

*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 : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux Électriques

THÈME

**Caractérisation de Décharge Hors Equilibre
Atmosphérique et Application au Traitement
du Bois**

*Préparé par Melle : CHIBAB HOURIA
Melle : CHERIFI RACHIDA*

Devant les Jury :

<i>Nom et prénoms</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>
<i>Mr BOUAZZA .A</i>	<i>MCA</i>	<i>Président</i>
<i>Mme BEKAOUAL .Y</i>	<i>MAA</i>	<i>Examineur</i>
<i>Mme BELHACEL .K</i>	<i>MAA</i>	<i>Examineur</i>
<i>Mme BEDOUI .M</i>	<i>MAA</i>	<i>Encadreur</i>

Promotion 2019

Remerciements

Nous tenons tout d'abord à remercier Allah de tout puissant et Miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

Nous remercions notre promoteur Madame M. BEDOUI, et à tous nos enseignants qui nous ont suivis depuis la maternelle à ce jour.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur Bouazza, qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Je tiens à remercier aussi Madame Y. BEKAOUAL, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je tiens également à remercier aussi, Madame K. BELHACEL pour donner le courage et la patience d'accomplir ce travail.

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

Enfin, nous tenons également à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Sommaire

Liste des figures	
Liste des tableaux	
Nomenclatures et Abréviations	
Introduction générale	1
Chapitre I : Décharges à Barrière Diélectrique DBD	
I.1 Introduction	3
I.2 Historique	3
I.3 Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique (DBD)	4
I.4 Configurations typiques des DBD.....	6
I.5 Régimes de fonctionnement	6
I.5.1 Régime homogène d'une DBD	7
I.5.1.1 Décharge de Townsend	8
I.5.1.2 Régimes luminescent et de Townsend dans une DBD	9
I.5.2 Régime filamentaire d'une DBD	10
I.5.2.1 Théorie des streamers	11
I.6 Applications des Décharges à Barrière Diélectrique à la pression atmosphérique	11
I.6.1 Applications industrielles	11
I.6.1.1 Génération d'ozone	11
I.6.1.2 Les excilampes	12
I.6.1.3 Lampes À excimeres	14
I.6.1.4 Ecrans À Plasma	15
I.6.1.5 Laser CO2 à décharge silencieuse	15
I.6.1.6 Catalyseur	15
I.6.1.7 Traitement de surfaces	15
I.6.2 Applications médicales	16
I.7 Conclusion	17
Chapitre II : Modélisation Microscopique des Décharges à Barrières Diélectriques	
II.1 Introduction	18
II.2 Modèle électrique	19
II.2.1 Modèles Particulaire (microscopiques)	21
II.2.2 Modèle Fluide	21
a- Approximation du champ local (ACL)	22
b- Approximation de l'énergie locale (AEL)	22

II.2.3 Modèle hybride	23
II.3 Modèles non auto- cohérents	23
II.4 Modèles chimique et thermique	23
II.4.1 Modèle chimique	23
II.4.2 Modèle thermique ou hydrodynamique	24
II.5 Modèle proposé et système d'équations	25
II.5.1 Equations de transport pour les électrons	25
II.5.2 Equations de transport pour les ions	27
II.5.3 Equation d'énergie pour les électrons	28
II.5.4 Fermeture du système d'équation des moments	28
II.5.5 Equation de Poisson	29
II.5.6 Les grandeurs caractéristiques	29
II.6 Modèle étudié dans ce mémoire	30
II.7 Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	32
II.8 Conclusion	33
 Chapitre III : Caractéristiques de la DBD : Résultats de simulation et interprétations	
III.1 Introduction	34
III.2 Modèle de notre étude	34
III.3 Paramètres de la simulation	36
III.4 Résultats et interprétations	36
III.4.1 Caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique	36
III.4.2 Variation spatiotemporelle du champ électrique et les densités des particules	37
III.4.2.1 Champ électrique	37
III.4.2.2 Variation spatiotemporelle des densités des particules	38
III.5 Les caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique	39
III.5.1 Allumage de la décharge $t=0.0198s$	39
III.5.2 Maximum de courant à $t=0.0201s$	41
III.5.3 Extinction de la décharge à $t=0.021s$	43
III.6 Etude de la transition en régime filamentaire	45
III.7 Conclusion	46
 Chapitre IV : Application de la DBD sur Le Bois	
IV.1 Introduction	47
IV.2 Notions générales sur le matériau bois	47
IV.2.1 Composition chimique du bois	47
IV.3 Méthodes usuelles de traitement du bois	49

IV.3.1 Sablage	49
IV.3.2 Revêtements aqueux	49
IV.3.3 Torréfaction	50
IV.3.4 Plasmas froids	51
IV.4 Modifications de l'anatomie du bois	52
IV.5 Activation de surfaces de bois par plasma	53
IV.6 Lien entre la mouillabilité et l'adhésion	54
IV.7 Réalisation de DBD sur le bois	55
IV.8 Modèle de la DBD réalisée sur le bois	56
IV.9 Conclusion	58
Conclusion Générale	59
Références bibliographiques	

Liste des figures

Figure	Titre	Page
CHAPITRE I		
Figure I.1	Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique	4
Figure I.2	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, (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge	5
Figure I.3	Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique	6
Figure I.4	Caractéristique courant-tension de décharge typique d'une décharge électrique	7
Figure I.5	Diagramme schématique d'une avalanche électronique	8
Figure I.6	Courant de décharge et la lumière émise dans une DBD ; Décharge dans l'hélium (triangles, a) et l'azote (cercles, b)	9
Figure I.7	Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale)	11
Figure I.8	Développement du filament de la décharge	11
Figure I.9	Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau	12
Figure I.10	Configurations des électrodes coplanaires (ACC) et la matrice (ACM) des afficheurs à écran plasma. Les couches du diélectrique ne sont pas représentées ici	13
Figure I.11	Cellules de pixels à électrodes opposées (a) et coplanaires (b)	14
Figure I.12	Configuration complète d'un afficheur à écran plasma	14
Figure I.13	Lampe plane sans mercure	15
Figure I.14	Exemple d'utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques	16
CHAPITRE II		
Figure II.1	Schéma d'un modèle complet de réacteur DBD	19
CHAPITRE III		
Figure III.1	a) Modèle 2D de la DBD sous logiciel comsol, b) représentation du modèle paramètres de simulation	34

Figure III.2	Maillage du modèle	35
Figure III.3	Variation sur deux périodes du courant de la décharge $I_d(t)$, et la tension appliquée $V_a(t)$	37
Figure III.4	Variation spatiotemporelle du champ électrique	38
Figure III.5	Variation spatiotemporelle de : a) Densité électronique, b) Densité ionique et c) Densité métastable	39
Figure III.6	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0198s$	39
Figure III.7	distribution surfaciques du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0198s$	40
Figure III.8	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à Allumage de la décharge $t=0.0198s$	40
Figure III.9	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0201s$	41
Figure III.10	distributions surfaciques du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0201s$	42
Figure III.11	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à maximum de courant à $t=0.0201s$	42
Figure III.12	Variation spatial du champ électrique et les densités des particules à $t=0.021s$	43
Figure III.13	distributions surfaciques du champ électrique et les densités des particules à $t=0.021s$	44
Figure III.14	Variation spatial du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à l'extinction de décharge à $t=0.021s$	44
Figure III.15	Simulation du courant mesuré sur la DBD après insertion d'un filament	45
CHAPITRE IV		
Figure IV.1	Constituants chimiques du bois (Murphy et McCarthy 2005)	48
Figure IV.2	Influence de la température de torréfaction sur la mouillabilité du sapin	50
Figure IV.3	Coupe microtomée (plan transverse) de cellules de bois non traitées (à gauche) et traitées dans une décharge RF à pression réduite pendant	52

Liste des figures

	333 s (à droite)	
Figure IV.4	Dynamique de dépôt dans des DBD à la PA entretenues dans des mélanges Ar/MDSO/O ₂	54
Figure IV.5	Luminosité de la décharge en fonction de la densité du bois	55
Figure IV.6	Représentation du modèle avec plaque de bois	56
Figure IV.7	(a) Courant mesuré pour la variation de la conductivité ; (b) Courant mesuré pour la variation de la permittivité	57
Figure IV.8	(a) Répartition de la densité de courant pour la variation de la conductivité ; (b) Répartition de la densité de courant pour la variation de la permittivité	57

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableaux	Titre	Page
Tableau (I.1)	Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire	10
Tableau (II.1)	Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	32
Tableau (II.2)	bilan des réactions de la surface	32
Tableau (III.1)	Paramètres de la simulation	36
Tableau (IV.1)	Répartition chimique (% en masse) des différents composés dans le bois des feuillus et des résineux (Sjöström 1993)	48
Tableau (IV.2)	Caractéristiques électriques des différentes zones de bois	56

Nomenclatures :

α : Premier coefficient d'ionisation de Townsend.

a : Coefficient d'attachement.

E : Champ électrique réduit.

N : Désignant la densité du gaz.

I_0 : Courant initial dû aux électrons primaires (A).

d : Distance inter électrodes (m).

α : Premier coefficient de Townsend (m^{-1}).

f_i et f_e : sont respectivement les fonctions de distribution pour les ions et les électrons.

n_i et n_e : Densités ioniques et électroniques.

\vec{V} : Vitesse du gaz porteur.

S_i : Terme source incluant la production d'espèce (i).

P_i : Terme de perte de l'espèce (i).

P : Tenseur de pression cinétique.

$\bar{\tau}$: Tenseur des contraintes visqueuses.

\vec{C} : Terme de transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les particules neutres.

\vec{Q} : Flux de chaleur résultant du gradient de température.

ϕ_e : Terme source d'injection d'énergie.

n_e : Densité électronique.

v_e : Vitesse moyenne des électrons, t le temps et r la position.

S_e : Terme source qui décrit la variation de la fonction de distribution de l'effet des collisions.

v_i : Fréquence moyenne d'ionisation.

v_a : Fréquence moyenne d'attachement.

v_{detac} : Fréquence moyenne de détachement.

r_e : Coefficient de recombinaison.

n_n : Densité des ions négatifs.

N_{pr} : Nombre de particules d'espèce p créées dans la réaction r .

R_r : Taux de réaction.

K_r : Coefficient du taux de réaction.

n_i : Densité des ions.

$n_{mét}$: Densité des métastables.

v_i : Vitesse moyenne ionique.

S_i : Terme source.

Nomenclatures et Abréviations

n_e : Densité d'énergie des électrons.

D_e : Coefficient de diffusion.

μ_e : Coefficient de mobilité de l'énergie.

S_e : Somme des pertes d'énergie des électrons par collision.

ϵ_0 : Permittivité du vide.

$|e|$ Valeur absolue de la charge de l'électron (les ions étant supposés mono chargés).

T_e : Température électronique.

ξ_e : Energie moyenne.

D et μ : Coefficients de transport des ions présents dans le gaz.

\vec{n}_k : Densité d'électron.

$\vec{\Gamma}_k$: Flux de particules.

\vec{S}_k : Terme source qui dépend de l'ionisation.

μ_k : Mobilités des espèces chargées.

D_k : Coefficient de diffusion.

ε : Energie moyenne d'électron.

\vec{T}_ε : Energie moyenne de flux.

V : Potentiel électrostatique.

q : Charge d'électron.

ϵ_0 : permittivité du vide.

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

ϵ_1 et ϵ_2 : Permittivité relative du gaz et du diélectrique respectivement.

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

K : Constante de Boltzmann.

m_e : Masse d'électron.

λ_p : Coefficient de l'émission secondaire.

ϵ_p : Energie moyenne secondaire d'électron.

$\vec{\nabla}$: Operateur Nabla.

e : charge d'électron.

C_{ds} : Condensateur.

V_{ds} : Tension aux bornes du condensateur C_{ds} .

T_i : Température des ions.

T_n : Température des neutres.

Nomenclatures et Abréviations

T_e : Température des électrons.

Abréviations :

DBD : Décharge à Barrière Diélectrique.

PE : Polyéthylène.

PET : Polyéthylène téréphtalate.

DLPA : Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique.

APGD: Atmospheric Pressure Glow Discharge.

DTPA : Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique.

APTD: Atmospheric Pressure Townsend Discharge.

COV : Composés Organiques Volatils.

PIC-MCC : Particle-In-Cell Monte-Carlo Collision.

ACL : Approximation du Champ local.

FDE : Fonction de Distribution de l'Energie des électrons.

AEL : Approximation de l'Energie Locale.

ADD : Approximation de Drift Diffusion.

MC : Monte Carlo.

AFM : Microscopie à Force Atomique.

MEB : Microscopie Electronique à Balayage.

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

A l'heure actuelle, les décharges à barrière diélectrique (DBD), sont l'un des domaines les plus étudiées à travers le monde, le domaine d'applications est très large, la génération de ces décharges est basée sur la production de plasma froid à la pression atmosphérique.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont utilisées depuis plus d'un siècle, principalement pour la production d'ozone. Les recherches réalisées ces vingt dernières années ont permis de mieux comprendre les principes physiques régissant ce procédé plasma ainsi que les différents régimes de décharges observables (filamentaire, luminescent, Townsend et multi-pics). Elles ont mis en évidence le rôle essentiel joué par les espèces métastables pour l'établissement et l'entretien d'une décharge homogène. Ces découvertes ont permis l'émergence de nouvelles applications et un regain d'intérêt pour le traitement de surfaces à la pression atmosphérique [1].

Les plasmas de décharge à barrière diélectrique (DBD) sont aussi connus sous le nom de décharge électrique silencieuse. Les DBD utilisent une couche diélectrique couvrant une ou deux électrodes. Elles sont caractérisées par la présence d'un espace de décharge appelée gap de décharge.

Les DBD peuvent fonctionner avec des courants sinusoïdaux ou rectangulaires avec des fréquences comprises 500 Hz et 500 KHz pour des applications industrielles [1].

Notre travail est structuré dans ce mémoire en quatre chapitres, concerne la caractérisation de la décharge hors équilibre atmosphérique et l'application au traitement du bois.

Nous commençons dans le premier chapitre par une présentation des généralités des décharges à barrières diélectriques (DBD), consacrée aux 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, ainsi que les applications industrielles des décharges DBD.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le modèle physique et mathématique, cette modélisation dite fluide. Ce modèle prend en compte la cinétique de formation des espèces chargées du plasma (électrons, ions et métastable) ainsi que leurs transports couplés à l'équation de Poisson pour le champ électrique. Nous décrivons le système d'équations mathématiques mis en jeu, avec certaines hypothèses spécifiques et grandeurs caractéristiques. A la fin nous présenterons les réactions chimiques du gaz utilisé l'Hélium.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté les résultats numériques obtenir, dans le but de comprendre le comportement électrique et numérique de la phase gazeuse du plasma. Nous avons

Introduction Générale

présenté les variations spatio-temporelles du champ électrique, le courant et la tension appliquée de la décharge et les différentes densités des particules chargées et excitées.

Le dernier chapitre, consacré au traitement du bois par DBD, nous commençons par une présentation des généralités sur le matériau bois et sa composition interne, nous présentons les résultats de simulation du notre modèle.

Enfin, une conclusion générale ponctuera ce travail, en rappelant les principaux résultats obtenus.

Chapitre I :
Décharges à Barrière
Diélectrique DBD

I.1 Introduction :

La décharge à barrière diélectrique (aussi connu sous le nom de décharge contrôlée par barrière diélectrique, ou DBD) est une décharge électrique créée entre deux électrodes séparées par un matériau diélectrique. De manière générale, la décharge est créée à l'aide d'un courant alternatif appliqué aux bornes des électrodes [1].

Les DBD concilient une simplicité de mise en œuvre et d'utilisation avec les propriétés d'un plasma hors équilibre. En travaillant à la pression atmosphérique, il est possible d'effectuer des traitements à grande échelle, économiques et compatibles avec une production en ligne. Les plasmas hors équilibre, que l'on rencontre généralement dans les procédés plasma sous vide, permettent un traitement de surface sans altérer le matériau et sa surface grâce à une température de gaz comparable à la température ambiante ($T_{ions} \sim 300 \text{ K}$ $T_e \sim \text{quelques eV}$). De plus, l'utilisation de la barrière diélectrique homogénéise la répartition des charges en surface des électrodes et empêche toute transition à l'arc et tout échauffement local important. Ce procédé permet donc le traitement de films polymères tels que le polyéthylène (PE) ou le polyéthylène téréphtalate (PET) sans risque d'altération (trou, échauffement, etc.). L'exploration, dans le cadre du présent travail, d'une nouvelle gamme de pressions allant de 10 à 1000 mbar pour ce procédé offre une ouverture vers de nouvelles applications.

I.2 Historique [2], [3] :

Les décharges à barrière diélectrique ont été introduites en 1857 par W. Siemens pour la production d'ozone. K Buss, en 1932, découvrit le caractère filamentaire de ce type de décharge à pression atmosphérique à travers les premiers clichés photographiques et mesures à l'oscilloscope réalisés sur les DBD. R. Bartnikas, en 1968, observait une décharge à barrière dans un régime différent de régime filamentaire classique. Cette décharge a été nommée décharge homogène.

Dans les années septante, les premières simulations et recherches sur les DBD permettent d'élargir le champ d'application de ces décharges à la modification de surface, à la déposition assistée par plasma, aux lasers puis, plus tard, aux écrans plats, au traitement d'effluents gazeux. En 1988, l'équipe de Okazaki de l'université de Sophia au Japon fut ainsi la première à tenter de définir les conditions nécessaires à l'obtention d'une décharge homogène à pression atmosphérique. Depuis 1988, les décharges à barrière diélectrique ont été largement étudiées.

I.3 Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) :

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.1). 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 [4].

