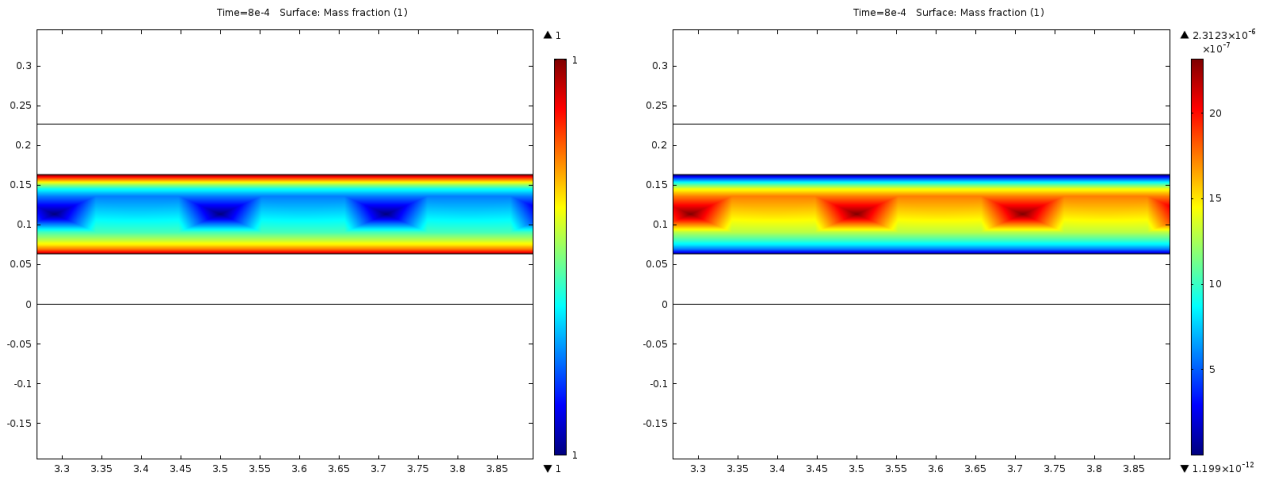


Figure III.14 défèrent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0008s$.

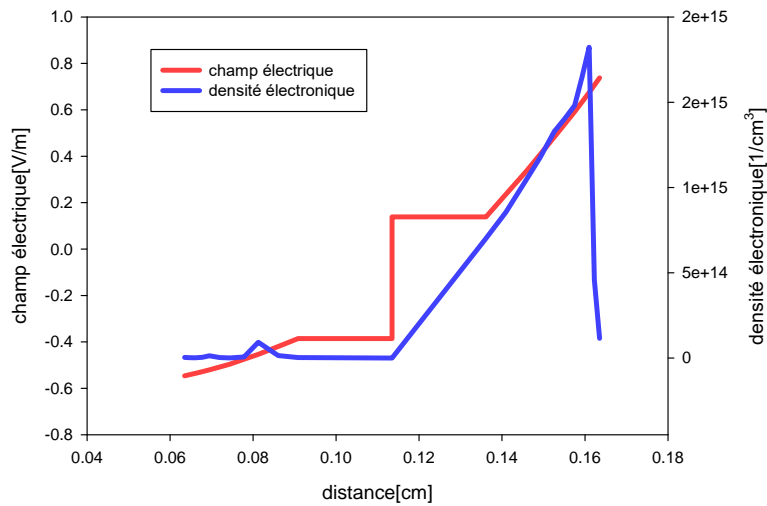


Figure III.15 Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l' instant correspondant à Allumage de la décharge $t=0.0008s$

D'après les Figure (III.13.14.15) montrent que le déplacement rapide des électrons induit une charge d'espace positive et provoquent une augmentation de champs électrique fort de l'ordre de 0.8V/m et une densité électronique l'ordre de $2e^{15} \text{ 1/cm}^{-3}$ ce qui provoque l'émission de la lumière par la décharge du courant résiduelle.

III.5.3.2 Maximum de courant à $t=0.00085s$:

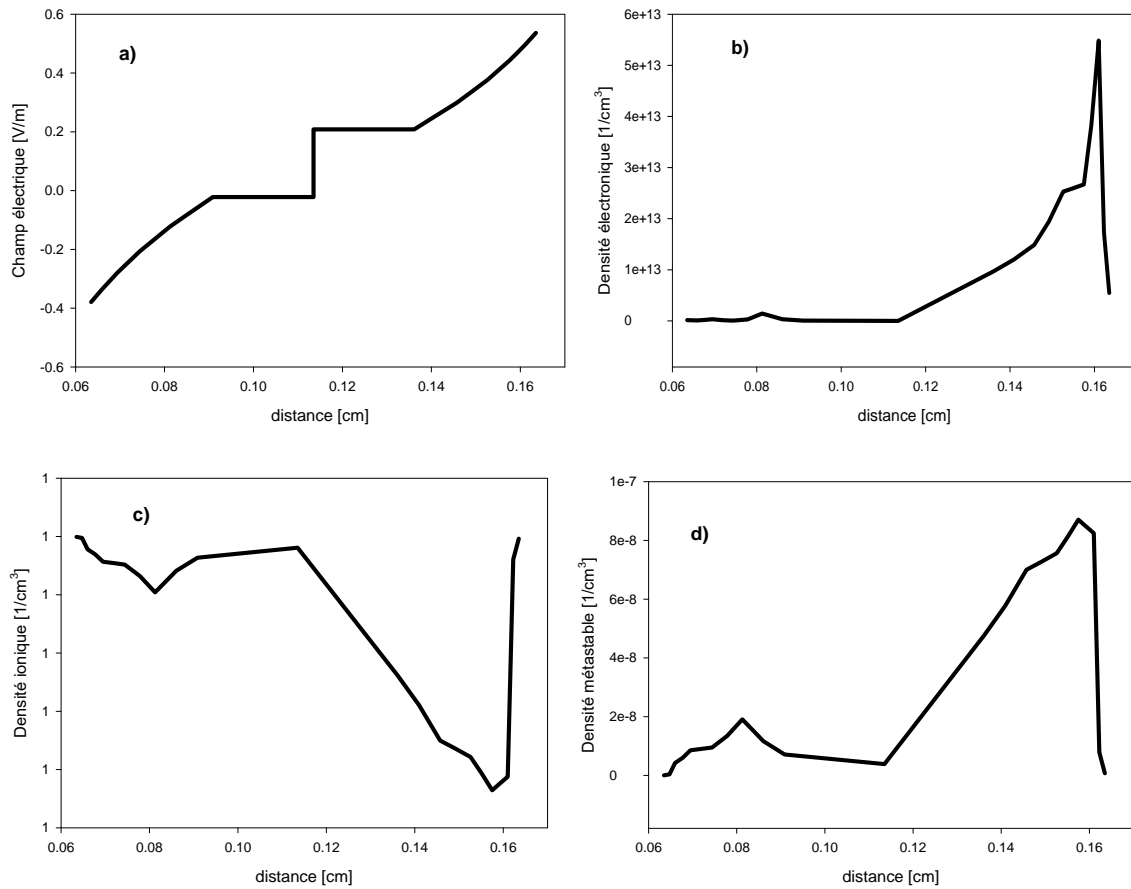
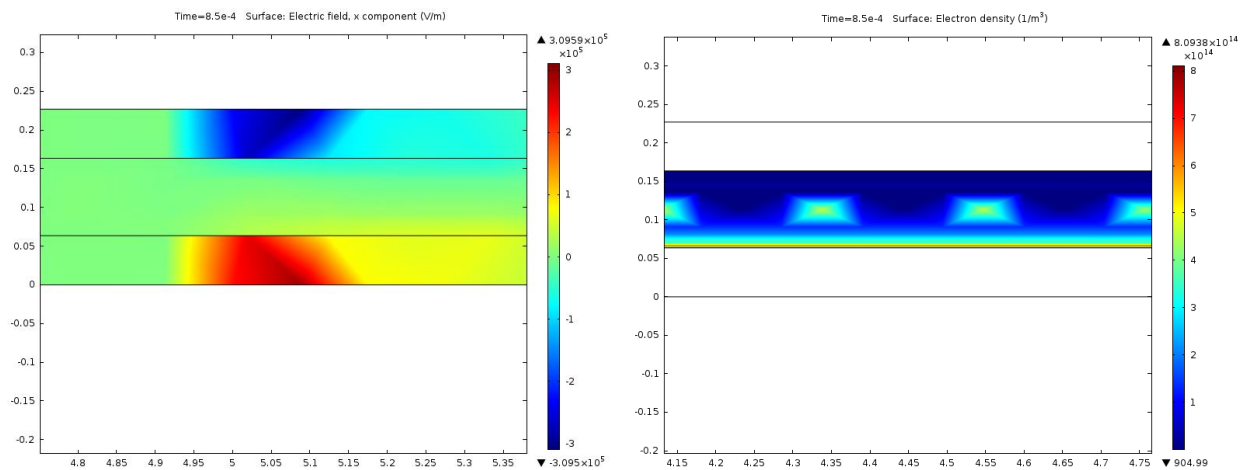


Figure III.16 Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à $t=0.00085s$



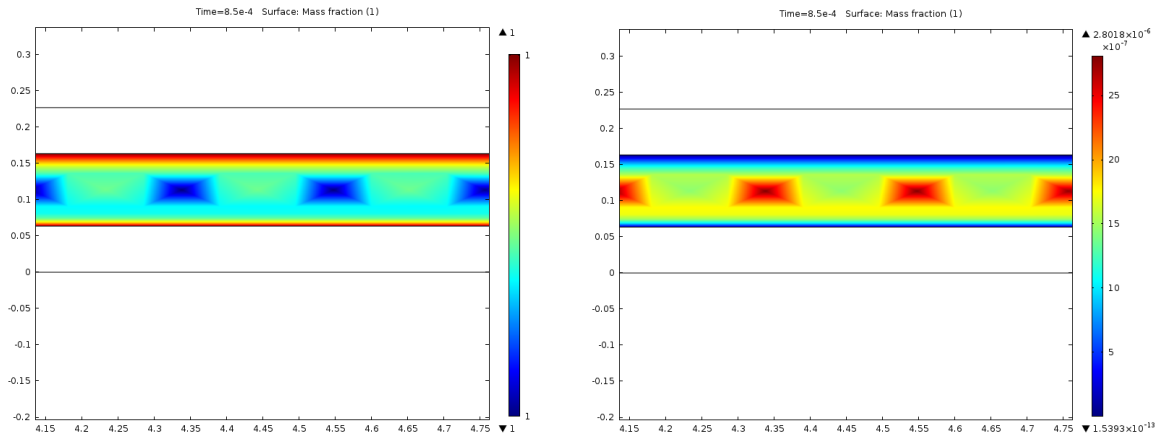


Figure III.17 *définent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.00085s$*

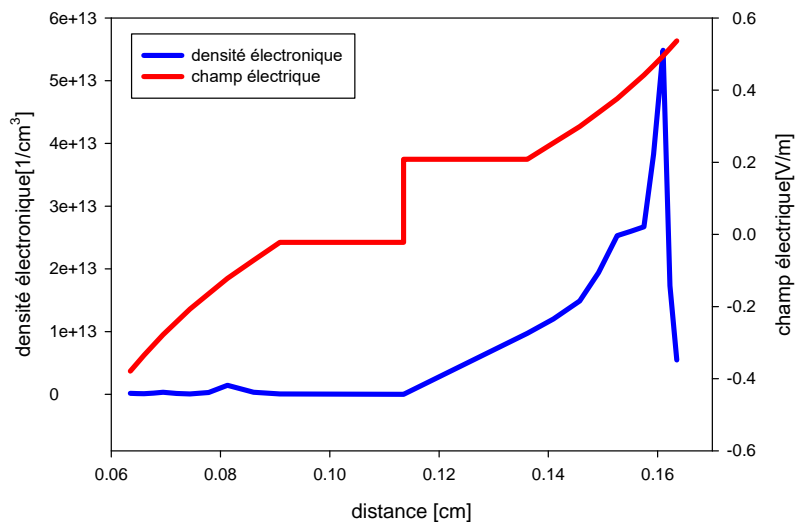


Figure III.18 *Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l' instant correspondant à maximum de courant à $t=0.00085s$*

D'après les figures(III.16.17.18) on remarque les variations spatio-temporelles du champ électriques et des densités électroniques et ionique correspondant à la deuxième alternance du courant at=0.00085s durant la première alternance représenté la caractéristique et similaire à celle d'une décharge luminescente établie à la basse pression.