La DBD peut instinctivement être vue comme un condensateur avec diélectriques. Normalement dans un condensateur, si l'on applique une trop grande différence de potentiel, on peut atteindre la tension de claquage. Lorsqu'on atteint cette tension entre deux électrodes simples, un arc électrique se crée entre elles. Cet arc est dû à une concentration de charges; localisés en un endroit de la surface d'une électrode, d'une manière analogue à la formation d'orage. Comme dans la plupart des cas en laboratoire des tensions alternatives sont utilisées, l'éclair se répète des milliers de fois au même endroit puisque les charges ont été concentrées lors de la première décharge. Un canal de décharge serait alors formé et le plasma se situerait principalement près de l'éclair. Pour éviter le passage à l'arc, on place des diélectriques sur les (ou une) électrodes ou entre les électrodes. L'effet des diélectriques est de répartir les charges accumulées uniformément sur leur surface. De plus, en accumulant les charges à leurs surfaces, le diélectrique aide à créer un champ électrique inverse au champ électrique appliqué aux bornes des électrodes. Cette dernière propriété cause un arrêt de la décharge avant le passage à l'arc à la tension prévue par la loi de Paschen. Au lieu d'avoir une décharge très énergétique et localisée, on aura une décharge stable et répartie sur la surface totale des électrodes cachées par les diélectriques [5].

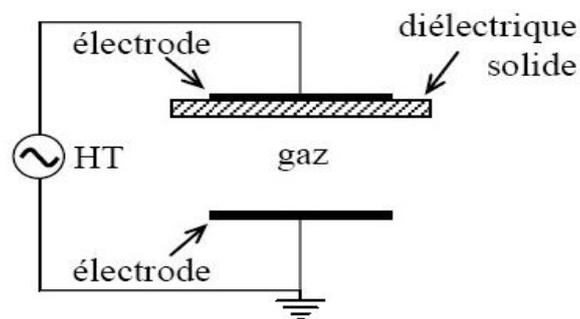


Figure I.1 : Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique [6].

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.2-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.2-d).

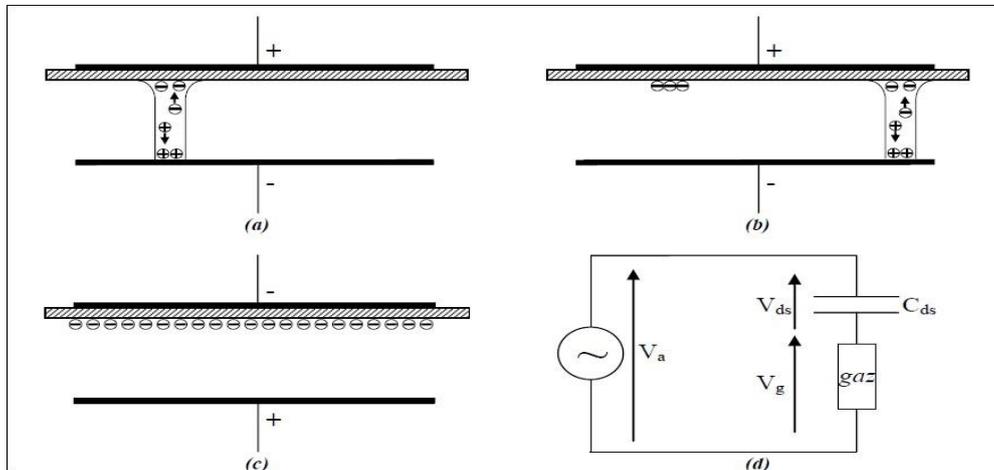


Figure I.2 : Principe de fonctionnement d'une DBD : (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de polarité appliquée sur les électrodes, (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge [4][6][7].

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.2-b).

Au changement de polarité (Figure I.2-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.4 Configurations typiques des DBD :

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.3).

La Figure (I.3) représente les configurations typiques de DBD. La configuration plan-plan (a) présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes, condition parfois utile lors de l'utilisation d'un plasma corrosif par exemple. C'est cette configuration qui fait l'objet de cette étude et qui est souvent utilisée pour les dépôts de couches minces. La configuration (b) permet l'obtention simultanée de deux décharges de part et d'autre du diélectrique qui peut même être le matériau à traiter.

Enfin la configuration cylindrique (c) est particulièrement adaptée aux traitements des gaz ou à la génération d'UV [8].

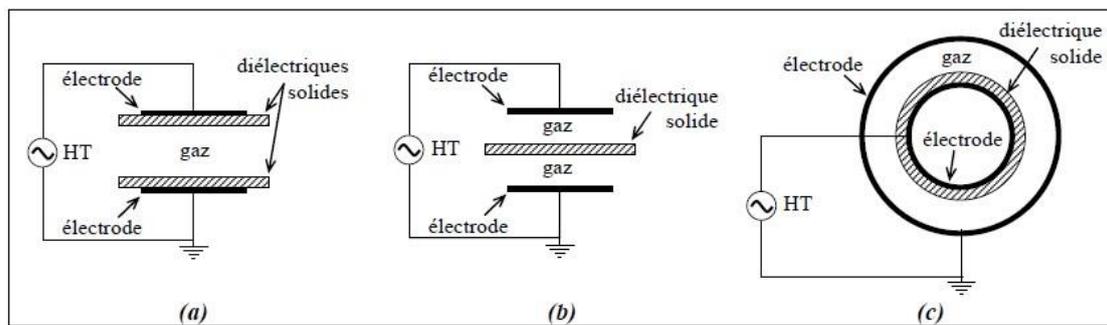


Figure I.3 : Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique [7][8].

Etant donné que la couche de diélectrique empêche un courant continu de circuler dans le circuit, les DBD sont excitées par une tension alternative ayant généralement une fréquence de quelques kHz et une amplitude pouvant aller de quelques centaines de volts à quelques dizaines de kV en fonction du gaz et de la distance inter-diélectriques [8].

I.5 Régimes de fonctionnement [9] :

En fonction de nombreux paramètres (pression, fréquence et tension appliquée, distance entre les électrodes, nature du gaz, ...), on peut distinguer différents types de décharges classées selon leurs caractéristiques courant-tension.

La figure (I.4), représente ces caractéristiques pour une décharge observée à une pression autour de la pression atmosphérique (courbe supérieure) et pour une décharge basse pression (< 1 mbar) (courbe inférieure).

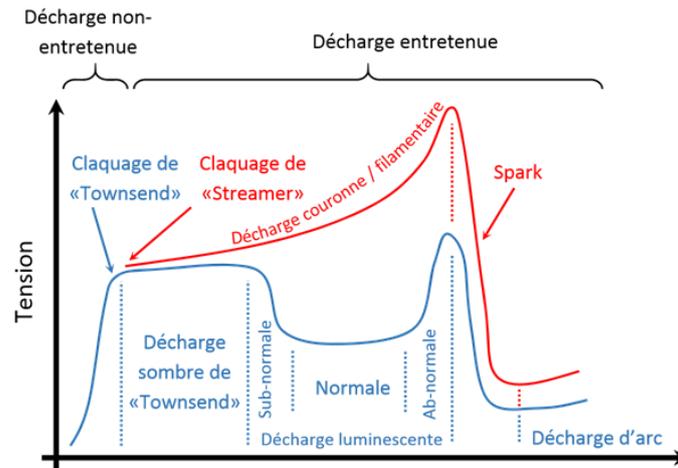


Figure I.4 : Caractéristique courant-tension de décharge typique d'une décharge électrique [9].

Selon le type du claquage du gaz mis en œuvre, plusieurs régimes de décharges peuvent être distingués. Pour une DBD, seuls le « claquage de Townsend » et le « claquage de Streamer » peuvent être rencontrés. Une avalanche électronique est à l'origine de tout processus de claquage (processus primaire) et ce, quel que soit le type de claquage ; ce qui fait que la distinction entre les deux types de claquage vient des différents processus secondaires, issus de l'avalanche primaire, qui vont gouverner la décharge. Deux conditions nécessaires sont requises pour qu'une avalanche électronique se développe dans le gaz : la première est l'existence d'électrons libres (électrons germes) dans l'espace inter-électrodes, la deuxième est un coefficient d'ionisation effectif α_{eff} , positif ; ce dernier est donné par l'expression :

$$\alpha_{eff} = \alpha - a \quad (I.1)$$

Où α et a sont respectivement, le premier coefficient d'ionisation de Townsend et le coefficient d'attachement. Cette condition peut être satisfaite si le champ électrique réduit E/N est suffisamment élevé pour compenser la faible valeur du libre parcours moyen des électrons.

I.5.1 Régime homogène d'une DBD :

Généralement les plasmas DBD créés à la pression atmosphérique ne sont pas homogènes et opèrent en mode filamentaire. Cependant, 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. Les décharges homogènes regroupent deux régimes de décharge différents : le régime de « Townsend » et le régime « luminescent » habituellement rencontré à basse pression ou observé dans les gaz rares (comme les décharges que nous trouvons dans les tubes à néon ou tubes fluorescents). Toutefois, quel que soit le régime de décharge, son initiation reste la même. Contrairement à la décharge 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 [9].

I.5.1.1 Décharge de Townsend [10] :

L'énergie cinétique d'un électron détermine sa capacité à exciter ou à dissocier les molécules du gaz plasmagène. L'énergie acquise par un électron placé entre deux électrodes dépend de son libre parcours moyen et du champ électrique auquel il est soumis. L'obtention d'un nombre d'électrons suffisant pour exciter le gaz de façon significative exige un mécanisme de multiplication. Si l'énergie d'un électron est supérieure à l'énergie d'ionisation d'une molécule, alors un choc inélastique est susceptible de libérer un électron par ionisation.

L'électrons obtenu par ionisation est alors accéléré par le champ électrique et peut à son tour ioniser de nouvelles molécules. Townsend à proposer en 1914 l'introduction d'un coefficient d'ionisation « α » appelé premier coefficient de Townsend en vue de traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation. Ce coefficient dépend du champ réduit « $\frac{E}{N}$ » (avec N désignant la densité du gaz) et de « $\frac{1}{\alpha}$ » qui représente le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions ionisantes. L'apparition d'un électron primaire au niveau de la cathode se traduit par l'arrivée de « $\exp(\alpha d)$ » électrons au niveau de l'anode. Ce processus est appelé « avalanche électronique ». Ceci est illustré sur la figure (I.5).

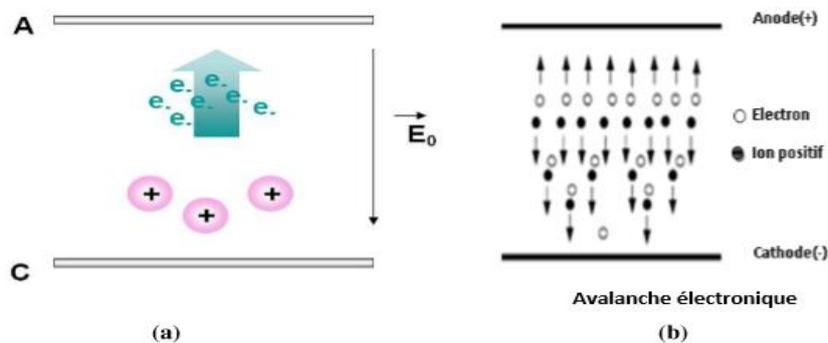


Figure I.5 : Diagramme schématique d'une avalanche électronique [10].

La relation de Townsend s'écrit :

$$I = I_0 \exp(\alpha d) \tag{I.2}$$

Avec :

I : Courant (A).

I_0 : Courant initial dû aux électrons primaires (A).

d : Distance inter électrodes (m).

α : Premier coefficient de Townsend (m^{-1}).

I.5.1.2 Régimes luminescent et de Townsend dans une DBD :

La décharge ne reste pas établie constamment. Ainsi, il n'y a pas d'ion permettant une émission secondaire de la cathode, pendant les temps où la décharge électrique est éteinte.

Pour initier périodiquement le claquage de Townsend, un autre mécanisme doit donc se produire, pour obtenir suffisamment d'électrons primaires avant l'amorce.

La création d'électrons dans la décharge demande la présence d'espèces énergétiques. Ces dernières doivent avoir les temps de vie suffisamment long pour créer les électrons plusieurs microsecondes après l'extinction de la décharge précédente. Ce contraire ne peut pas être satisfait pour n'importe quel gaz. Ainsi les décharges homogènes n'ont été obtenues, à de rares exceptions près, que dans les gaz rares et l'azote. L'ajout d'autres gaz dans des quantités mesurées est cependant possible.

Les décharges réalisées dans un gaz rare n'ont pas les mêmes caractéristiques que celles générées dans l'azote. Le courant traversant la décharge est sensiblement différent et les zones dans lesquelles la lumière est émise ne sont pas non plus les mêmes (figure I.6). Ces résultats amènent à penser que les mécanismes d'obtention de la décharge diffèrent sensiblement. Les résultats obtenus par Massines et al. ont largement contribué à la compréhension de ces deux modes de décharge. Leurs travaux ont consisté en la comparaison du courant traversant la décharge et de la tension aux bornes du gaz, dans l'hélium et l'azote.

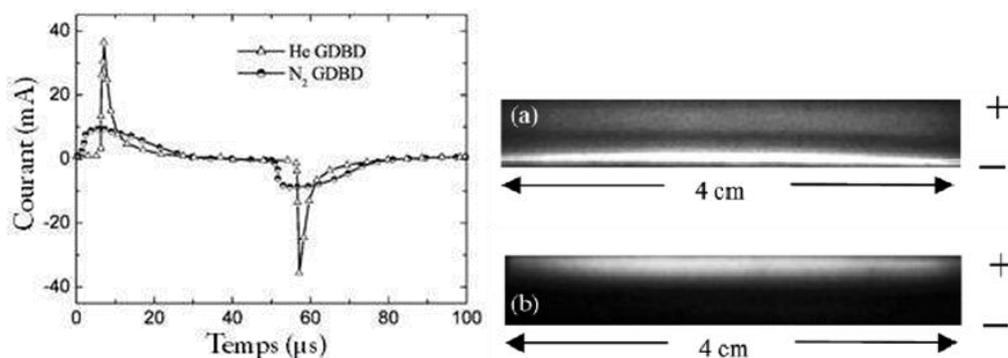


Figure I.6: Courant de décharge et la lumière émise dans une DBD ; Décharge dans l'hélium (triangles, a) et l'azote (cercles, b) [9].

Dans l'hélium, l'augmentation du courant de décharge conduit à une chute de la tension de décharge, tandis qu'elle reste stable dans le cas de l'utilisation d'azote.

Ces décharges ont été étudiées dans différents gaz et mélanges de gaz (hélium, argon, oxygène, azote,...). A pression atmosphérique, suivant le gaz utilisé, on peut distinguer deux types de décharges homogènes [11] :

- Les décharges luminescentes appelées DLPA (Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique) ou APGD (Atmospheric Pressure Glow Discharge) qui sont obtenues dans les gaz rares (He, Ar, Ne, ...).
- Les décharges de Townsend appelées DTPA (Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique) ou APTD (Atmospheric Pressure Townsend Discharge) qui sont obtenues généralement dans les mélanges à base d'azote.

I.5.2 Régime filamentaire d'une DBD [11], [12] :

La décharge filamentaire est le premier mode de décharge par barrière diélectrique découvert et le plus facile à obtenir. Le régime de décharge généralement observé dans le cas des DBD à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Celui-ci est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro décharges dont les caractéristiques sont données dans le tableau (I.1). La figure (I.7) présente une photographie rapide de l'espace inter-diélectrique réalisée avec un temps de pause de 10 ns dans le cas d'une décharge filamentaire.

Tableau I.1: Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [11].

Durée (ns)	1–10
Vitesse de propagation (cm.s ⁻¹)	10 ⁸
Rayon du filament (mm)	0.1
Densité de courant (A.cm ⁻²)	100–1000
Densité Electronique (cm ⁻³)	10 ¹⁴ –10 ¹⁵
Energie électronique moyenne (ev)	1–10

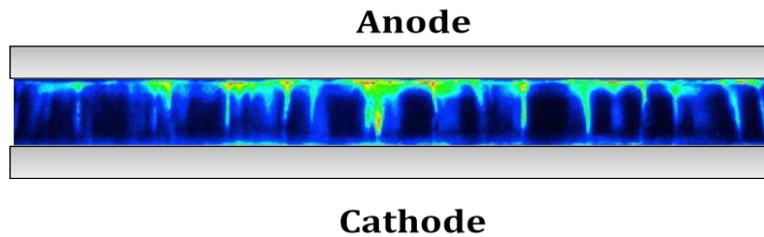


Figure I.7 : Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale) [8].

I.5.2.1 Théorie des streamers [13] :

Le streamer est la formation successive de nuage d'ions positifs produits par des avalanches électroniques. Cette densité de charge positive peut créer un champ électrique du même ordre de grandeur que le champ géométrique appliqué. Dans ce cas, des études optiques ont montrées qu'une boule d'ionisation se propage par bonds vers la cathode. En fait, le plasma produit des photons qui vont ioniser l'espace devant la charge d'espace ionique. Les électrons produits par photo-ionisation sont à l'origine de nouvelles avalanches électroniques. Ces avalanches vont neutraliser la charge d'espace positive précédente en laissant derrière eux une nouvelle zone de charge positive.

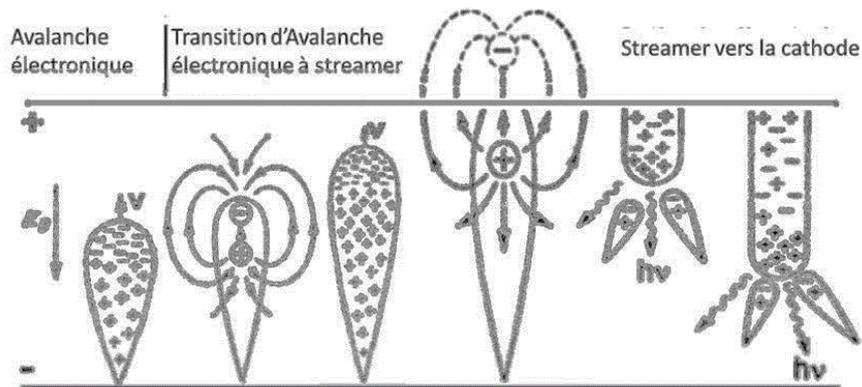


Figure I.8 : Développement du filament de la décharge [13].