A la cathode (à droite), le champ Electrique varie beaucoup et sa valeur maximale et de plus de 0.6 V/m Les ions atteint une densité de 1cm^{-3} alors que celle des électrons et un peut faibles c'est la gaine cathodique.

III.5.3.3 Extinction de la décharge à $t=0.0009$:

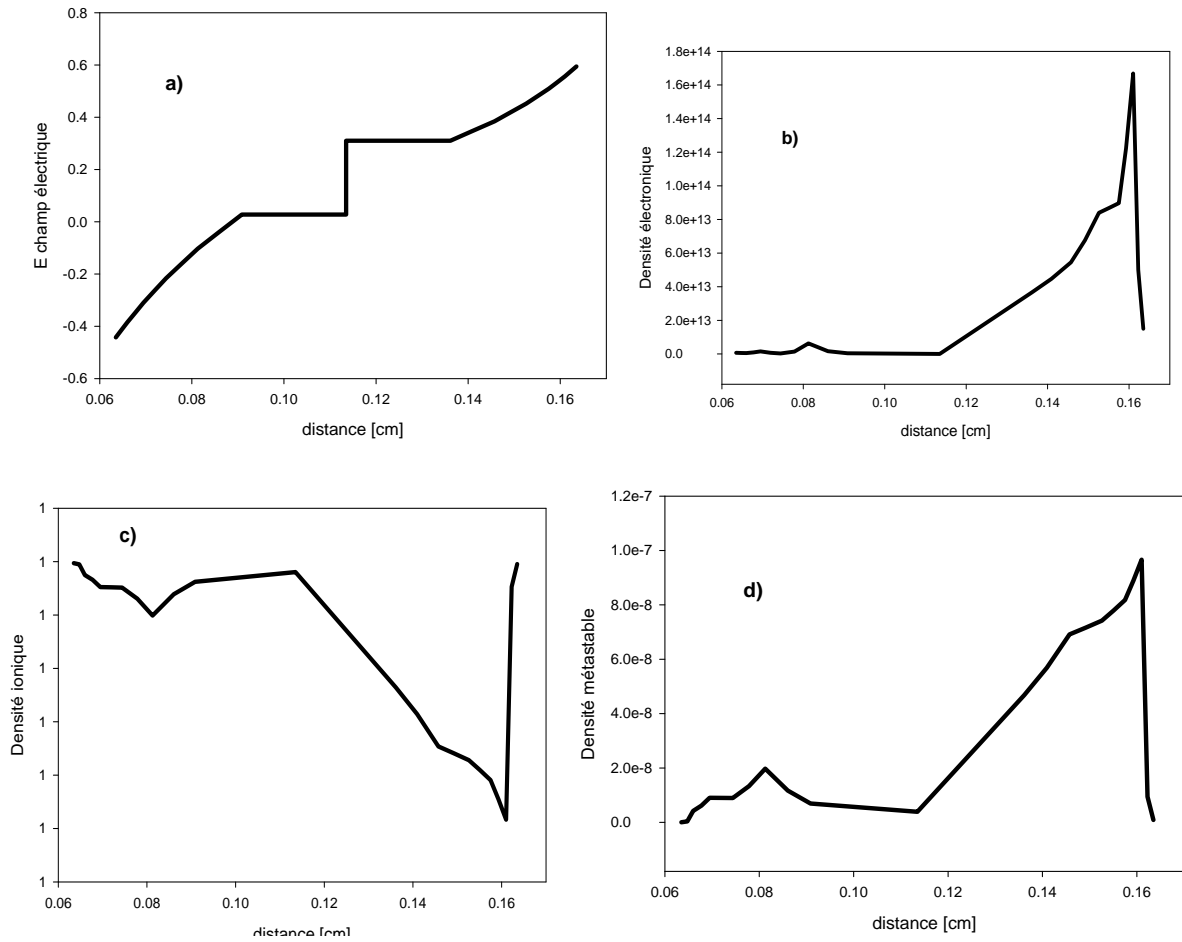
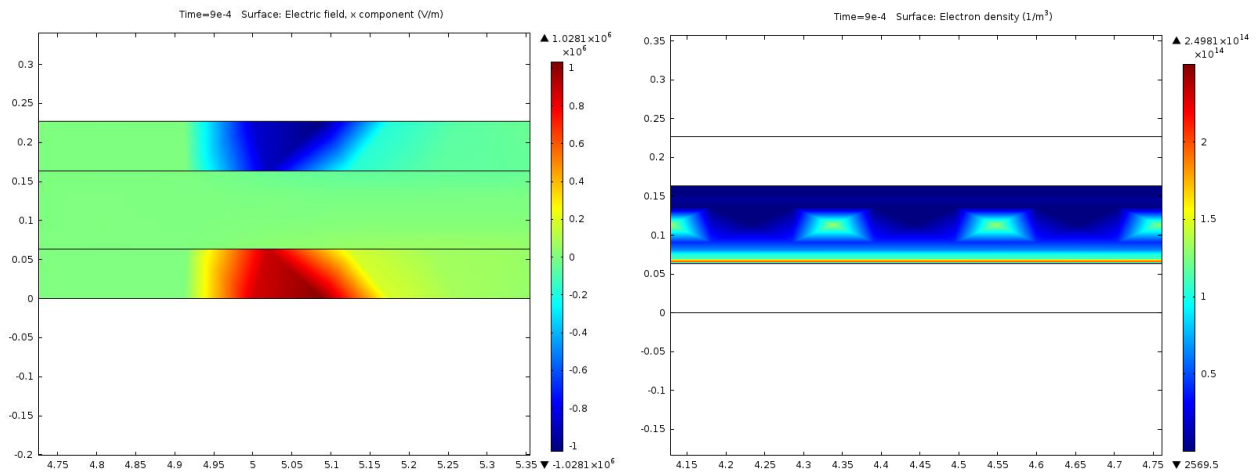