I.6 Applications des Décharges à Barrière Diélectrique à la pression atmosphérique :

Les plasmas DBD sont devenus largement utilisés dans plusieurs domaines d'applications tels que le domaine industriel et le domaine du biomédical.

I.6.1 Applications industrielles :

I.6.1.1 Génération d'ozone :

La génération d'ozone par une DBD est l'une des méthodes les plus puissantes et populaires pour le traitement de l'eau et de l'air [9], en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables.

Elle a été la première application des plasmas DBD pour la désinfection des eaux. La production d'ozone « O_3 » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air ($\sim 4N_2 + O_2$), de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « O_2 », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N_2 » (moléculaire à son état fondamental) [14].

La formation de l'ozone (O_3) à partir d'un plasma DBD dans l'air ou dans l'oxygène est réalisée par la réaction chimique suivante :



Avec M une molécule d'oxygène ou une molécule d'azote si c'est l'air qui est utilisé.

L'ozone étant chimiquement actif, il est capable d'inactiver efficacement les micro-organismes, ce qui a permis de l'utiliser dès le départ pour la désinfection de l'eau à grande échelle. La génération d'ozone par les DBD a permis également le traitement de l'air notamment les composés organiques volatils (COV).

La figure (I.9) 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 [14] [15].

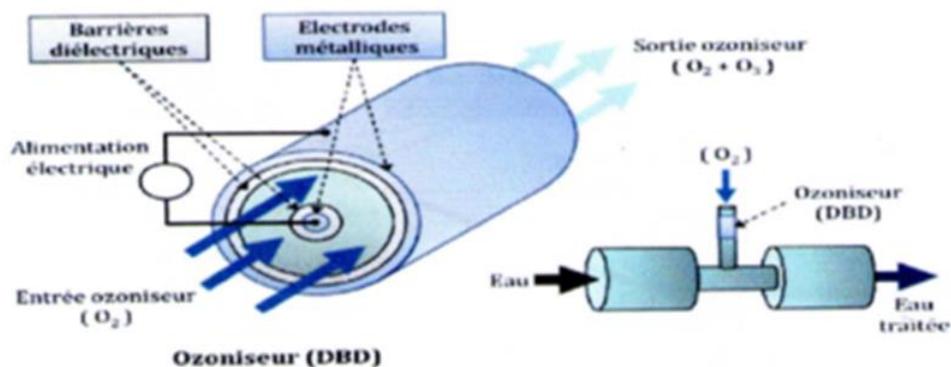


Figure I.9 : Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau [15].

I.6.1.2 Les excilampes :

Les excilampes sont des lampes à base de décharges DBD créées dans certains gaz rares et des halogènes. Des rayons UV sont produits par ces décharges à travers l'émission de photons par la dissociation de deux types particuliers de molécules appelées les excimères (contraction de Excited et Dimer) ou les exciplexes (contraction de Excited et complex). Ces molécules se forment suite à des collisions à trois corps, respectivement selon les réactions suivantes :



Où Gr représente un atome de gaz rare et Hl un atome d'halogène.

La molécule excitée formée par les deux atomes excités du gaz rare est appelée « excimère ». Sa durée de vie est assez faible et lors de son retour sur un état fondamental dissociatif elle émet un rayonnement UV avec une longueur d'onde dépendant de la nature du gaz. Un exemple de la formation d'un excimère à base du xénon est donné par les réactions suivantes :



L'une des applications récentes des excilampes est les afficheurs à écran plasma qui utilisent le rayonnement VUV à xénon pour exciter le phosphore. Le principe d'un afficheur à écran plasma est basé sur l'émission des rayonnements UV à travers un mélange de gaz rare (Xe-Ne ou Xe-Ne-He) qui se trouve entre deux verres plats séparés par un gap d'environ 100 μm . Une matrice d'électrodes couverte par des couches fines de diélectrique de 20 μm à 40 μm d'épaisseur est posée sur chaque lame de verre. Deux géométries des électrodes sont disponibles dans le commerce, la matrice (ACM) et la structure coplanaire (ACC) (Figure I.10).

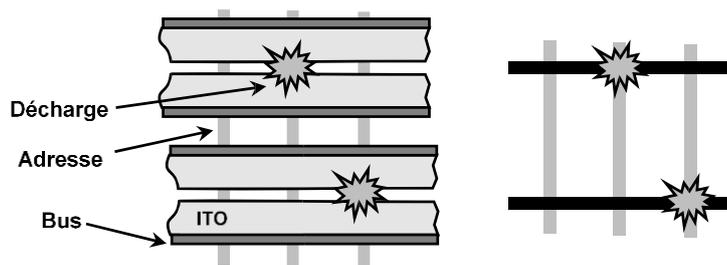


Figure I.10 : Configurations des électrodes coplanaires (ACC) et la matrice (ACM) des afficheurs à écran plasma. Les couches du diélectrique ne sont pas représentées ici [9].

Le rayonnement VUV excite dans chaque cellule les revêtements phosphoriques internes en rouge, vert, ou bleu (RGB) rendant chaque cellule comme une lampe fluorescente miniaturisée. Ces cellules de décharges sont regroupées en triplet RGB ou quadruplet RGBR de couleurs. Un afficheur à grande dimension peut comporter 1280 par 1024 points. La figure (I.11) présente un schéma d'électrodes avec deux dispositions : (a) électrodes opposées et (b) électrodes coplanaires.

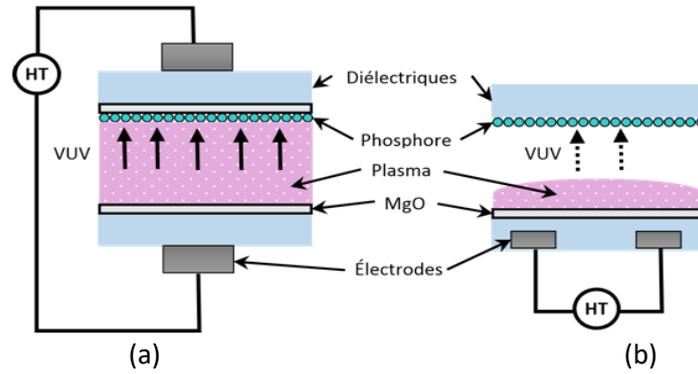


Figure I.11: Cellules de pixels à électrodes opposées (a) et coplanaires (b) [9].

Toutes les électrodes dans ces afficheurs plasmas, sont couvertes par des couches diélectriques et d'un revêtement d'une couche résistive de MgO (Oxyde de Magnésium). La couche de MgO permet la protection des couches diélectriques du bombardement ionique et réduit la tension de claquage grâce à son fort coefficient d'émission d'électrons secondaire. Nous avons représenté sur la figure (I.12) un schéma d'une configuration complète d'un afficheur à écran plasma.

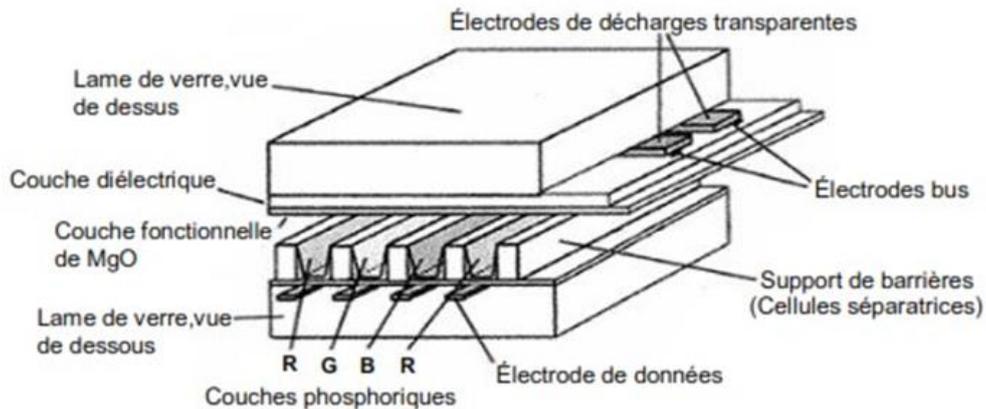


Figure I.12: Configuration complète d'un afficheur à écran plasma [9].

Signalons que les excilampes à base de décharges DBD sont également appliquées dans les industries de pointes telles que les lampes fluorescentes pour l'éclairage et la photolithographie dans l'industrie de la microélectronique.

I.6.1.3 Lampes À excimeres :

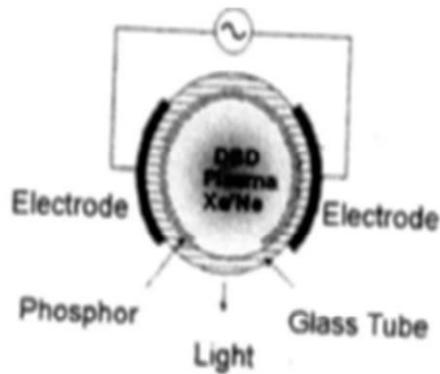
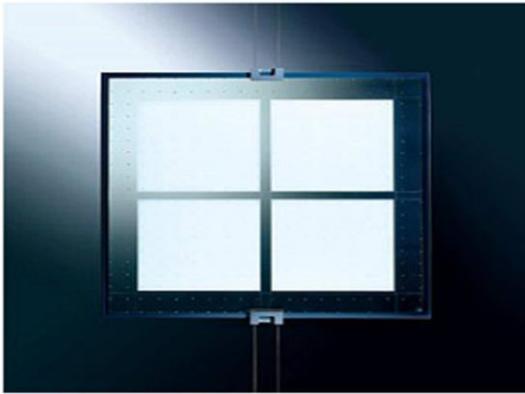


Figure (I.13) : Lampe plane sans mercure [11].

Le terme excimère désigne une molécule constituée de deux atomes électriquement excités afin de permettre la réaction chimique. Ces molécules, liant un atome de gaz halogène et un atome de gaz rare, n'existent évidemment pas à l'état naturel. On donc recours à une décharge électrique pour réaliser cette réaction.

Le principe de fonctionnement des lampes à excimères est basé sur la décomposition radiative des états d'excimères créés par une décharge à barrière diélectrique dans un gaz rare ou des composés moléculaires de gaz rares et d'halogénure. Les sources d'excimère peuvent permettre très efficacement des intensités UV élevées, donc elles sont capables de délivrer une haute puissance, une haute efficacité et de pouvoir choisir les longueurs d'ondes spécifiques générant des radiations sélectives. Pour des applications industrielles à grande échelle, les DBD utilisant des configurations assez simples, un rendement élevé avec un prix réduit et un taux de pollution limité.

I.6.1.4 Ecrans À Plasma :

Les électrodes des deux faces sont recouvertes d'une couche de diélectrique. Les couches de diélectriques ont un effet mémoire qui constitue d'un des principes les plus importants dans le fonctionnement d'un écran à plasma. En effet, la formation du plasma dans des différentes cellules du panneau serait rendue trop difficile ou trop coûteuse en énergie sans l'utilisation du diélectrique. Celle-ci va donc constituer un lien de stockage et décharge des charges qui vont, par excitation et collision avec des atomes du gaz emprisonnées dans le panneau.

I.6.1.5 Laser CO₂ à décharge silencieuse :

Les DBD ont aussi trouvé une application dans les lasers CO₂ de haute puissance. L'utilisation principale de ces lasers appelés laser CO₂ à la décharge silencieuse est dans la soudure à grande vitesse et dans le découpage des plaques métalliques épaisses et d'autres matériaux.

I.6.1.6 Catalyseur :

Récemment beaucoup d'étude ont été faites sur l'association des DBD et des catalyseurs. Par exemple, le moyen le plus efficace d'éliminer les COV est de les décomposer par oxydation totale en utilisant un catalyseur d'oxydation mais qui nécessite néanmoins de chauffer les effluent gazeux et le catalyseur à des températures comprises entre 200 et 400 °C.

L'obtention de telles températures peut nécessiter une dépense énergétique conséquente. L'utilisation des DBD est supposée résoudre ce problème, en activant le catalyseur sans avoir besoin de le chauffer. En effet, les DBD génèrent des radicaux libres fortement réactifs capables d'initier et de développer les réactions d'oxydation totale des COV à éliminer.

I.6.1.7 Traitement de surfaces :

Un traitement de surface d'un matériau a pour objectif de lui conférer de nouvelles propriétés de surface, tout en conservant ses propriétés volumiques de base. L'utilisation des plasmas DBD pour les traitements de surface couvre un large spectre d'applications tels que la modification des propriétés de la surface du matériau, l'amélioration des propriétés d'adhésion et/ou de mouillabilité, le traitement des textiles, le traitement de polymères, les dépôts de couches minces, le nettoyage de surfaces et la désinfection et stérilisation. Tous ces traitements peuvent être résumés en trois types de procédés plasma de traitement de surface : la gravure (ou ablation) où un matériau est enlevé, le dépôt où un matériau est ajouté et l'activation où des liaisons non satisfaites sont créées sur la surface du matériau traité.

La figure (I.14) présente un banc de traitement de films plastiques par une décharge créée entre les rouleaux constituant les électrodes de la haute tension recouvertes par un diélectrique et les rouleaux de la masse.

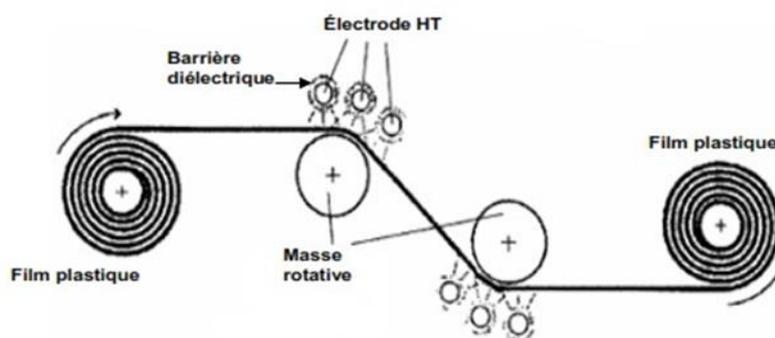


Figure I.14 : Exemple d'utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [9] [11].

I.6.2 Applications médicales :

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.

I.7 Conclusion :

Dans ce chapitre, Nous avons présenté les procédés des décharges à barrière diélectrique qui font parties des plasmas froids, et sont caractérisé par la présence d'un diélectrique (isolant) déposé sur l'une des électrodes formant l'espace de la décharge. Ainsi, Nous Nous avons commencé par quelques généralités sur les principes généraux des DBD, leurs caractéristiques, leurs configurations courantes et de multiples applications, que ce soit dans le domaine de la chimie des plasmas, de l'éclairage, du traitement de surface ou médicales.

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
Microscopique des
Décharges à Barrières
Diélectriques

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.

On parle de décharge électrique pour décrire tout mécanisme de passage du courant dans un gaz. Pour générer et maintenir ces décharges, une source électrique (excitation externe) est appliquée à un mélange gazeux pour produire notamment l'ionisation. Un champ électrique et/ou magnétique suffisamment fort agit directement sur les espèces chargées (électrons et ions) présentes dans le plasma et principalement sur les électrons, qui participent à la création d'espèces actives par processus d'ionisation, d'attachement, d'excitation, de recombinaison et aussi de dissociation du gaz. Ces espèces réactives sont les sources des phénomènes physico-chimiques qui apparaissent dans le volume plasma [16].

Les travaux de modélisation sur les décharges utilisées en traitement de surface sont nombreux, toutefois aucun d'entre eux n'a pu prendre en compte l'ensemble des phénomènes mis en jeu. En effet, une description complète de ce type de réacteur doit reposer sur l'association de plusieurs modèles :

- ✓ Un modèle électrique permettant une bonne description du couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées (électrons, ions) et le champ électrique.
- ✓ Un modèle thermique ou hydrodynamique décrivant l'évolution du gaz porteur à l'intérieur de l'enceinte. [17]
- ✓ Un modèle chimique décrivant l'interaction et l'évolution des concentrations des différentes espèces actives présentes dans le plasma.
- ✓ Un modèle des réactions de surface permettant d'évaluer les vitesses de dépôt et de gravure sur l'échantillon.

Le modèle complet, représenté dans la Figure (II.1), est encore trop complexe à mettre au point. C'est pourquoi, en fonction de l'objectif de la modélisation, on peut retirer un ou plusieurs modèles.

Le modèle électrique peut être considéré comme le noyau principal de la modélisation, et beaucoup d'auteurs se sont limités à ce seul modèle pour décrire leur décharge. Les autres modèles peuvent être vus comme des modules supplémentaires afin d'améliorer la modélisation [17].

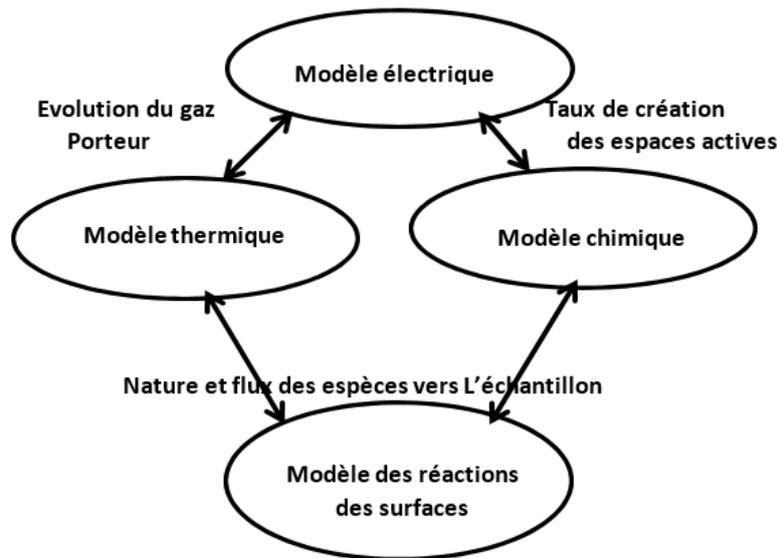


Figure (II.1) : Schéma d'un modèle complet de réacteur DBD [17].