Figure III.19 Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0009$ s



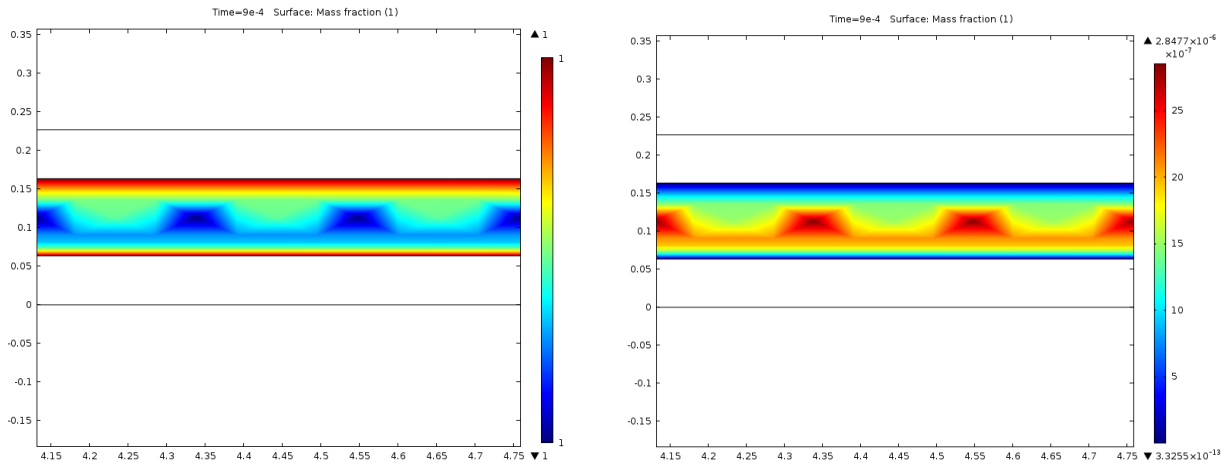


Figure III.20 *définent surfaces du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0009s$*

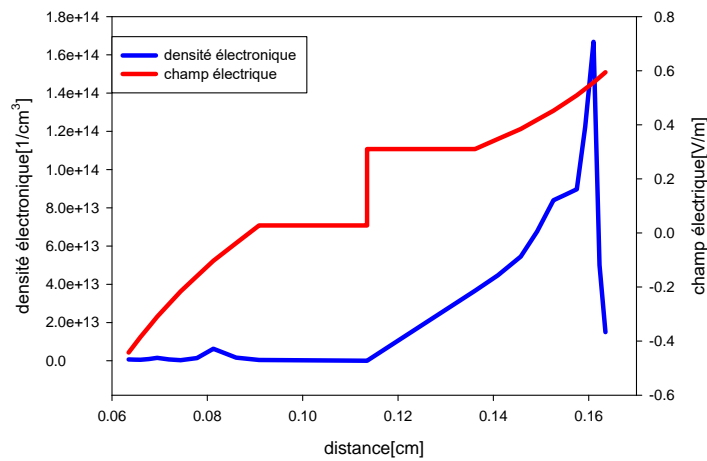


Figure III.21 *Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l' instant correspondant à l'extinction de décharge à $t=0.0009s$*

D'après la figure (III.19.20.21) nous avons représenté les variations spatiales du champ électrique et des densités électronique et ionique pendant et après le maximum de courant à $t=0.0009s$

Ces figures nous montrent que le régime de décharge observé au maximum de courant, persiste pendant la chute de ce dernier. Ainsi la chute cathodique s'élargit de plus en plus et la valeur maximale du champ diminue, cette élargissement se fait d'abord de l'espace sombre de Faraday et de la lueur négative puis de la colonne positive dans cette zone.

Les valeurs maximales des densités électronique et ionique diminuent dans la zone cathodique mais restent constantes dans la colonne positive.

III.5.4 Etude du comportement de la décharge en fonction des différents paramètres :

III.5.4.1 L'influence de la tension appliquée :

De la même manière que pour l'influence des paramètres précédents, nous avons effectué les calculs, dans des conditions de l'amorçage de la décharge résumées dans le tableau III-1, et en faisant varier l'amplitude de la tension appliquée de 5000V, 6000V et 6500V.

Les résultats dans les figures III.22 montrent augment la tension, le courant augment et quand on diminue la tension, le courant diminue donc le courant est proportionnel à la tension.

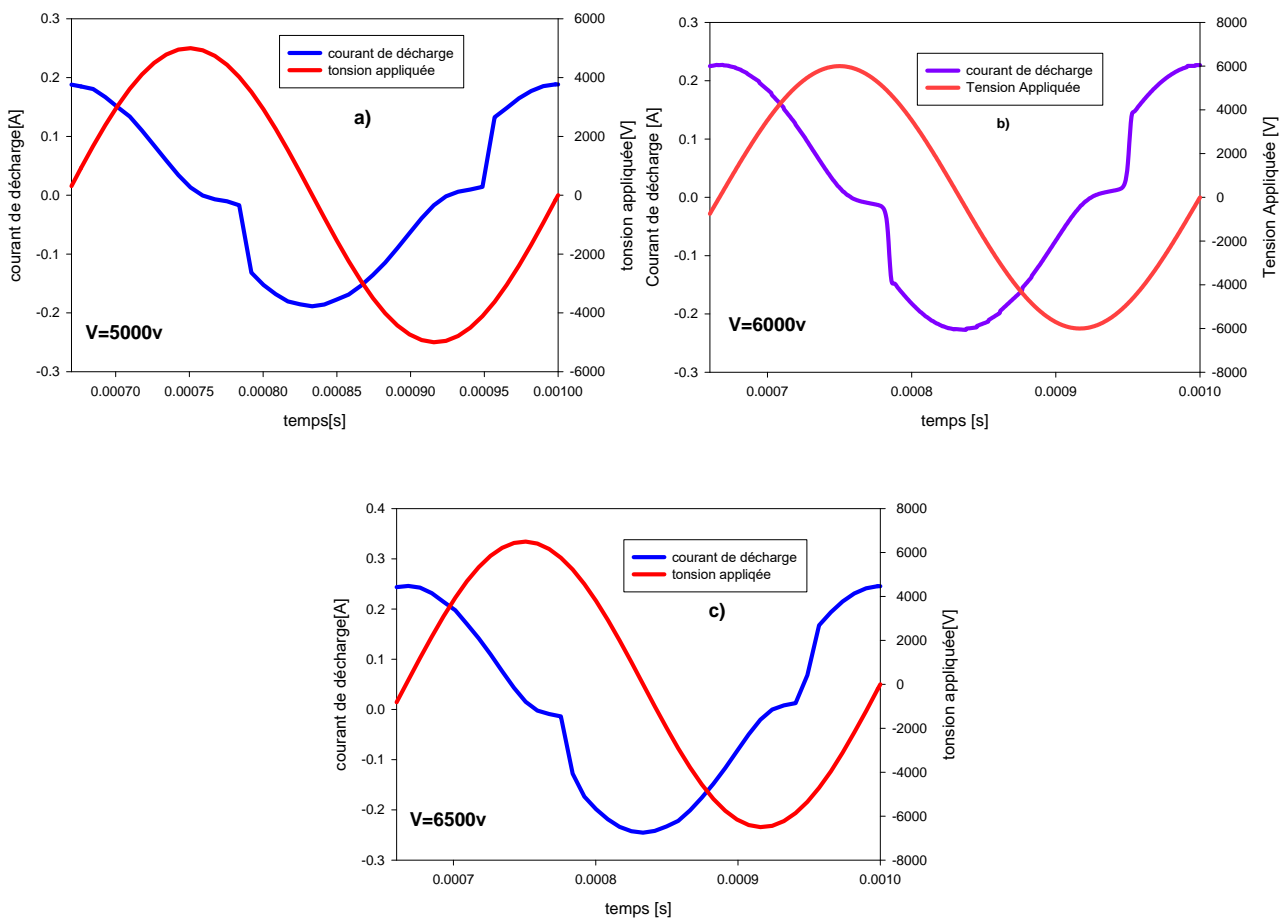


Figure III.22 Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) $V=5000v$, b) $V=6000v$, c) $V=6500v$

III.5.4.2 L'influence de la fréquence :

La fréquence est un paramètre dont l'influence est importante sur la stabilité de la décharge, et change le temps entre deux décharges. Pour étudier l'influence de ce paramètre sur le comportement de la décharge, on garde les mêmes conditions d'amorçage de la décharge du tableau III.1, et on fait varier la gamme de la fréquence d'excitation de 1000Hz, 2000Hz, 3000Hz.

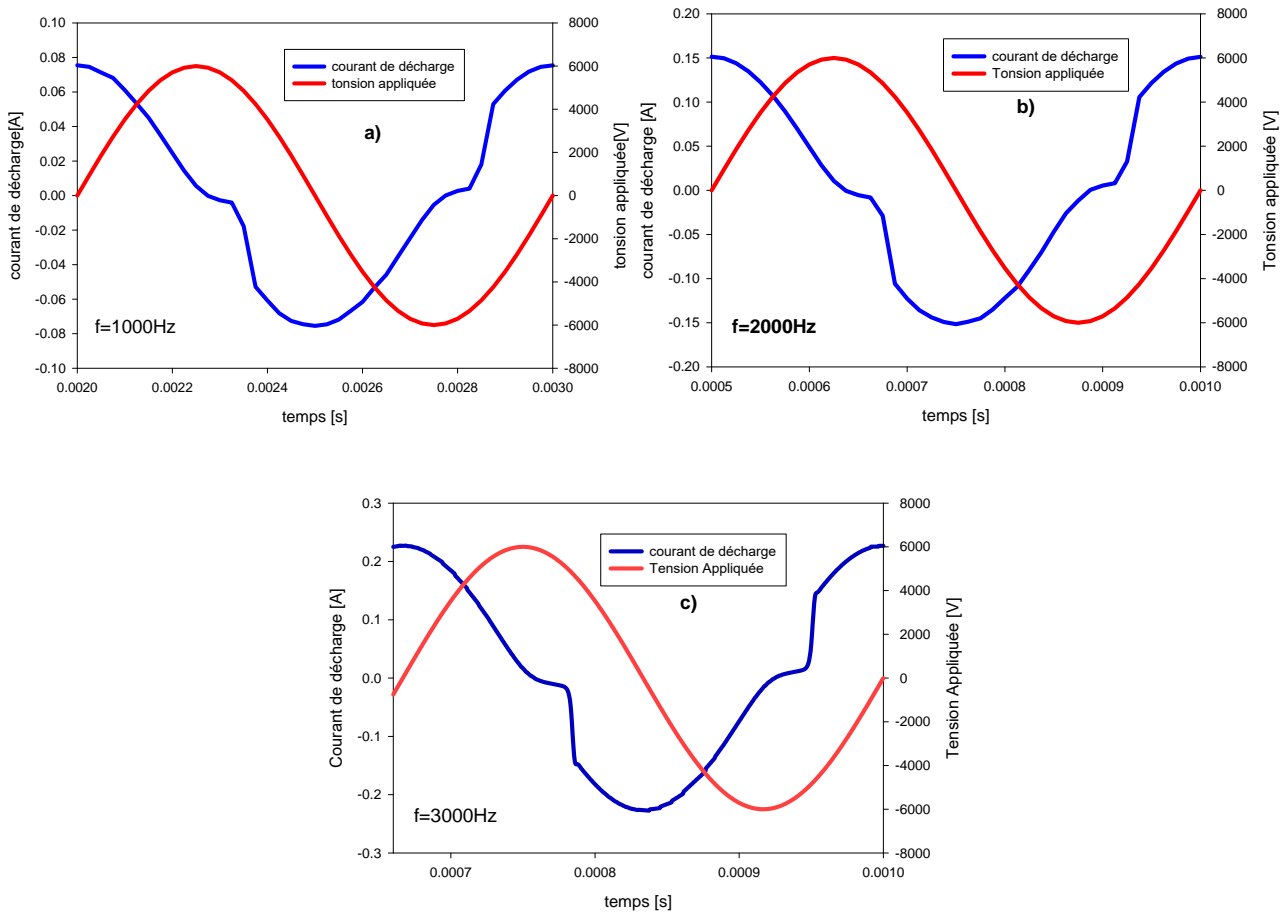


Figure III.23 Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) $f=1000\text{Hz}$, b) $f=2000\text{Hz}$, c) $f=3000\text{Hz}$.