Nous allons étudier tout d'abord les différents modèles électriques existants puis nous décrirons plus brièvement les modèles thermique et chimique.

II.2 Modèle électrique :

La modélisation électrique d'un plasma hors équilibre thermodynamique dans une décharge luminescente 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.

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

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

$$\vec{a}(r, t) = \frac{e\vec{E}}{m} \quad (\text{II.2})$$

- Des collisions électron-neutre ou ion-neutre.

Dans une décharge luminescente, la charge d'espace modifie le champ \vec{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 :

$$\vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{II.3})$$

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 couplé à l'équation de Poisson (II.3).

Ce qui donnerait le système d'équations Suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial f_e}{\partial t} + w_e \cdot \vec{\nabla}_r f_e + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f_e = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{collision} \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + w_i \cdot \vec{\nabla}_r f_i + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f_i = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{collision} \\ \vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

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.2.1 Modèles Particulaire (microscopiques) [18] :

La méthode PIC-MCC (Particle-In-Cell Monte-Carlo Collision) est un outil très performant et efficace pour l'étude des plasmas froids car il permet de décrire l'évolution dans le temps et dans l'espace, des particules chargées sous l'effet des champs et des collisions. Dans un cas purement électrostatique, la méthode consiste à suivre les trajectoires d'un nombre représentatif de particules chargées, des électrons et des ions, dans l'espace des phases, et de décrire l'interaction collective de ces particules par la résolution de l'équation de Poisson. La détermination des trajectoires des particules dans l'espace sous l'effet du champ Électrique, tenant en compte tous les types de collision existants et pour un nombre de particules important devient relativement difficile, du fait que la méthode PIC-MC demande un traitement individuel de chaque particule. Le coût des simulations pour ce type de méthode est très élevé en termes de ressources (CPU et mémoire).

II.2.2 Modèle Fluide [18] :

Un modèle de décharge, où le transport de particules chargées est décrit à l'aide des valeurs moyennes pour certains paramètres de plasma est appelé un modèle fluide. En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un gaz faiblement ionisé peut-être décrite en utilisant les équations de Boltzmann correspondantes. L'équation de Boltzmann est une équation de continuité dans l'espace de phase (r,v) , qui détermine la fonction de distribution des particules $f(r,v,t)$, à chaque position (r,v) et le temps t , sous l'effet de forces externes et les processus de collision avec les molécules de gaz. Mais, on peut aussi caractériser le plasma de décharge directement à partir des grandeurs moyennes : densité, vitesse moyenne, énergie moyenne, etc. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par ses moments qui correspondent à une série, en théorie illimitée, d'équations hydrodynamiques. La base des modèles fluides nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues. La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère l'équation de conservation de la densité et de la quantité du mouvement tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie. Comme le système d'équation ainsi obtenu est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture du système ce qui exige des hypothèses supplémentaires.

A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées.

a-Approximation du champ local (ACL) :

Dans l'approximation du champ local (ACL), les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont à la fois fonctions du champ réduit $E(r, t) / p$; où $E(r, t)$ est le champ électrique au point r et à l'instant t et p est la pression du gaz. Autrement dit ; la fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDE) au point (r,t) est considérée la même que pour un champ réduit uniforme. Cette hypothèse de l'équilibre au champ local signifie que l'énergie gagnée par les électrons en présence du champ électrique au point (r,t) est localement compensée par la perte d'énergie due aux collisions.

b- Approximation de l'énergie locale (AEL) :

Dans l'Approximation de l'énergie locale (AEL), les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont fonction de l'énergie moyenne des électrons calculée par l'équation de continuité de l'énergie dans le modèle fluide. Suite à l'évolution dans le domaine de modélisation des plasmas, un accord général a fait que les modèles fluides comprennent l'équation de continuité, l'équation de transport d'énergie moyenne des électrons et l'équation de Poisson. Pour une résolution du problème à une dimension 1D ou deux dimension 2D. Souvent, les équations de transport dans les modèles fluides sont encore simplifiées en adoptant l'approximation de drift diffusion, (ADD), qui décrit les flux de particules chargées comme la somme d'une dérive plus un terme de diffusion, en ignorant tous les autres termes. Cependant, les modèles fluides ne peuvent pas prendre en considération les fonctions de distribution des espèces (par exemple, la distribution d'énergie des ions), mais seulement des moyennes sur les distributions. Cet inconvénient est souvent compensé par des codes hybrides. Pour valider les modèles fluides, les résultats de simulations obtenus doivent être confrontés avec les données expérimentales et les résultats de modèles particuliers correspondants. L'avantage exceptionnel des modèles fluides, qui jusqu'à présent ne peuvent pas être remis en cause par des modèles statistiques en dimensions équivalentes, c'est leur convergence rapide.

II.2.3 Modèle hybride :

Le terme « hybride » est utilisé pour désigner soit des simulations qui tiennent compte de deux groupes d'électrons, ou des codes complexes pour la modélisation des décharges plasmas. Le modèle hybride est utilisé pour désigner une simulation en considérant deux ensembles d'électrons. Ces deux groupes de populations électroniques sont relativement indépendants.

Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique. Afin d'optimiser le temps de calcul les électrons du premier groupe sont traités à l'aide du modèle fluide. Par contre, les électrons rapides sont traités en adoptant une méthode de type Monte Carlo (MC). Le but du modèle hybride est de combiner les avantages des modèles microscopique et fluide en traitant par exemple certaines régions de la décharge (chute cathodique) par un modèles particulaire et d'autres régions (lueur négative ou il y a beaucoup plus de collisions) par un modèle fluide. Les modèles hybrides les plus répandus sont ceux où l'on associe un code Monte Carlo à un modèle de type fluide. Il est également possible de développer des codes numériques hybrides en combinant différents modules de calcul décrivant les différents processus survenus dans la phase gazeuse ou des interactions gaz-surface.

II.3 Modèles non auto-cohérents [18] :

Les modèles non auto-cohérents, dans lesquels on estime indépendamment (modèle ou mesure expérimentales) les variations spatio-temporelles du champ électrique, sont bien entendu beaucoup moins rigoureux, mais sont plus simples et donc plus rapides.

II.4 Modèles chimique et thermique [19] :

II.4.1 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.

$$\frac{\partial \vec{n}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{n}_i \vec{V}) = S_i + P_i \quad (\text{II.5})$$

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 C/N constant (similaire à des zones de colonne positive).

II.4.2 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 de la mécanique des fluides (équations de conservation de la densité, Équation de 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 équation de conservation de la densité.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N \vec{V}) = 0 \quad (\text{II.6})$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes).

$$\frac{\partial (mN \vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (mN \vec{V} \vec{V}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{C} \quad (\text{II.7})$$

Équation d'énergie

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{P}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{\tau}) + \phi_e \quad (\text{II.8})$$

P est le tenseur de pression cinétique ($\vec{P} = NkT\vec{I}$), $\vec{\tau}$ 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 du modèle a été utilisé en régime stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) par J.L Marchand pour modéliser les plasmas.

II.5 Modèle proposé et système d'équations :

Dans notre travail, le milieu est supposé continu ce qui signifie que les propriétés des particules chargées présentes dans le plasma (densités, vitesses, énergies) sont décrites par des grandeurs moyennes, c'est-à-dire comme étant un ensemble continu, et non par leurs fonctions de distribution. On ne résout pas l'équation de Boltzmann, mais on considère ses trois premiers moments, qui représentent respectivement les équations de conservation de la densité, du transfert de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les équations obtenues sont couplées à l'équation de Poisson.

Les hypothèses qui peuvent être faites sont :

- La représentation dérive-diffusion du flux de particules chargées : le flux d'une particule chargée est représenté par la somme d'un terme de dérive et d'un terme de diffusion. Cette représentation simplifie les équations, mais introduit deux nouvelles inconnues : la mobilité et le coefficient de diffusion de la particule.
- L'approximation de l'énergie moyenne : la fonction de distribution ne dépend que la densité de l'espèce et de son énergie moyenne.

II.5.1 Equations de transport pour les électrons :

C'est l'équation de conservation de la quantité de charge qui représente le premier moment de l'équation de Boltzmann et qui est obtenue par son intégration dans l'espace des vitesses :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial r} = S_e \quad (\text{II.9})$$

Avec :

n_e : La densité électronique.

v_e : La vitesse moyenne des électrons, t le temps et r la position.

S_e : Le terme source qui décrit la variation de la fonction de distribution de l'effet des collisions.

Il représente le bilan des réactions où il y a création ou pertes d'électrons par collisions inélastiques.

Dans le cas général, pour l'électron, le terme source peut être écrit de la façon suivante :

$$S_e = (v_i - v_a)n_e + v_{detac}n_n - r_en_en_p \quad (\text{II.10})$$

v_i : La fréquence moyenne d'ionisation,

v_a : La fréquence moyenne d'attachement,

v_{detac} : La fréquence moyenne de détachement,

r_e : Le coefficient de recombinaison, et n_n est la densité des ions négatifs.

Et, dans le cas d'un simple gaz supposé électropositif, pas de processus d'attachement, le terme s_e peut être représenté par:

$$S_e = n_e v_i = r_e n_e n_p \quad (\text{II.11})$$

Dans le cas général, pour une particule p , le terme source de son équation de continuité s'exprime par :

$$S_p = \sum_r N_{pr} R_r \quad (\text{II.12})$$

Où :

N_{pr} : Le nombre de particules d'espèce p créées dans la réaction r . il peut être négatif (disparition de la particule p) ou positif (création de la particule p).

R_r : Le taux de réaction. Il est proportionnel à la densité des particules qui interviennent dans la réaction, par exemple, pour une réaction :

-où interviennent deux particules de densités respectives n_{1r} et n_{2r} on a :

$$R_r = K_r n_{1r} n_{2r} \quad (\text{II.13})$$

à trois particules de densités respectives n_{1r} et n_{2r} et n_{3r} on a :

$$R_r = K_r n_{1r} n_{2r} n_{3r} \quad (\text{II.14})$$

K_r : étant le coefficient du taux de réaction.

II.5.2 Equations de transport pour les ions :

Les ions ne peuvent pas répondre aux oscillations rapides du champ électrique en raison de leur forte inertie, et donc ils reçoivent très peu d'énergie du champ électrique. Par ailleurs, le transfert d'énergie entre les électrons et les ions (avec de très différentes masses), est tout à fait inefficace. Ces faits justifient que l'énergie ionique moyenne est beaucoup plus faible que l'énergie moyenne d'électrons, qui est similaire à l'énergie thermique de neutres. Ainsi, le modèle fluide décrit le transport des ions en ne considérant que les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, ce qui correspond à la continuité et aux équations de transport d'ions.

Ces équations sont écrites comme suit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial r} = S_i \quad (\text{II.15})$$

Avec :

n_i : La densité des ions.

v_i : vitesse moyenne ionique.

S_i : Le terme source.

Le terme source S_i dans l'équation ci-dessus est déterminé par la comparaison chimique du plasma à l'aide des coefficients de taux de réaction. Pour les décharges DC, il est préférable d'utiliser des coefficients de Townsend au lieu des coefficients de taux de réaction. Les coefficients de Townsend fournissent une meilleure description de ce qui se passe dans la région cathodique.

Les flux des particules chargées sont :

$$\text{Pour } \alpha = e, i \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_e = n_e V_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \\ \Gamma_i = n_i V_i = -n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r} \end{array} \right. \quad (\text{II.16})$$

Où E , D , μ sont respectivement le champ électrique, les coefficients de diffusion des porteurs de charge (électron, ion) et leur mobilité.

II.5.3 Equation d'énergie pour les électrons :

Pour améliorer la représentation des processus d'ionisation, un troisième moment de l'équation de Boltzmann, qui correspond à l'équation de transport de l'énergie pour les électrons, peut être ajouté au système. Cette équation est donnée par :

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial x} + \nabla [n_\varepsilon \cdot (\mu_\varepsilon \cdot E) - D_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon] \Gamma_\varepsilon \cdot E = S_\varepsilon \quad (\text{II.17})$$

Avec : n_ε la densité d'énergie des électrons. $D_\varepsilon, \mu_\varepsilon$: sont respectivement les coefficients de diffusion et de mobilité de l'énergie et S_ε : est la somme des pertes d'énergie des électrons par collision.

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

$$\varepsilon_0 \nabla^2 V = -e(n_i - n_e) \quad (\text{II.18})$$

Les équations de transport pour les électrons et les ions et l'équation d'énergie sont couplées à celle de Poisson et forment ainsi un modèle électrique auto-cohérent de la décharge.

II.5.4 Fermeture du système d'équation des moments :

Le système formé par l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement n'est pas équivalent à l'équation de Boltzmann car, il faudrait un nombre infini d'équations de moments de Boltzmann. En effet, l'utilisation des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann nous met en face d'un système dont le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations.

Pour fermer le système, nous sommes obligés d'émettre certaines hypothèses, l'une d'elle est l'hypothèse d'équilibre local.

Les coefficients de transport qui permettent d'écrire les termes de dérive et de diffusion à un instant donné et en un point donné sont supposés ne dépendent que du champ électrique existant au même instant et au même endroit. Ceci suppose que le gradient temporel et spatial du champ électrique est faible sur des distances du libre parcours moyen.

II.5.5 Equation de Poisson :

Pour calculer le champ de charge d'espace, il faut donc une équation qui relie les inconnues des deux moments de l'équation de Boltzmann au champ électrique : c'est l'équation de Poisson que l'on écrit en fonction des densités des espèces négatives (indices e) et les espèces positives (indices p) :

$$\nabla \frac{\Delta}{r} V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (\sum_p n_p - \sum_e n_e) \quad (\text{II.19})$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} V \quad (\text{II.20})$$

Avec : ϵ_0 la permittivité du vide et $|e|$ la valeur absolue de la charge de l'électron (les ions étant supposés mono chargés). En effet, les particules chargées dans le milieu gazeux sont accélérées par le champ extérieur appliqué à la décharge. Celui-ci peut provoquer notamment de l'ionisation qui va créer de nouvelles particules chargées. Lorsque la densité des particules chargées devient suffisamment grande, un champ de charge d'espace (dû à la présence d'espèces chargées positives et négatives) va s'ajouter au champ extérieur.

II.5.6 Les grandeurs caractéristiques :

Les équations énumérées ci-dessus sont écrites en fonction des coefficients de diffusion et des mobilités des porteurs de charges et des fréquences de collisions. Les coefficients de diffusion D_e et de mobilité μ_e .

-des électrons, ainsi que les fréquences de collisions des électrons avec les espèces lourdes dépendent de la fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDEE). Dans l'hypothèse d'une FDEE Maxwellienne, ces coefficients s'expriment directement en fonction de la température des électrons.

-La relation entre les deux principaux coefficients de transport D_e et μ_e est :

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{K_e T_e}{q} = \frac{2}{3} \frac{\xi_e}{q} \quad (\text{II.21})$$

Cette relation est connue sous le nom de relation d'Einstein où T_e est la température électronique et ξ_e est leur énergie moyenne avec:

$$\xi_e = \frac{2}{3} K_e T_e \quad (\text{II.22})$$

De même, les coefficients de transport D et μ des ions présents dans le gaz sont liés par la relation d'Einstein suivante :

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{K_B T_i}{q} \quad (\text{II.23})$$

Par ailleurs, les coefficients de diffusion et de mobilité de l'énergie de l'électron sont calculés à partir du coefficient de diffusion et de la mobilité des électrons par :

$$D_\varepsilon = 5/3 D_e \quad (\text{II.24})$$

$$\mu_\varepsilon = 5/3 \mu_e \quad (\text{II.25})$$

Le modèle présenté ci-dessus permet la résolution de l'équation de Boltzmann et la détermination des densités des espèces chargées, du champ électrique et de l'énergie moyenne d'électrons dans l'espace inter électrodes.

Ce modèle est insuffisant pour décrire la décharge lorsque l'hypothèse de milieu continu n'est pas correcte. Dans ces conditions, on fait appel à des modèles qui associent un modèle particulière au modèle fluide pour déterminer le mouvement et les vitesses des particules dans la décharge.

II.6 Modèle étudié dans ce mémoire :

$$\frac{\partial \vec{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_k) = \vec{S}_k \quad (\text{II.26})$$

Où :

\vec{n}_k : Densité d'électron.

$\vec{\Gamma}_k$: le flux de particules.

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

$$\vec{\Gamma}_k = \vec{n}_k \cdot \vec{u}_k = Z \cdot (\vec{n}_k \cdot \vec{u}_k \vec{E} - \vec{\nabla} n_k \cdot \vec{D}_k) \quad (\text{II.27})$$

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

Avec :

μ_k : Mobilités des espèces chargées.

D_k : Coefficient de diffusion.

E : champ électrique.

$$\frac{\partial(n_e \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{\Gamma}_\varepsilon) + \vec{E} \vec{\Gamma}_e = \vec{S}_\varepsilon \quad (\text{II.28})$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -n_e \mu_\varepsilon \vec{E} - \nabla \cdot n_\varepsilon \vec{D}_\varepsilon \quad (\text{II.29})$$

Avec :

ε : énergie moyenne d'électron.