Les résultats dans les figures III.23 montrent que à chaque fois qu'on augmente la fréquence, le courant augmente donc le courant est proportionnel à la fréquence.

III.5.4.3 L'influence de la constante diélectrique ϵ_r :

Le résultat de la simulation montre que la valeur de la constante diélectrique a un effet sur les caractéristiques électriques. Les caractéristiques actuelles présentent le courant maximum au demi-cycle de tension appliquée.

Les résultats obtenus dans les figures III.24 quand à chaque fois augmente la constante diélectrique ϵ_r le courant augmente ainsi que la durée augmente et quand on diminue la constante diélectrique ϵ_r le courant diminue.

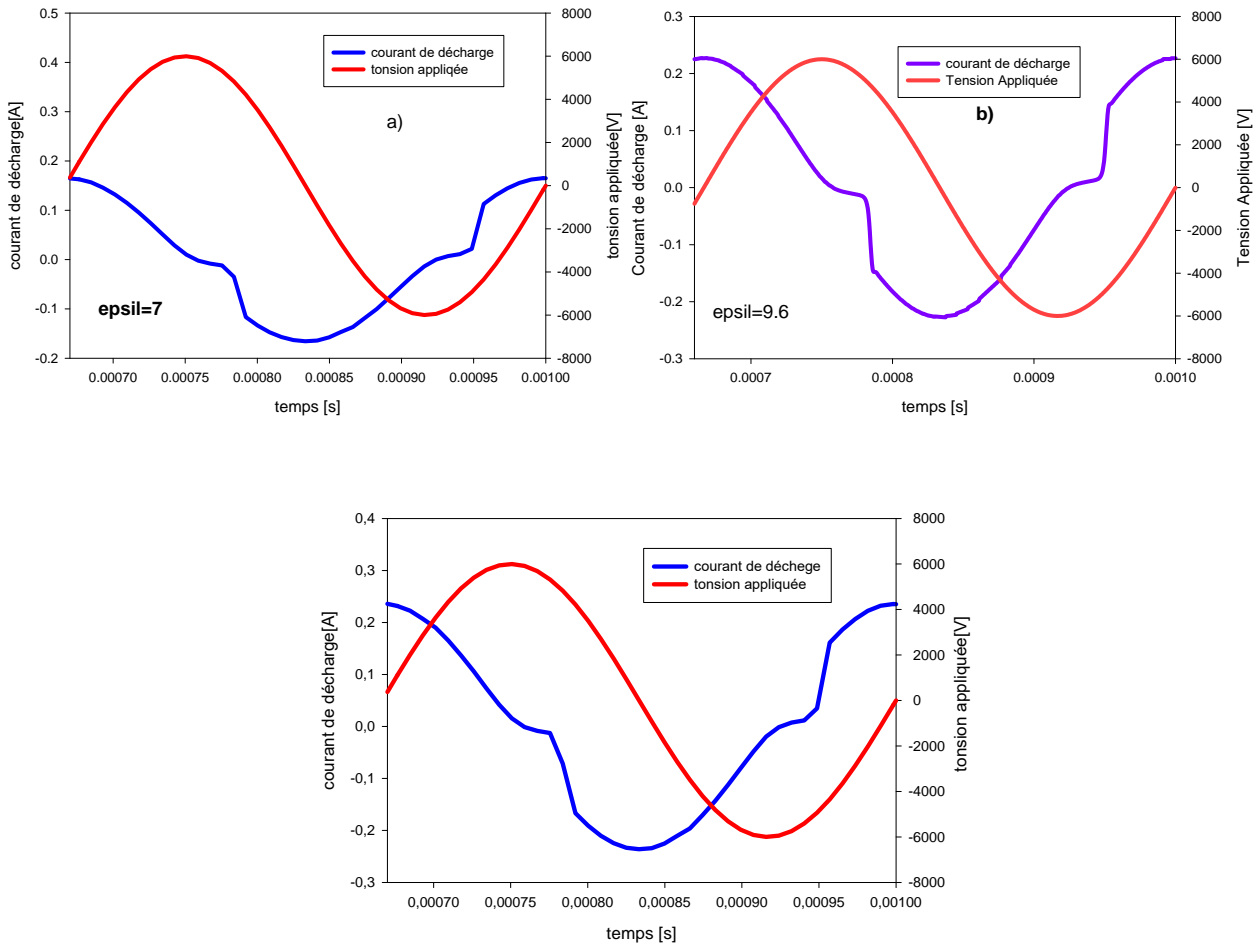


Figure III.24 Caractéristiques du courant de décharge et la tension appliquée a) $\epsilon_r=7$, b) $\epsilon_r=9.6$, c) $\epsilon_r=10$.

III.6 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de la simulation concernant les caractéristiques et les paramètres électriques de la décharge contrôlée par barrières diélectriques.

Ces résultats obtenus le concernant de la distribution spatiale du champ électrique et des densités des particules chargées, la forme du courant de la décharge périodique, la modélisation numérique confirme l'existence du régime homogène de la DBD à la pression atmosphérique mais dans des conditions bien déterminées et très spécifiques.

Conclusion Générale

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce mémoire est la modélisation numérique en deux dimensions d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique établie dans l'hélium. Cette décharge est caractérisée par un courant périodique mono-impulsionnel par alternance qui se situe dans la zone de croissance de la tension appliquée. Les pics de courant calculés ont une durée de quelques microsecondes.

Nous avons établi une étude sur la structure de cette décharge lumineuse en utilisant un modèle fluide basé sur la méthode des éléments finis tout en développant une approche plus générale permettant une prise en compte systématique du couplage entre l'équation de Boltzmann et celle de Poisson. La résolution des équations de transport était effectuée, pour cela nous avons utilisé un logiciel COMSOL Multiphysics.