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

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

$$\Delta \vec{V} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (\text{II.30})$$

Avec :

$$\vec{E} = -\nabla \vec{V} \quad (\text{II.31})$$

V : potentiel électrostatique.

q : charge d'électron.

ε_0 : permittivité du vide.

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

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

$$\begin{cases} \vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho \\ \vec{n} \cdot (\vec{E}_1 \cdot \varepsilon_1 - \vec{E}_2 \cdot \varepsilon_2) = \rho \end{cases} \quad \text{L'équation de continuité} \quad (\text{II.32})$$

\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 sont :

$$-n \vec{\Gamma}_e = \frac{1}{2} \vec{V} e_{,th} n_e - \sum_p \lambda p (\vec{\Gamma}_p) \quad (\text{II.33})$$

$$\vec{V} e_{,th} = \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} \quad (\text{II.34})$$

Où :

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

K : constante de Boltzmann.

m_e : Masse d'électron.

Le deuxième terme de l'équation (II.34) est le gain d'électron qui est due à l'effet de l'émission secondaire λp : c'est le coefficient de l'émission secondaire.

L'énergie flux d'électron est : $-n\vec{\Gamma}\varepsilon = \left(\frac{5}{6}\vec{V}_{e,th}n_e\varepsilon\right) - \sum \varepsilon_p(\vec{\Gamma}_p \cdot n)$ (II.35)

Le deuxième terme de l'équation (II.35) est l'émission secondaire de l'énergie du flux.

ε_p : Energie moyenne secondaire d'électron.

II.7 Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium :

La chimie de plasma simple pour l'hélium pur consistant seulement 3 réactions et 4 espèces :

Tableau II.1 : Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium.

Réaction	Formule	type	$\Delta\varepsilon(\text{ev})$
1	$e+\text{He} \rightarrow e+\text{He}$	Elastique	0
2	$e+\text{He} \rightarrow e+\text{Hes}$	Excitation	19.5
3	$e+\text{Hes} \rightarrow e+\text{He}^+$	Ionisation	24.5

Le potentiel électrique Appliquer sur l'électrode est $V=V_{rf} \sin (2\pi f t)$.

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

Tableau II.2 : bilan des réactions de la surface.

Réaction	Formule	Stiking coefficient
1	$\text{Hes} \rightarrow \text{He}$	1
2	$\text{He}^+ \rightarrow \text{He}$	0

II.8 Conclusion :

Nous avons vu dans ce chapitre que la modélisation d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique est très délicate, et les phénomènes de transport des particules chargées sont entièrement décrits par l'équation de Boltzmann. A partir de cette propriété, un modèle électrique auto-cohérent idéal consiste en un système d'équations couplant l'équation de Boltzmann pour les électrons et les ions avec l'équation de Poisson. La mise au point de ce modèle est très difficile actuellement 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. Il s'agit de l'équation de continuité et de transfert de la quantité de mouvement.

Dans le prochain chapitre nous présentons la résolution de ces équations, ainsi que les résultats obtenus.

Chapitre III :
Caractéristiques de la
DBD : Résultats de
simulation et
interprétations

III.1 Introduction :

Dans ce travail, un modèle 2D de la décharge à barrière diélectrique DBD a été étudié et simulé à la pression atmosphérique avec l'hélium. Ce modèle présente les caractéristiques électriques, les variations spatio-temporelles du champ électrique et les densités des particules (ionique, électronique et métastable), et ainsi l'étude du comportement de la décharge en utilisant le logiciel COMSOL-Multiphysics 4.3b. C'est un outil très employé dans des secteurs divers de recherche, car il facilite les étapes de la modélisation et la 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 [3].

La simulation est effectuée avec une décharge à barrière diélectrique créée, en utilisant une tension de 800V, avec un espace inter-diélectrique de 1 mm et une fréquence de 200Hz.

III.2 Modèle étudié dans notre étude :

Comsol offre différentes possibilités d'études allant de l'étude électrique à l'étude mécanique. 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.1).

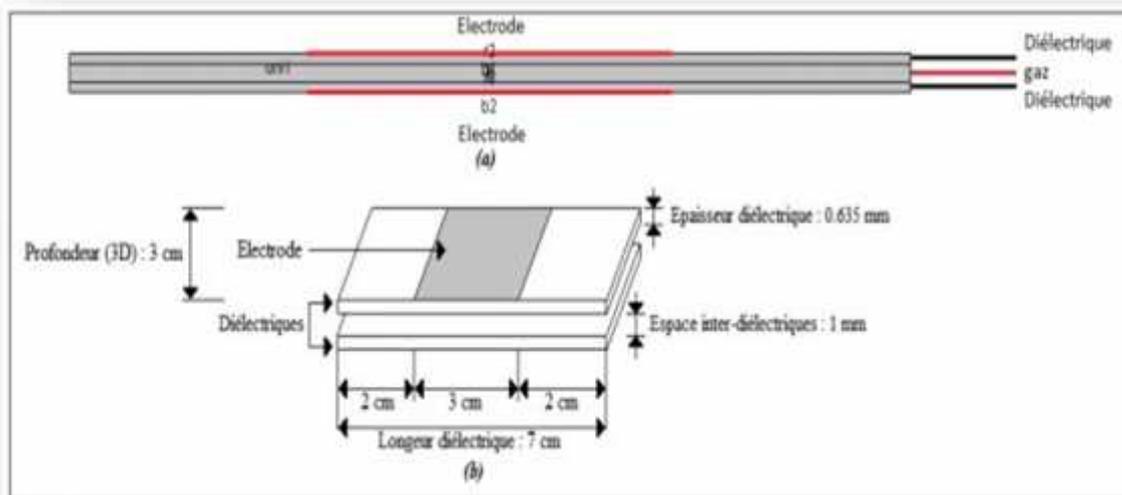


Figure III.1: a) Modèle 2D de la DBD sous logiciel Comsol, b) représentation du modèle.

Le choix d'un modèle en 2D est directement relié au temps de calcul car un modèle 3D est bien plus complexe et demande un temps considérable pour la résolution de celui-ci (cela est directement relié au maillage). Bien que le modèle soit en 2D, le logiciel Comsol est programmé pour calculer les différentes équations liées à l'étude en 3 dimensions. Le modèle 2D (axe x, y) serait donc

reproduit à l'identique dans la profondeur (axe z), nous donnant ainsi le modèle représenté sur la figure III.1-b. Cette profondeur 3D nous permet par la même occasion d'attribuer la surface d'électrode de 9 cm^2 bien que l'on soit dans une géométrie en 2D. Le deuxième élément important de cette modélisation est le maillage. Il existe plusieurs géométries de maillage (triangle, quadrangle,...) dans lequel les grandeurs physiques sont calculées. Selon la géométrie et la taille des éléments qui constituent le maillage, le modèle aura une certaine précision vis-à-vis des grandeurs que l'on veut visualiser. Nous choisissons un maillage quadrangle de hauteur égale à celle du gap gazeux pour l'espace inter- diélectriques et un maillage triangle pour les diélectriques (Figure III.2).

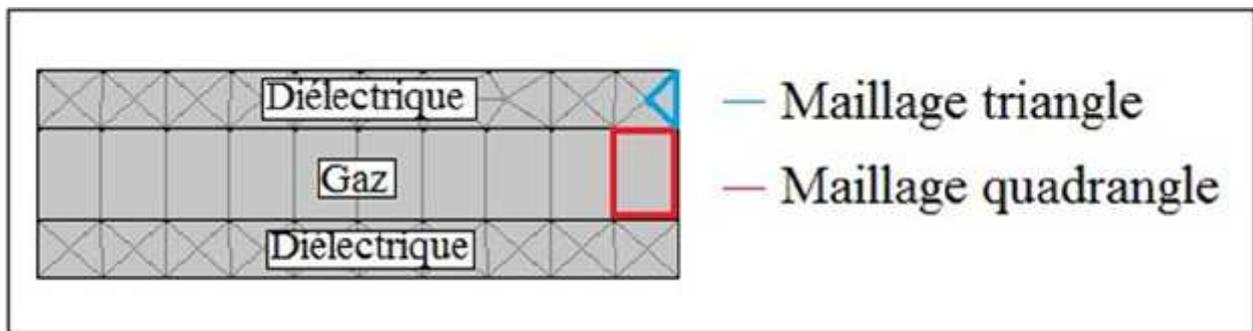


Figure III.2: Maillage du modèle.

Pour résoudre ce modèle, nécessite d'imposer des conditions aux limites :

- ✓ Chaque matériau sera défini par sa conductivité électrique et sa permittivité relative, c'est-à-dire une conductivité de 10^{-12} S/m et une permittivité relative de 9,6 pour les diélectriques et une permittivité relative de l'espace inter-diélectriques de 1.
- ✓ Une loi de conservation du courant sur tout le modèle.
- ✓ Une isolation électrique sur les parois diélectriques autour des électrodes.
- ✓ On impose la tension à une électrode et la masse à la seconde.
- ✓ Des conditions initiales sur la conductivité du gaz et le potentiel électrique sur tout le modèle à 0.

III.3 Paramètres de simulation :

Tableau III.1 : Paramètres de simulation.

Paramètres	Valeurs
Gaz	Hélium
Distance inter diélectriques	1 mm
Amplitude de tension appliquée	800 V
Fréquence d'excitation	200 Hz
Surface et formes des électrodes	Rectangulaires ($S=9\text{m}^2$)
Permittivité relative du diélectrique	$\epsilon_r = 9.6$
Epaisseur du diélectrique	0.635 mm
Pression du Gaz	P=1atm
Pas de simulation	10^{-4} s

III.4 Résultats et interprétations :

III.4.1 Caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique :

Les résultats du modèle fluide pour la DBD sont les densités des différentes espèces (n_e , n_i et $n_{\text{mét}}$) et le champ électrique (E) en fonction de la distance inter électrodes.

Cette simulation est effectuée à la pression atmosphérique à une température du gaz $T=400\text{K}$, une tension appliquée $V=800\text{V}$ avec une fréquence $f=200\text{Hz}$ et coefficient d'émission secondaire $\gamma_p = 0.01$ sont utilisés comme paramètres d'entrée dans cette modélisation.

La figure (III.3) décrit l'évolution temporelle de la caractéristique électrique pendant deux cycles de la 4^{ème} période de la tension appliquée, donc la courbe de courant montre un modèle de décharge dans l'hélium, qui un pic de courant pour chaque demi-cycle de la tension appliquée [9].

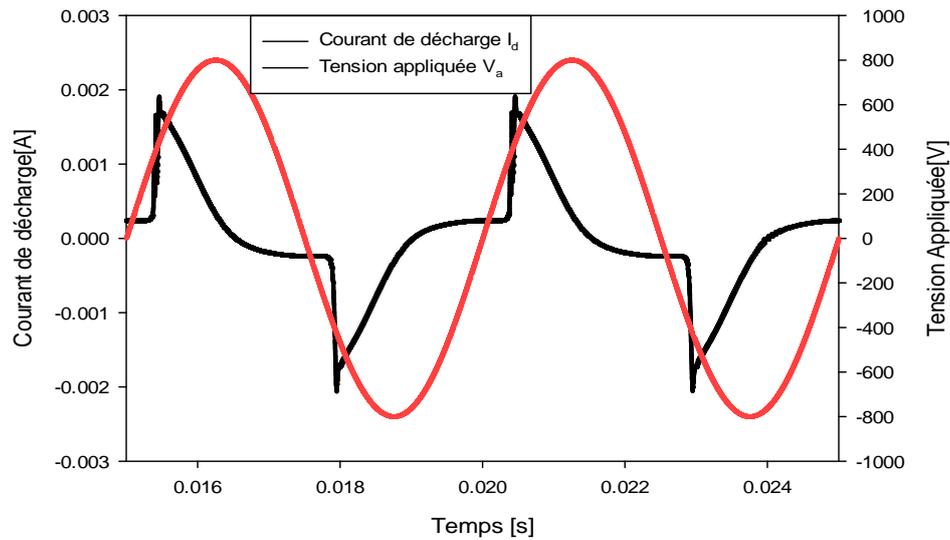


Figure III.3: Variation sur deux périodes du courant de la décharge $I_d(t)$, et la tension appliquée $V_a(t)$.

III.4.2 Distributions spatiotemporelles 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 (0.023s, 0.0231s, 0.0232s).

III.4.2.1 Champ électrique :

La distribution spatiotemporelle du champ électrique est indiquée sur la figure (III.4). On constate que lorsque le temps augmente, la zone de la colonne positive occupe plus de l'espace inter-diélectrique et la zone de la gaine cathodique se contracte.

Lorsque le temps augmente la valeur du champ électrique diminue (par exemple $3.545 \cdot 10^5$ V/m à l'instant 0.023s et $3.524 \cdot 10^5$ V/m à l'instant 0.0231s), et de plus en plus faible dans la gaine anodique.

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).

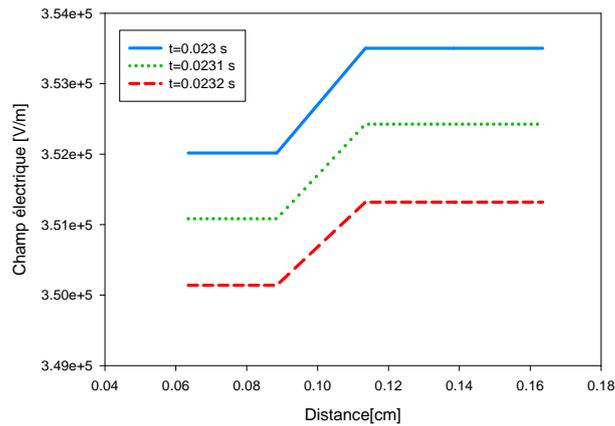
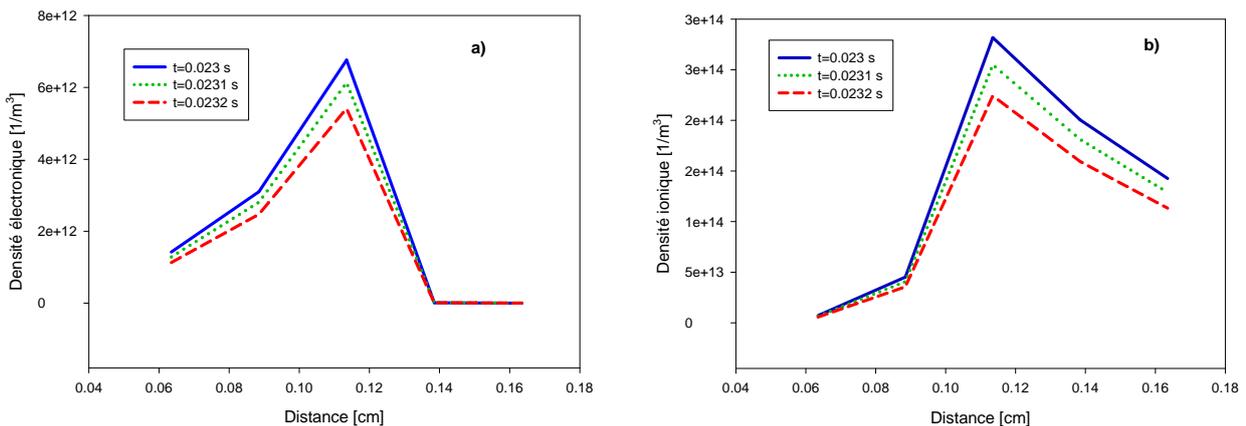


Figure III.4 : Variation spatiotemporelle du champ électrique.

III.4.2.2 Variation spatiotemporelle des densités des particules :

D’après les figures (III.5.a) et (III.5.b), on remarque une diminution progressive de la densité électronique et ionique avec le temps, la densité atteint son maximum dans la colonne positive, puis elle augmente légèrement dans la gaine. Donc les électrons et les ions positifs créés 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-diélectrique.

La figure (III.5.c), montre l’évolution spatiale de la densité des métastables, la densité de ces espaces diminue avec le temps, elle est répartie uniformément sur l’espace inter-diélectrique.



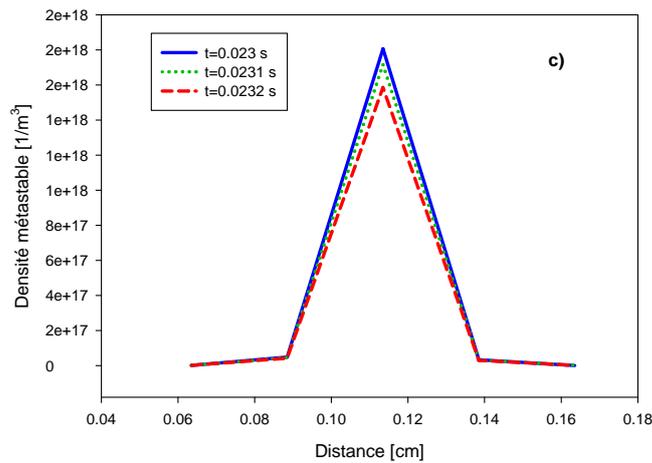


Figure III.5 : Variation spatiotemporelle de : a) Densité électronique, b) Densité ionique et c) Densité métastable.

III.5 Les caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique :

III.5.1 Allumage de la décharge t=0.0198s :

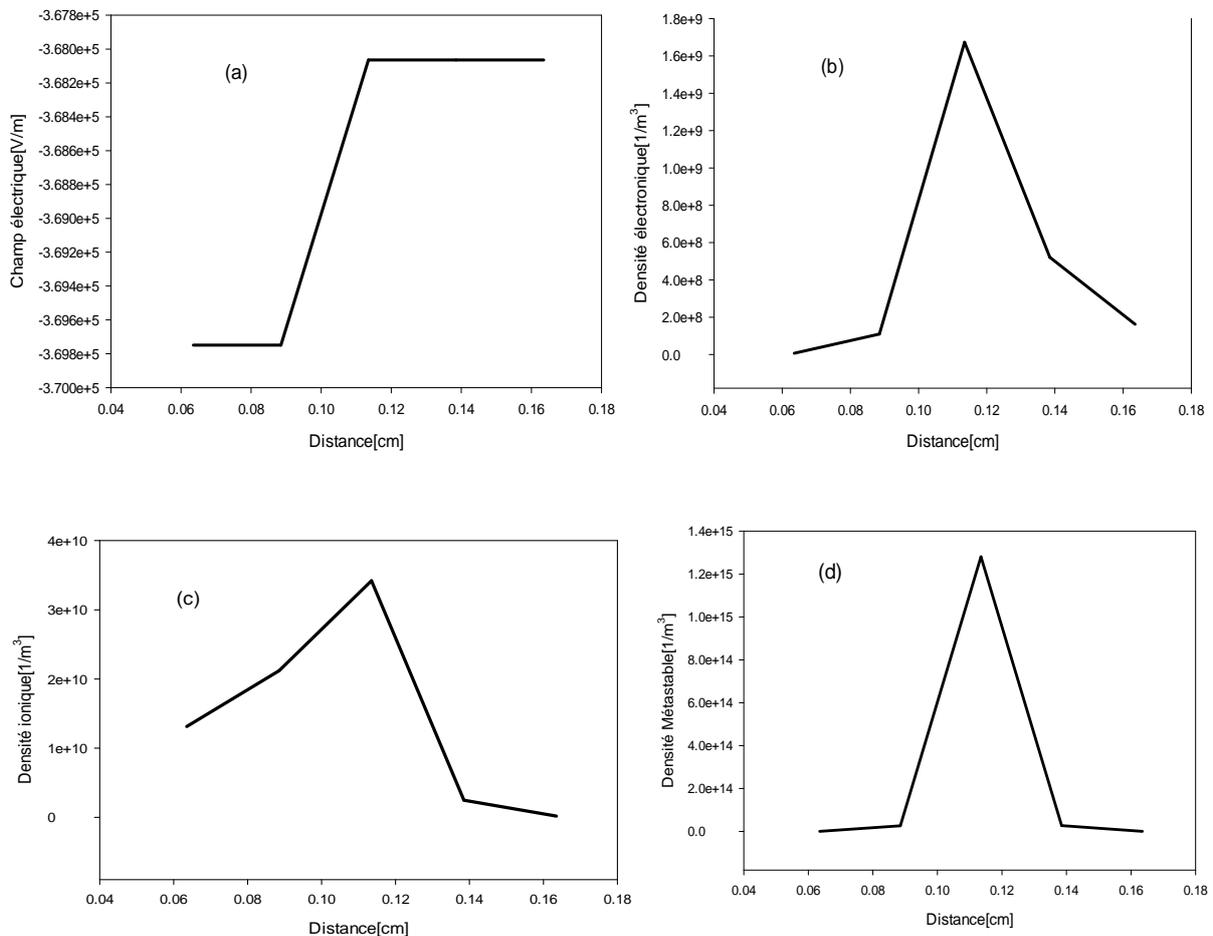


Figure III.6 : Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à t=0.0198s.

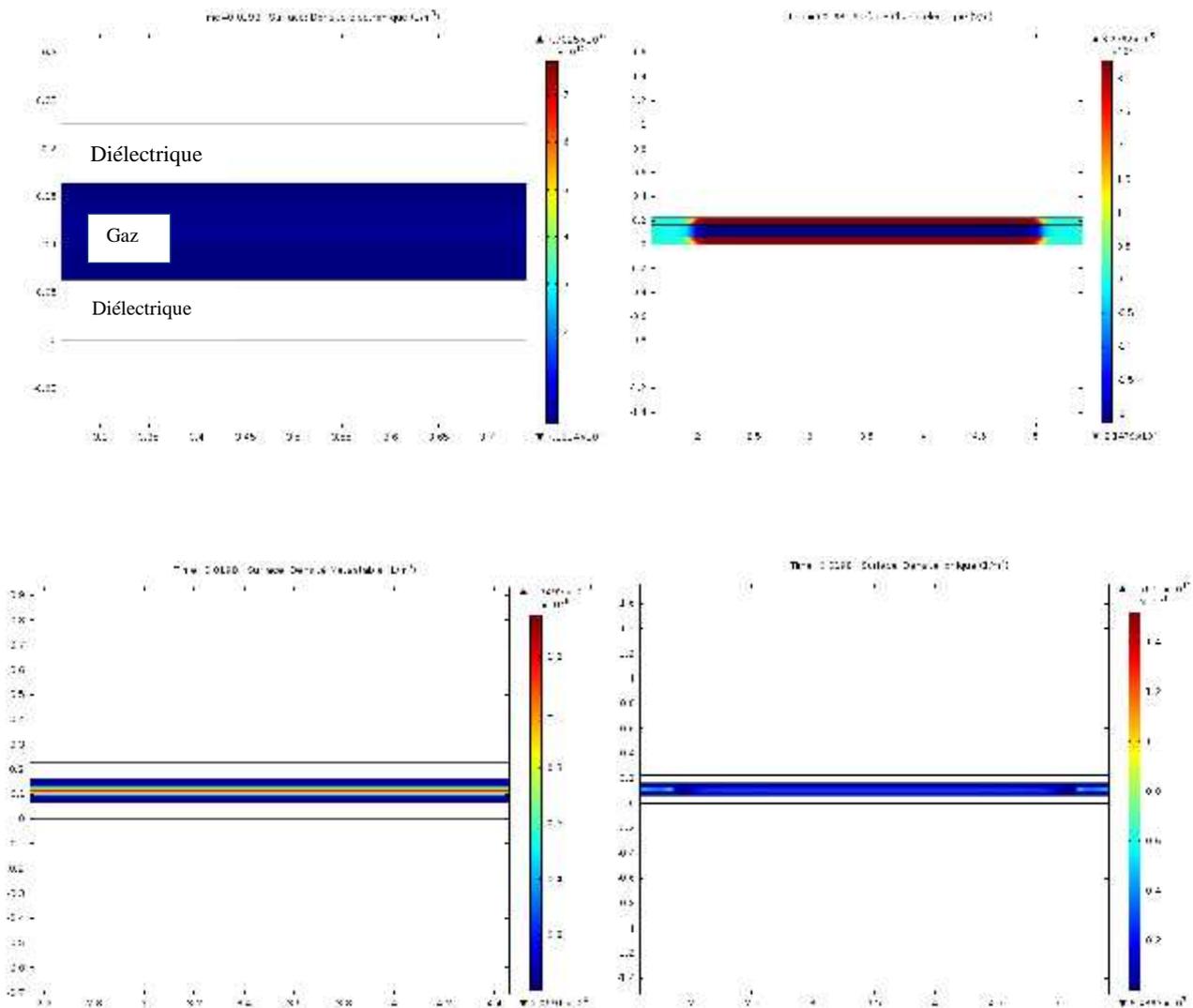


Figure III.7: distribution surfaciques du champ électrique et les densités des particules à t=0.0198s.

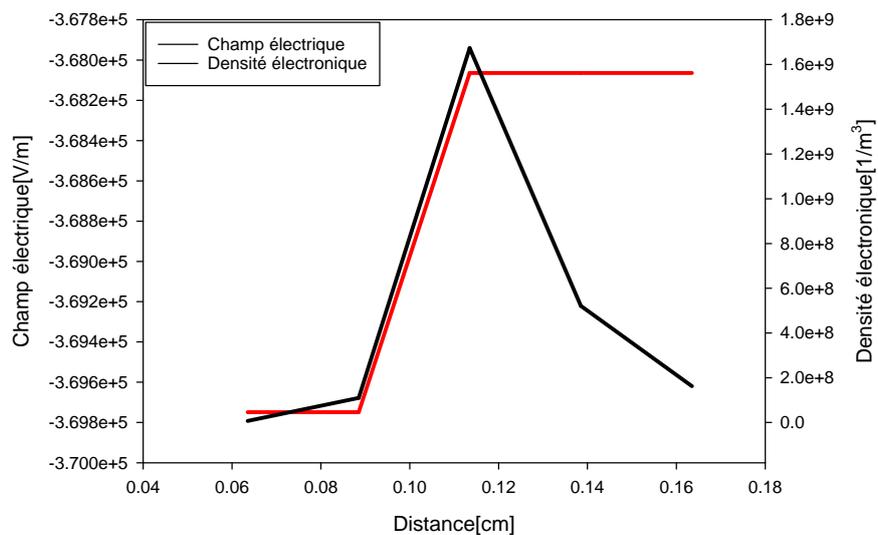


Figure III.8 : Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à Allumage de la décharge t=0.0198s.

Les Figures (III.6, III.7 et III.8) 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 $-3.681e^+5$ V/m et une densité électronique l'ordre de $1.7e^+9$ 1/m⁻³ ce qui provoque l'émission de la lumière par la décharge.

III.5.2 Maximum de courant à t=0.0201s :

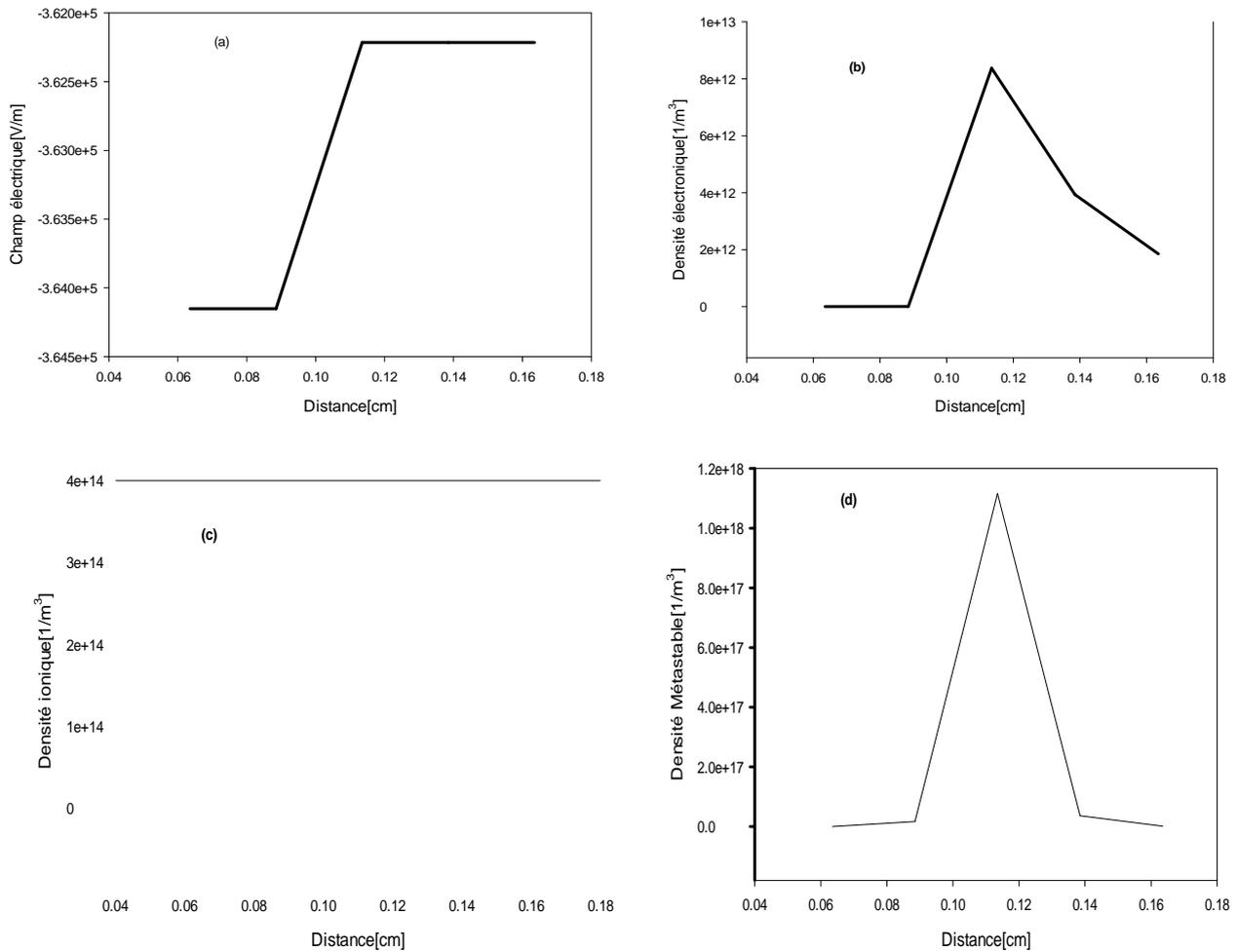


Figure III.9 : Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à t=0.0201s.

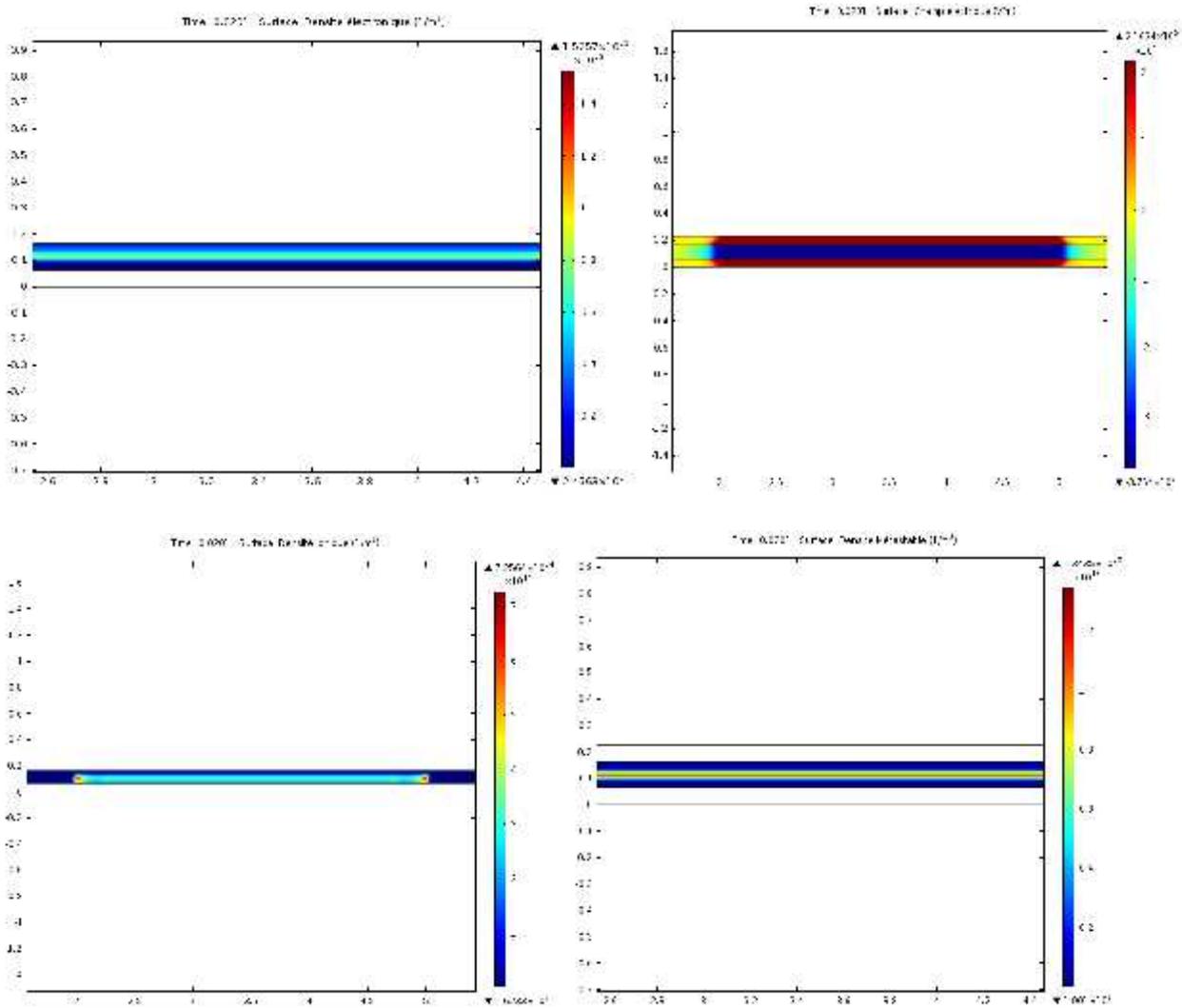


Figure III.10 : distributions surfaciques du champ électrique et les densités des particules à $t=0.0201s$.

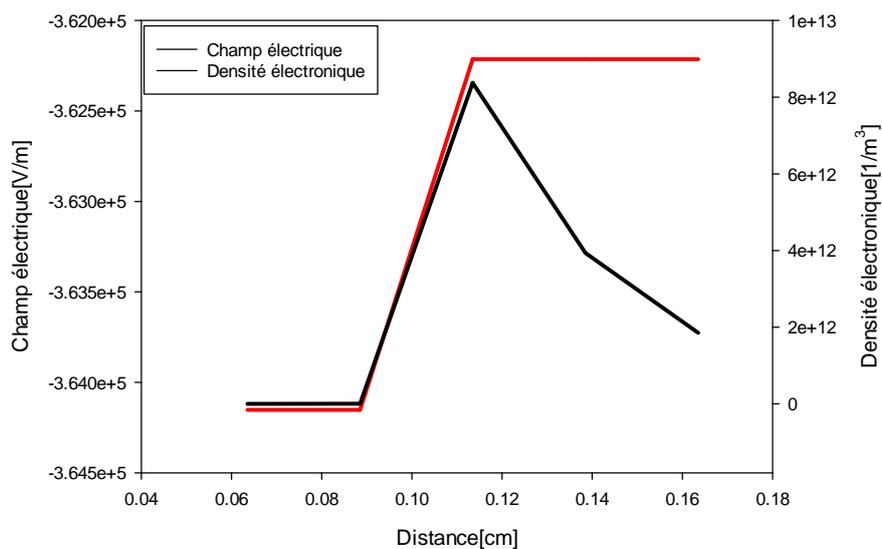


Figure III.11 : Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à maximum de courant à $t=0.0201s$.