Les résultats de la distribution temporelle du courant de décharge montrent que la décharge contrôlée par barrière diélectrique dans l'hélium est stationnaire, ce qui traduit par un courant de décharge périodique composé d'une seule impulsion par alternance. L'amplitude et la forme de ces impulsions ne sont pas les mêmes sur les alternances positives et négatives.

Nous avons aussi montré d'après les résultats des distributions spatiales du champ électrique et des densités de particules (chargées et excitées) que la décharge est obtenue par générations successives d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs de l'ordre de la microseconde et conduisent à la formation d'une charge d'espace positive à la cathode. Cette charge induite par le déplacement rapide des électrons vers l'anode provoque une augmentation du champ électrique jusqu'au maximum du courant de la décharge.

Après le maximum de courant et dans l'inversion de la polarité du courant de décharge, le nombre d'électrons restant dans le gaz sera suffisant pour initier une nouvelle décharge à l'alternance suivante. Ainsi que la présence des métastables dans l'espace inter électrode constituent indirectement une réserve de particules chargées d'une décharge à la suivante, c'est-à-dire ces particules sont capables de fournir des particules chargées et cette réserve de charges favorise l'amorçage de la décharge suivante sous un champ électrique faible. Une densité résiduelle d'électrons dans l'espace inter électrode au moment de l'amorçage de la décharge.

Enfin une étude en fonction des différents paramètres tels que la fréquence et la valeur maximum de la tension appliquée a été effectuée et a mis en évidence l'influence de leur variation sur le régime de la décharge.

Comme perspectives de ce travail nous proposons de développer un autre modèle pour l'application de la décharge à barrière diélectrique(DBD).

Références

bibliographies

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Siemens, W. Poggendorfs, Ann. Phys. Chem, article **1857**, 102, 66.
- [2] A Fridman, A. Chirokov, A. Gutsol, “Non-thermal atmospheric pressure discharges”, J. Phys. D: Appl. Phys., **2005** 38(2).
- [3] I. Radu, R. Bartnikas, M. R. Wertheimer, “Positive and negative polarity current pulse characteristics of a helium glow discharge in a cylinder-plane electrode gap at atmospheric pressure”, J. Phys. D: Appl. Phys., **2004**, 95, 5994.
- [4] U. Kogelschatz, “Physics and applications of dielectric-barrier discharges”, ICOPS 2000, IEEE. Conference Record–Abstracts. 27 the IEEE International Conference on Plasma Science, New Orleans, LA, USA, **2000**, 81.
- [5] U. Kogelschatz, “Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges”, IEEE Trans. Plasma Sci., **2002**, 30, 1400.
- [6] I. Radu, R. Bartnikas, M. R. Wertheimer, “Frequency and voltage dependence of glow and pseudoglow discharges in helium under atmospheric pressure”, IEEE Trans. Plasma Sci., **2003**, 31, 1363.
- [7] V. Poenariu, R. Bartnikas, M. R. Wertheimer, “Spectroscopic diagnostics of atmospheric pressure helium dielectric barrier discharges in divergent fields”, Plasma. Process. Polym., **2006**, 3 (1), 17.
- [8] I. Radu, R. Bartnikas, M. R. Wertheimer, “Dielectric barrier discharges in helium at atmospheric pressure: Experiments and model in the needle-plane geometry”, J. Phys. D, Appl. Phys., **2003**, 36, 1284.
- [9] V. Poenariu, “Spectroscopic diagnostics of atmospheric pressure helium dielectric barrier discharges”, Mémoire de Maîtrise (École Polytechnique, Université de Montréal), **2006**.
- [10] K. Takaki, S. Kato, T. Fujiwara, “Removal of NO and NO_x using a multipoint-type dielectric barrier discharge reactor at a narrow gap”, J. Phys. D: Appl. Phys., **2001**, 34, 2032.
- [11] A. Muaffaq, K. Takaki, T. Fujiwara, “Low-voltage operation of a plasma reactor for exhaust gas treatment by dielectric barrier discharge”, Rev. Sci. Instrum., **1998**, 69, 1847.
- [12] A. M. Tas, R. Van Hardeveld, E. M. Van Veldhuizen, “Reactions of NO in a positive Streamer Corona Plasma”, Plasma Chem. Plasma Process., **1997**, 17, 371.
- [13] A. V. Randonnier, “Conception et simulation d’un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d’azote dans des effluents marqués par un isotope”. Thèse de doctorat, Université Paris VI, **2002**.

- [14]. Ben Gadri, R., "Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques et établie à pression atmosphérique". Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, **1997**.
- [15] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara and Y. Kimura, "Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen, and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source", J. Phys. D: Appl. Phys., **26** (1993), pp. 889-892.]
- [16] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, "The mechanism of the stabilization of glow plasma at atmospheric pressure", J. Phys. D: Appl. Phys., **23** (1990), pp. 1125-1128
- [17] SARIDJ Ahmed, « Etude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique », thèse magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran /07/2010.
- [18] N. Gherardi, « Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Applications à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts », Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000
- [19] N. Gherardi, E. Croquesel and F. Massines, "Glow Dielectric Barrier Discharge for Nitrogenous Functions Grafting on Polymer Surfaces", 16th International Symposium on Plasma Chemistry, Taormina (Italia), 22-27 June (2003).
- [20] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel and J. F. Behnke, "The barrier discharge: Basic properties and applications to surface treatment", Vacuum, **71** (3), (2003), pp. 417-436.
- [21] U. Kogelschatz, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications", Plasma Chemistry and Plasma Processing, **23** (1), (2003), pp. 1-46.
- [22] U. Kogelschatz, "Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges", IEEE Trans. Plasma Sci., **30** (4), (2002), pp. 1400-1408.
- [23] I. Eache, "Etude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend à pression atmosphérique en HMDSO-N₂O-N₂ et SiH₄-N₂O-N₂", Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, France, (2007).
- [24] A. Sublet, "Caractérisation de DBD atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium", Thèse de doctorat, Université de Savoie, Annecy, France, (2007).
- [25] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel and J. F. Behnke, "The barrier discharge: Basic properties and applications to surface treatment", Vacuum, **71** (3), (2003), pp. 417-436