D'après les figures (III.9, III.10 et III.11) on remarque que les variations spatio-temporelles du champ électrique et les densités électronique, ionique et métastable correspondant à la première alternance du deuxième période du courant (à $t=0.0201s$). Durant la première alternance sont similaires à celle d'une décharge lumineuse établie à la basse pression.

A la cathode (à droite), le champ électrique varie beaucoup et sa valeur maximale et de plus de $3.622 \cdot 10^{+5}$ V/m. Les ions atteint une densité de $2 \cdot 10^{+12} 1/m^{-3}$ alors que celle des électrons et un peu faibles c'est la gaine cathodique.

III.5.3 Extinction de la décharge à $t=0.021s$:

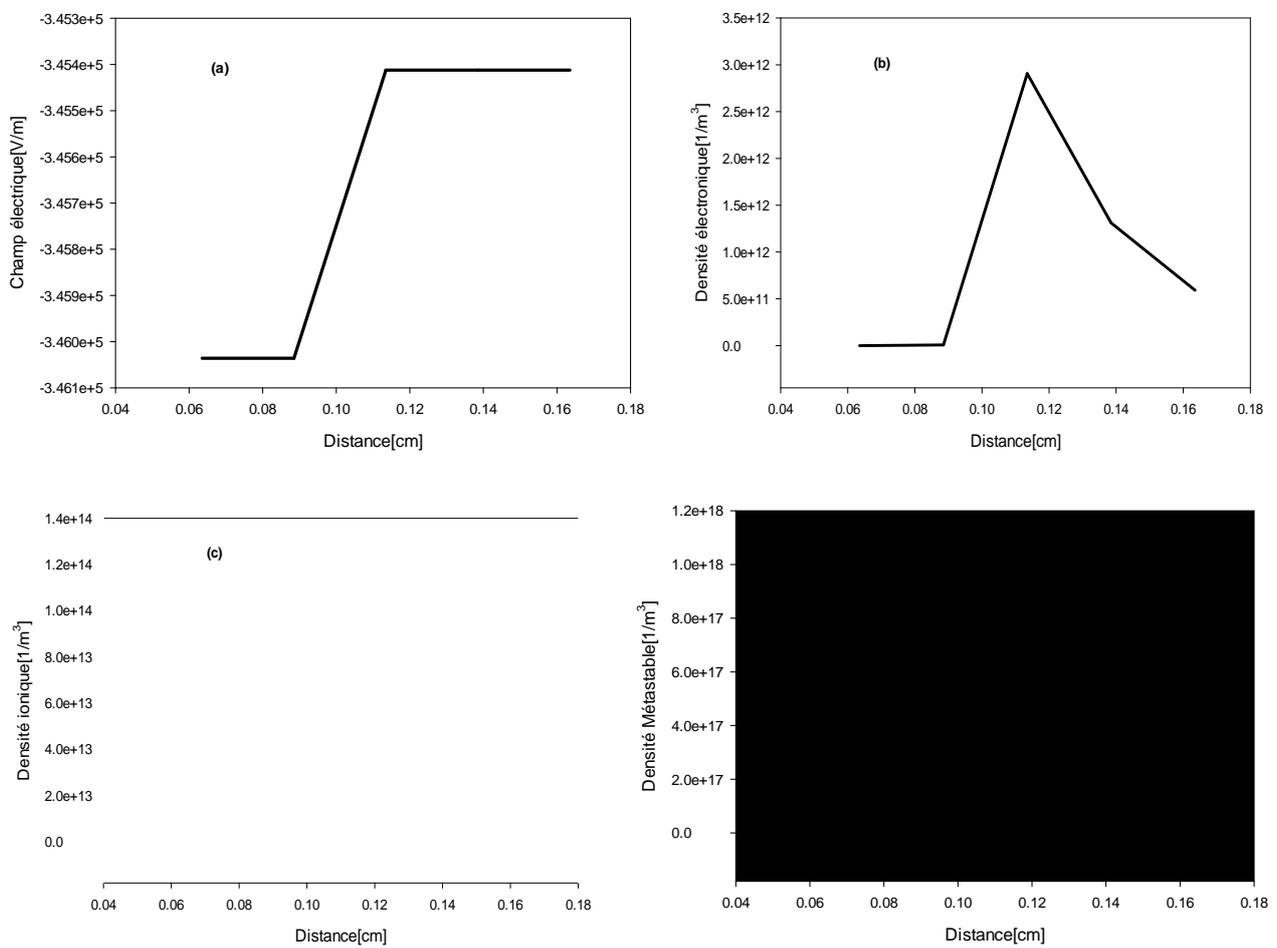


Figure III.12 : Variation spatiale du champ électrique et les densités des particules à $t=0.021s$.

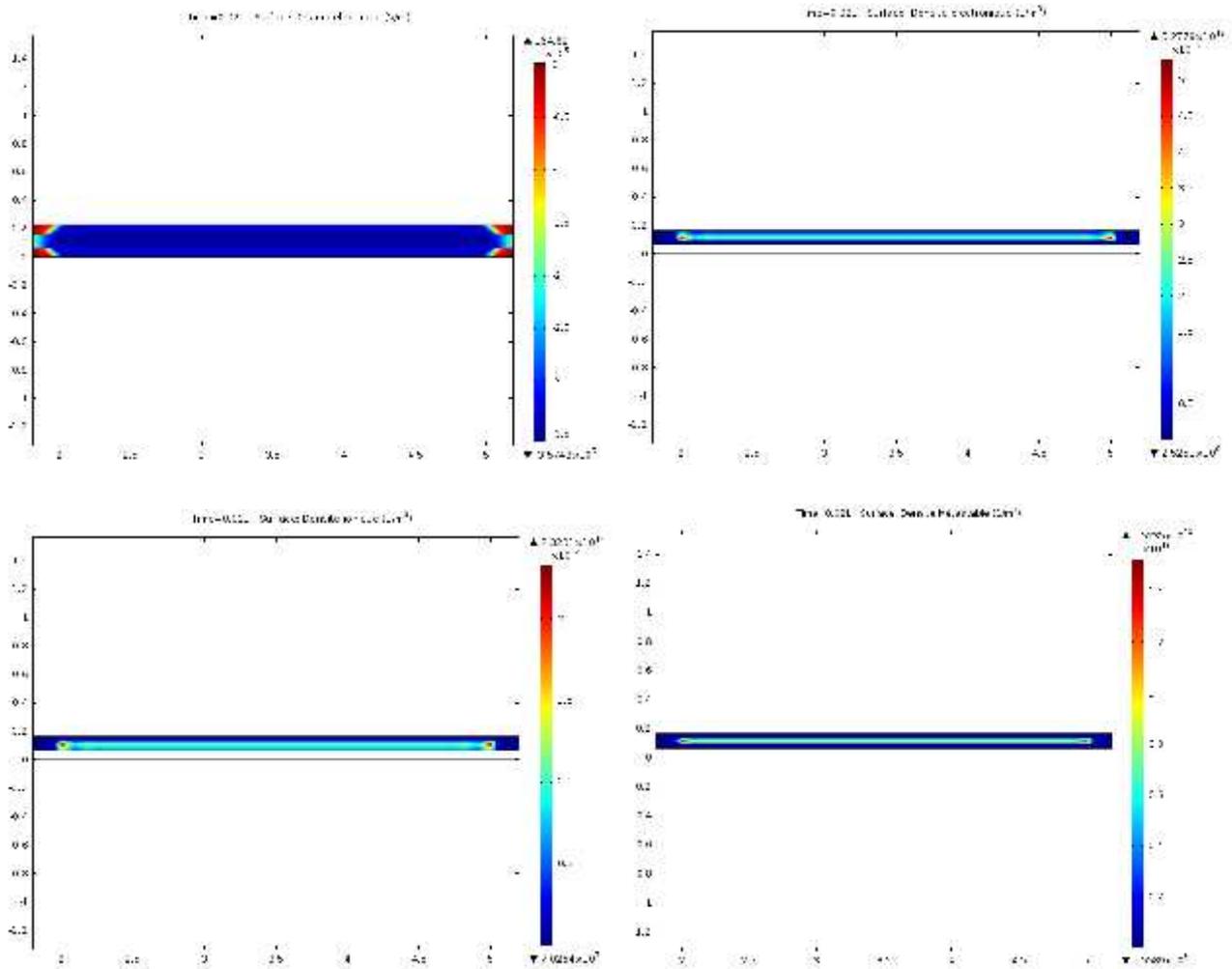


Figure III.13 : distributions surfaciques du champ électrique et les densités des particules à t=0.021s.

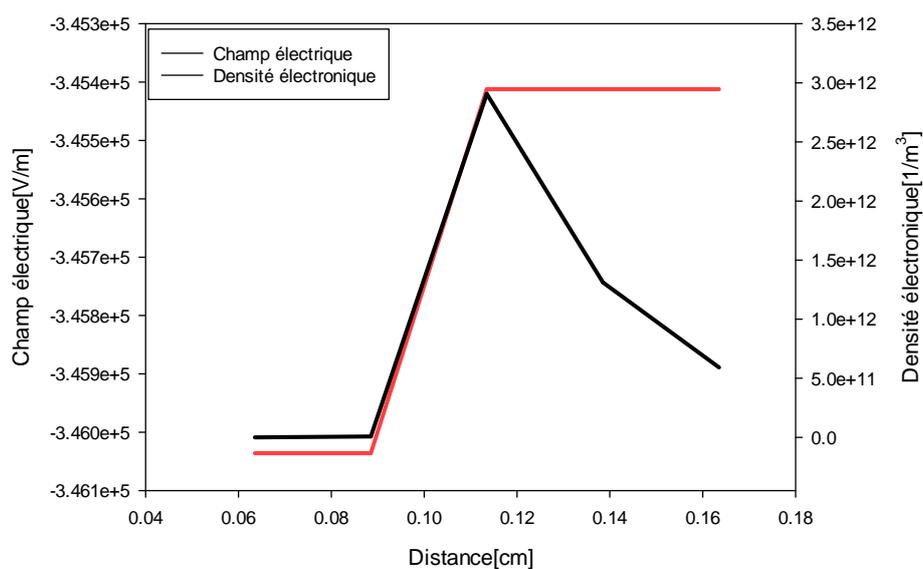


Figure III.14 : Variation spatiale du champ électrique et la densité électronique à l'instant correspondant à l'extinction de décharge à t=0.021s.

D'après les figures (III.12, III.13 et III.14) nous avons représenté les variations spatiales du champ électrique et des densités électroniques, ionique et métastable après le maximum de courant à $t=0.021s$.

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.6 Etude de la transition en régime filamentaire :

Pour pouvoir étudier la transition en régime filamentaire, la première étape consiste à reproduire macroscopiquement une micro-décharge.

Une micro-décharge est caractérisée par une densité de courant bien plus élevée que la décharge homogène modélisée. Il faut donc introduire des autres paramètres dans le modèle précédemment.

Pour cela, nous avons fait varier la valeur max de la tension appliquée et la fréquence ($V_{app}=750V$ et $f=3000Hz$).

La figure (III.15) montre la courbe du courant de décharge pour distinguer le régime filamentaire. D'après la courbe du courant de décharge il existe plusieurs pics du courant pour chaque alternance de la tension appliquée correspondant au régime filamentaire.

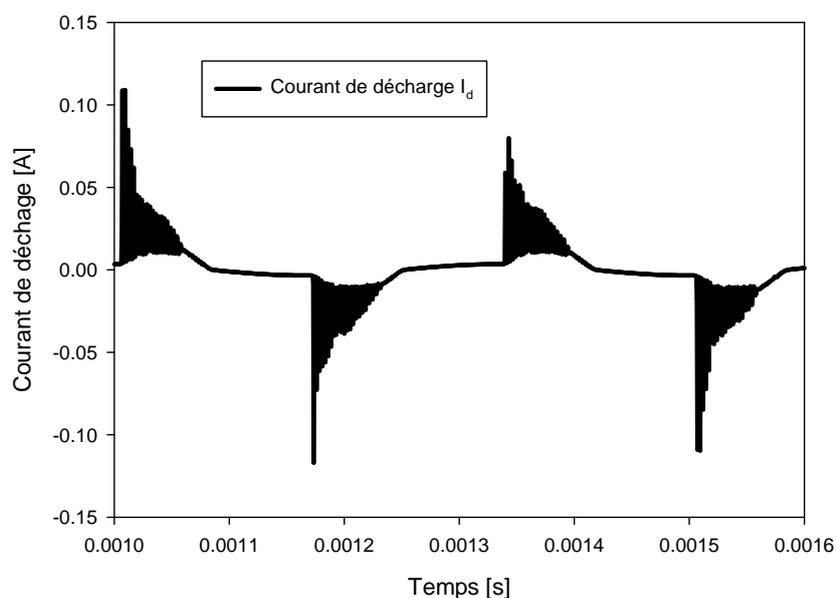


Figure III.15 : Simulation du courant mesuré sur la DBD après insertion d'un filament.

III.7 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.

Malgré les hypothèses considérées et le faible nombre de particules et des réactions prise en compte par rapport à ce que intervient réellement dans le fonctionnement de la décharge, les résultats obtenus jusqu'à présent concernant la distribution spatiale du champ électrique et des densités des particules chargées et excitées a été qualitativement la même structure que celle habituellement obtenue dans la décharge luminescente à basse pression.

La forme du courant de la décharge obtenue après une modélisation numérique et simulation confirme l'existence d'un régime homogène de la DBD à la pression atmosphérique mais dans des conditions bien déterminées et très spécifiques.

Chapitre IV :
Application de la DBD
sur Le Bois

IV.1 Introduction [20] [21] :

Les traitements de surface sont la dernière phase dans la création ou la fabrication ou encore de rénovation d'un matériau donné. Ils permettent la modification de la surface d'un substrat déjà existant en lui apportant une ou plusieurs propriétés supplémentaires pour une utilisation ultérieure.

La modification de la surface des matériaux contribue grandement à la prolongation de leur durée de vie, notamment dans le cas des matériaux de construction tel que le bois. Il est également utilisé à des fins décoratives ou pour renforcer leur dureté et leur résistance aux dégâts et à l'usure et empêcher leur corrosion.

Le traitement du bois par plasma a été étudié au moyen d'une décharge à barrière diélectrique (DBD), a fait l'objet de plusieurs études récentes dont l'objectif principal était l'amélioration de l'adhésion d'un revêtement protecteur avec la surface. Cependant, l'étude de l'interaction plasma-bois comporte de nombreux défis scientifiques et technologiques dus à la complexité du matériau étudié.

Avec les traitements plasmas, à basse pression ou à pression atmosphérique, sont largement utilisés dans la modification de surface des matériaux. Il s'agit d'une réaction entre les éléments chimiques qui constituent le gaz ionisé du plasma et la surface de l'échantillon. Ces réactions aboutissent en général au greffage de nouvelles fonctions chimiques à la surface des matériaux.

IV.2 Notions générales sur le matériau bois :

La nature du bois est extrêmement complexe. D'une part, il s'agit d'un matériau ayant une structure macroscopique propre, pouvant dépendre de plusieurs facteurs comme le type de bois (résineux et feuillus), le type de tissu (bois d'aubier et duramen), son âge, son lieu de croissance, etc. D'autre part, la structure microscopique du bois est elle-même extrêmement complexe, possédant plusieurs constituants chimiques (cellulose, hémicelluloses, lignine, extractibles) pouvant être affectés de manière différente par le traitement par plasma. Cette section vise à présenter certaines caractéristiques de base du matériau bois.

IV.2.1 Composition chimique du bois [22] :

Le bois est défini comme étant un biopolymère tridimensionnel formé d'un réseau complexe dans lequel sont inclus trois types de substances macromoléculaires à savoir : la cellulose, les hémicelluloses et les lignines avec des quantités faibles d'extractibles et de substances minérales (Figure IV.1). Les microfibrilles de cellulose sont constituées principalement de polymères solides et linéaires de glucoses. Elles sont associées à des polymères amorphes composés de plusieurs sucres

de nature différente (hémicelluloses). Ces polysaccharides sont incorporés dans une matrice amorphe de polymère phénylpropane (lignine), et le tout donne naissance à une structure composite dite paroi cellulaire lignocellulosique (Rowe 1989).

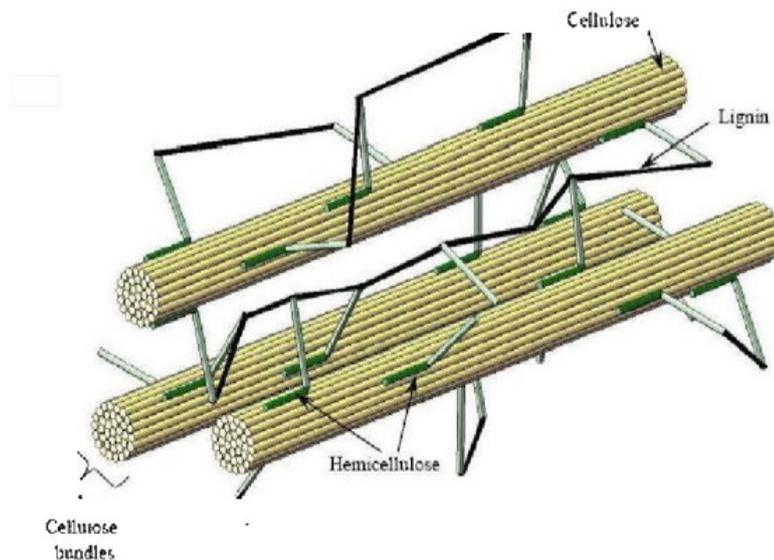


Figure IV.1: Constituants chimiques du bois (Murphy et McCarthy 2005) [22].