- [26] Rafael. Diez Medina, « 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.
- [27] T. Ikematsu, N. Hayashi, S. Ihara, S. Satoh, C. Yamabe. « Advanced oxidation processes (AOPs) assisted by excimer lamp ». *Vacuum* 73 (2004) 579–582.
- [28] R. Seebock, H. Esrom, M. Charbonnier, M. Romand, U. Kogelschatz. « Surface modification of polyimide using dielectric barrier discharge treatment ». *Surface and Coatings Technology* 142-144 (2001) 455- 459.
- [29] Thierry Callegari « modélisation et diagnostics de décharges à barrières diélectriques pour écran a plasma », Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.
- [30] U. Kogelschatz. « Silent discharges for the generation of ultraviolet and vacuum ultraviolet excimer radiation ». *Pure & Appl. Chem.*, Vol. 62, No. 9, pp. 1667-1674, 1990.
- [31] J.B. Birks. « Excimers ». *Rep. Prog. Phys.* 1975 Vol. 38, pp. 903-974.
- [32] Lyes Benterrouche, « Investigations sur l'application des plasmas froids dans la stérilisation », Université Frères Mentouri, Constantine, 02/07/2015.
- [33] Eric Ferret, « Utilisation de Comsol Multiphysics dans la réalisation de modèles numériques » , Cyril IACONELLI Réunion GMN 3A 06/12/2011.
- [34] U.Kogelschatz, “Plasma Chemistry and Plasma Processing”, Invited Review, 2003-46.
- [35] Latrous Abdelhadi, « Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD » Mémoire de Magister.
- [36] Comsol Multiphysics User's guide, version 4.3. [Logiciel], Burlington, ma : Comsol, Inc., juin 2013.

ملخص

العمل المقدم هو عرض لإظهار النمذجة ثنائية البعد للتفريغ الذي نسيطر عليه بحاجز عازل (DBD). ويتم الحصول على هذا التفريغ لغاز الهليوم في ظل توتر منخفض الإثارة بين قطبين كهربائيين مسطحين، ومتوازيين معزولين بعازل. الفائدة من هذا النوع من التفريغ بالنسبة للتفريغ بين جدارين معدنيين، هي أنه نظرا لوجود العازل، الذي يعمل على الإخماد بسرعة وطاقة الجسيمات تبقى منخفضة جدا وبالتالي يمكننا تجنب حدوث تدهور سريع للجدارين المعدنيين. لتحقيق ذلك، استخدمنا نموذجا للسوائل بالنسبة للجسيمات المشحونة والمثارة. الكثافات المختلفة للجزيئات (المشحونة والمثارة) تؤخذ بعين الاعتبار ويتم وصفها بواسطة معادلة النشر الحراري. هذه المعادلات تحلل بطريقة ضمنية محدودة الفرق، ومعامل النقل تستند لمجال كهربائي يحسب عن طريق حل معادلة بواسون. النتائج التي تم التوصل إليها بشأن التغيرات للمجال الكهربائي وكثافة الجسيمات بدلالة المسافة تسمح لنا بفهم الظواهر الفيزيائية للتفريغ، من البداية إلى النهاية. وأخيرا ورده دراسة عن تأثير مختلف العوامل (الجهد المطبق، تردد الإثارة والمسافة بين القطبين الكهربائيين) في هذا الإصدار.

مفتاح الكلمات

توهج التفريغ، تصريف حاجز عازل، معادلة بولتزمان، حاجز عازل، النمذجة العددية، نموذج السوائل، عنصر محدود.

RESUME :

Le travail présenté concerne la modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD). Cette décharge est obtenue, dans l'hélium sous excitation basse fréquence entre deux électrodes planes, parallèles et isolées par un diélectrique. L'intérêt de ce type de décharge par rapport aux décharges entre parois métalliques, est que par suite de la présence des diélectriques, la décharge s'éteint rapidement et l'énergie des particules concernées reste faible ce qui évite une détérioration trop rapide des parois. Pour réaliser ce travail, en utilisant un modèle fluide pour les particules chargées et excitées. Les densités des différentes particules (chargées et excitées) prise en compte sont alors décrites par l'équation de convection-diffusion. Ces équations sont traitées avec la méthode des éléments finis sous le logiciel COMSOL, ainsi que les paramètres de transport sont en fonction du champ électrique calculé par la résolution de l'équation de Poisson. L'étude des résultats obtenus concernant les variations spatiales du champ électrique et des densités de particules, permis d'améliorer la compréhension des phénomènes physique du fonctionnement de la décharge, de son amorçage à son extinction. Enfin une étude sur l'influence de différents paramètres (tension maximale appliquée, fréquence d'excitation et la constante de diélectrique) est présentée dans cette décharge.

MOTS CLES :

Décharge luminescente, Décharge à Barrière Diélectrique, Equation de Boltzmann, Barriere diélectrique, Modélisation numérique, Modèle fluide, élément finis.

ABSTRAT

The work presented concerns two-dimensional numerical modeling of a dielectric barrier discharge (DBD). This discharge is obtained in helium under low frequency excitation between two flat electrodes, parallel and isolated by a dielectric. The advantage of this type of discharge compared to discharges between metal electrode, is that as a result of the presence of dielectrics, the discharge goes out quickly and the energy of the particles concerned remains low which avoids too rapid deterioration of the walls. To accomplish this work, using a fluid model for charged and excited particles. The densities of the various particles (charged and excited) taken into account are then described by the convection-diffusion equation. These equations are treated with the finite element method in the COMSOL software, as well as the transport parameters are based on the electric field calculated by solving the Poisson equation. The study of the results obtained concerning the spatial variations of the electric field and the densities of particles, made it possible to improve the understanding of the physical phenomena of the operation of the discharge, from its initiation to its extinction. Finally a study on the influence of different parameters (maximum applied voltage, excitation frequency and dielectric constant) is presented in this discharge.

KEYWORDS

Glow Discharge, Dielectric Barrier Discharge, Boltzmann Equation, Dielectric Barrier, Numerical Modeling, Fluid Model, Finite Element.