Une analyse chimique permet de distinguer entre les feuillus et résineux, mais ces techniques ne peuvent pas être utilisées pour identifier les espèces de bois en raison des variations au sein de chaque espèce. En général, la teneur en lignine chez les résineux est plus élevée que celle chez les feuillus (Tableau IV.1).

Tableau IV.1 : Répartition chimique (% en masse) des différents composés dans le bois des feuillus et des résineux (Sjöström 1993) [22].

Constituants (%)	Résineux	Feuillus
Cellulose	42 ± 2	45 ± 2
Hémicelluloses	27 ± 2	30 ± 5
Lignine	28 ± 3	20 ± 4
Extractibles	3 ± 2	5 ± 3

IV.3 Méthodes usuelles de traitement du bois [23] :

IV.3.1 Sablage :

Le traitement le plus commun pour rafraîchir une surface de bois vieillie consiste à la sabler, permettant ainsi de retrouver une surface hydrophile mieux adaptée à l'application de peintures ou de scellants aqueux et menant habituellement à de meilleures propriétés d'adhésion. En principe, le sablage permet de retirer la couche d'extractibles résultant du vieillissement naturel ainsi que la couche « faible » formée en surface suite à la coupe ou au planage du bois. Il se traduit ainsi par une augmentation du ratio atomique O/C. Dans certains cas, le sablage permet également de retirer les moisissures apparaissant le plus souvent comme une teinte grisâtre à la surface du bois.

IV.3.2 Revêtements aqueux :

Parmi l'éventail des revêtements protecteurs du bois développés au fil des ans, les revêtements aqueux tels que le CCA (arséniate de cuivre chromé), la créosote, le trioxyde de chrome (CrO_3), le nitrate de chrome (CrN) et le chlorure de fer (FeCl_3) ont longtemps été utilisés pour préserver le bois d'œuvre. En raison de leur toxicité élevée et dans l'idée de faire appel à des méthodes plus écoresponsables et plus durables, ces produits sont cependant de moins en moins utilisés. Dense et al [23]. Soulèvent également que la nature poreuse du bois nécessite l'imprégnation du bois en utilisant un excès de préservatifs dont la proportion n'ayant pas réagi doit être retirée par la suite, ce qui est problématique non seulement au niveau de la complexité et des coûts, mais aussi en matière de sécurité et d'environnement. De nouveaux produits moins dangereux ont aussi été développés mais n'atteignent pas encore les degrés de performance de leurs homologues chromatisés, extrêmement toxiques. De plus, une fois séchés, les revêtements formés sont soumis aux variations dimensionnelles du bois et ont tendance à se craqueler et à se détériorer. La solution évidente d'améliorer la souplesse mécanique de ces couches n'est toutefois pas envisageable puisque les revêtements deviennent alors plus sensibles à l'eau. D'autres produits de substitution plus efficaces existent sur le marché, mais ils sont pour la plupart écotoxiques étant donné leur contenu en cuivre. Il existe un nombre impressionnant de revêtements aqueux permettant de protéger le bois et discuter de chacun dépasse largement le cadre de ce travail. Il apparaît cependant que cette méthode de protection présente certaines failles non négligeables, du moins au niveau de la toxicité des composés et de la résistance face aux variations dimensionnelles du bois.

IV.3.3 Torrification :

Présentement, l'une des méthodes prisées permettant de rendre le bois d'œuvre hydrophobe, et donc plus résistant aux intempéries comme la pluie et la neige, consiste à le torrifier à l'aide d'autoclaves, c'est-à-dire réduire la teneur en humidité du bois en le chauffant à haute température (autour de 200 degrés Celsius) sous atmosphère contrôlée de faible concentration en oxygène. Le principal avantage de la torrification est la stabilité accrue du bois faisant en sorte que les revêtements aqueux « traditionnels » ne seraient pas soumis à des variations dimensionnelles aussi élevées que sur du bois brut. Cependant, la surface du bois torrifié présente une mouillabilité fortement réduite de sorte que l'adhésion des revêtements n'est généralement plus adéquate et le bois traité est la plupart du temps utilisé tel quelle suite au procédé. À titre d'illustration, la figure (IV.2) présente la mouillabilité de surface du sapin en fonction de la température de torrification appliquée pendant une heure.

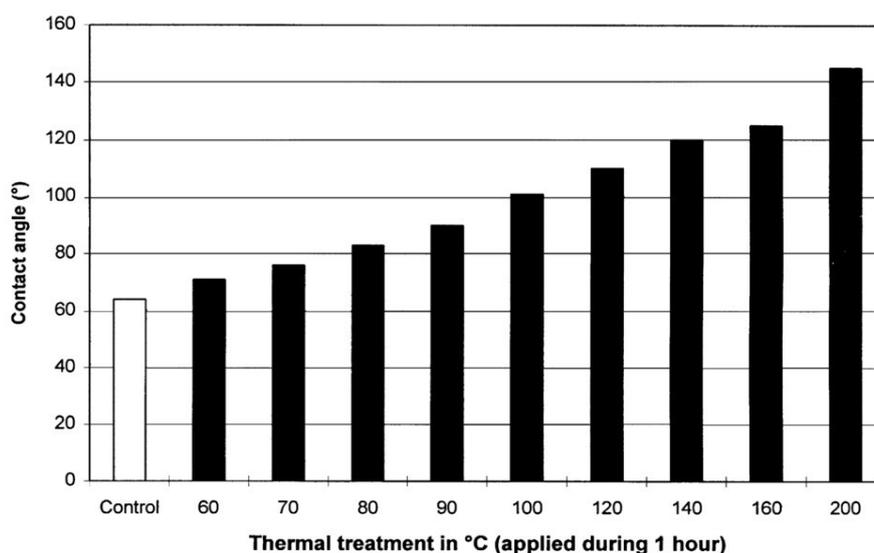


Figure IV.2 : Influence de la température de torrification sur la mouillabilité du sapin [23].

Nous observons une augmentation croissante de l'angle de contact de surface avec la température de torrification. La majorité des hypothèses abordées dans la littérature pour expliquer cette diminution de la mouillabilité s'apparentent aux phénomènes du vieillissement naturel énoncés précédemment, à savoir, la migration des extractibles, la réorientation moléculaire des hémicelluloses, la rupture des liens hydroxyles (hydrophiles) des hémicelluloses formant des liens éthers (hydrophobes) et la fermeture des micropores. Certaines fonctions hydroxyles du bois sont aussi simplement détruites sous l'effet du chauffage. Ceci a pour principale conséquence nuisible que plusieurs liens inter et intramoléculaires sont rompus, résultant alors en une diminution des propriétés mécaniques du bois.

Finalement, bien que ce procédé soit beaucoup plus écologique que l'application de revêtements aqueux et que le bois ainsi traité présente une stabilité dimensionnelle intéressante, la torréfaction ne protège aucunement contre le rayonnement UV.

IV.3.4 Plasmas froids :

Une autre approche plus « marginale » de fonctionnalisation du bois basée sur des plasmas créés en laboratoire a vu le jour il y a quelques années. Brièvement, le plasma, considéré comme le 4^{ème} état de la matière, est un milieu globalement neutre à comportement collectif, dans lequel on retrouve des particules et des rayonnements divers susceptibles d'interagir de manière sélective avec la matière organique et inorganique. De manière générale, nous pouvons classer les plasmas en deux grandes catégories : les plasmas thermiques (généralement en équilibre thermodynamique) pour lesquels la température des ions T_i , la température des neutres T_n et la température des électrons T_e sont voisines ($T_i \sim T_n \sim T_e$) et les plasmas froids (hors équilibre thermodynamique) pour lesquels $T_i \sim T_n \ll T_e$. Dans le cas d'applications au traitement de matériaux thermosensibles comme le bois, les températures très élevées des plasmas thermiques (5000 – 25000 K) en font, à l'évidence, une approche inappropriée. L'accent a alors d'abord été mis sur les plasmas froids de basse pression, en particulier ceux utilisés pour la microélectronique et la photonique. Cependant, la nécessité d'opérer à pression réduite dans des enceintes de taille limitée est difficilement envisageable pour les industries nécessitant des volumes et cadences de production très élevés. En effet, contrairement aux domaines de la microélectronique ou de la photonique qui reposent sur le traitement de relativement faibles volumes de produits à forte valeur ajoutée, la fonctionnalisation des polymères repose plutôt sur de très gros volumes de produits à faible valeur ajoutée. Citons, par exemple, le polyéthylène (PE), l'un des polymères les moins coûteux, largement utilisé dans le domaine de l'emballage alimentaire. Pour ce matériau, il serait impensable d'apporter des modifications par plasma de basse pression qui s'avèreraient plus coûteuses que la valeur initiale du produit brut. Une analogie similaire peut être faite pour l'industrie du bois qui nécessite de bas coûts de transformation de la matière première pour demeurer compétitif par rapport aux matériaux de substitution comme les matériaux synthétiques ou composites. Pour ce type d'application, les plasmas froids à la pression atmosphérique, peu coûteux et s'alliant plus facilement avec une approche industrielle de production à la chaîne, sont donc à privilégier.

Parmi l'ensemble des approches disponibles pour la création de plasmas à la pression atmosphérique, l'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes métalliques supérieure à celle correspondant à la tension de claquage du milieu (Loi de Paschen) est sans doute la plus simple. Cette approche est cependant problématique puisqu'à la pression atmosphérique, elle résulte généralement

en la formation d'arcs électriques très denses et très chauds et donc incompatible avec les matériaux thermosensibles. Une approche largement employée afin de contourner ce problème est le recouvrement des électrodes par un matériau diélectrique comme le verre, l'alumine ou la silice fondue, menant alors à la formation de décharges à barrière diélectrique (DBD). Dans ces systèmes alimentés par des champs électriques alternatifs de basse fréquence (\sim kHz), la présence du diélectrique limite la formation de l'arc électrique en générant un champ électrique de charge d'espace s'opposant à celui dû à la différence de potentiel appliquée, mettant ainsi fin prématurément à la décharge. Par conséquent, les plasmas de type DBD sont en moyenne moins denses et donc plus froids (température des neutres voisine de la température ambiante).

IV.4 Modifications de l'anatomie du bois :

En plus des changements quant à la composition chimique de la surface, des modifications quant à l'anatomie du bois peuvent apparaître après un traitement par plasma. Ces changements de la structure cellulaire sont détectés à l'aide de diverses techniques de microscopie, comme la microscopie à force atomique (AFM) ou la microscopie électronique à balayage (MEB). Les études traitant de ces modifications sont moins répandues que celles traitant d'angles de contact et on les observe lors d'un traitement plus extrême (temps de traitement et/ou puissance élevée). Par exemple, certains auteurs ont remarqué des dépôts de couches organo-siliciées visibles par AFM après un traitement par plasma avec des précurseurs de HMDSO. D'autres auteurs ont montré qu'il était possible d'observer la gravure du bois par le plasma.

La figure (IV.3) présente une image de microscopie électronique à balayage de cellules de séquoia (coupe trans- versale) avant et après l'exposition au plasma.

On peut y voir des déchirures de la paroi cellulaire après l'exposition au plasma.

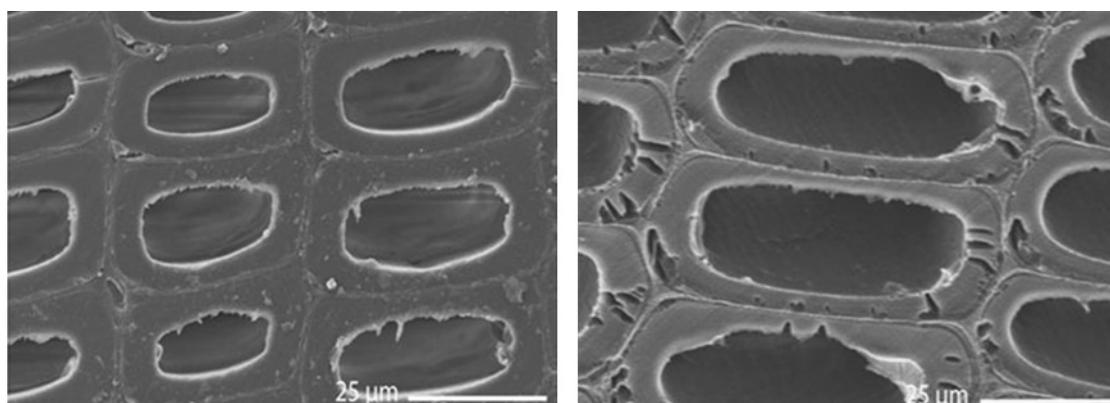


Figure IV.3 : Coupe microtomée (plan transverse) de cellules de bois non traitées (à gauche) et traitées dans une décharge RF à pression réduite pendant 333 s (à droite) [21].

IV.5 Activation de surfaces de bois par plasma :

Les plasmas peuvent être utilisés pour la fonctionnalisation du bois, soit dans des mélanges de gaz nobles ou peu réactifs comme He, Ar, N₂ ou O₂ pour l'activation de surfaces ou dans des chimies polymérisantes plus complexes destinées au dépôt de couches minces fonctionnelles. Ces traitements possèdent une durée de vie limitée en ce sens qu'ils ne font que précéder l'application d'un revêtement aqueux final dans l'optique d'améliorer ses propriétés d'adhésion.

L'approche couramment utilisée pour déposer des revêtements fonctionnels dans les plasmas à pression réduite et à la pression atmosphérique consiste à introduire dans le réacteur à plasma un ou plusieurs précurseurs gazeux qui se décomposent par collisions avec les espèces énergétiques du plasma pour ensuite se déposer sur un substrat situé à proximité. Par exemple, les molécules organosiliciées comme l'hexaméthylsiloxane (HMDSO) sont couramment utilisées pour la synthèse de matériaux à base de Si. Ce composé possède l'avantage d'avoir une pression de vapeur élevée à température ambiante, d'être peu coûteux et d'être facile d'utilisation contrairement à d'autres composés siliciés comme le silane (SiH₄). Pour les dépôts réalisés à partir de gaz rares comme l'argon comme gaz vecteur. Dans le cas d'un plasma de basse pression, la composition élémentaire de la couche déposée est néanmoins légèrement inférieure en carbone. En présence d'oxygène.

La figure (IV.4) illustre l'ensemble des mécanismes ayant lieu au cours du dépôt dans une DBD à la pression atmosphérique (configuration plan-plan avec injection latérale du gaz). Suite à la fragmentation du précurseur (S1), les produits peuvent ainsi migrer vers la surface pour donner lieu à une croissance dite homogène (S2) ou s'associer par collisions dans la phase gazeuse (S3) pour former des poudres nano- voire micrométriques (S4) et donc des plasmas dits poussiéreux. Soumises à une grande variété de forces (électrostatiques, thermophorèse, gravité et autres), ces poudres peuvent ensuite se condenser en surface pour donner lieu à des matériaux nano- ou microcomposites ou s'échapper du système par convection (dû au débit de gaz). La dynamique de formation des poudres dans les plasmas à la pression atmosphérique est complexe et dépasse largement le cadre de ce travail. Citons toutefois qu'elle est fortement dépendante de la nature du gaz. Par exemple, selon Massines et al [23]. Les réactions hétérogènes donnant lieu à une croissance homogène domineront pour des temps de résidence de plus de 9 ms dans le cas du HMDSO en azote, alors que ce temps chute à 1 ms pour le silane. Des temps de résidence des précurseurs dans le plasma inférieur à la milliseconde sont donc nécessaires pour éviter la formation des poudres. En présence d'oxygène dans le plasma, il peut en plus y avoir oxydation des produits en phase gazeuse (S5 et S7). Cependant, bien que ces produits ne soient pas détectés, il est généralement établi que ceux-ci sont simplement évacués

du système (S6) puisque le retrait du carbone de la couche déposée se fait principalement par des réactions de surface (S10).

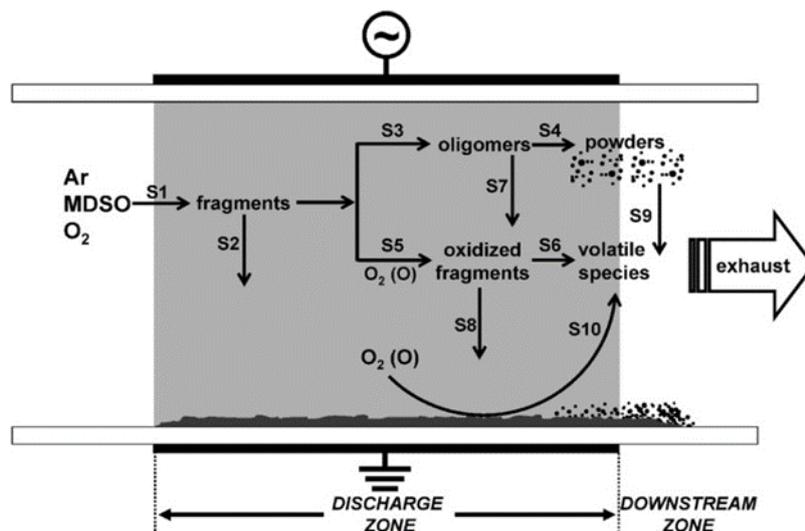


Figure IV.4 : Dynamique de dépôt dans des DBD à la PA entretenues dans des mélanges Ar/MDSO/O₂ [23].

IV.6 Lien entre la mouillabilité et l'adhésion :

Dans plusieurs articles, il est souvent mentionné (ou implicitement supposé) qu'une meilleure mouillabilité d'une surface de bois conduit invariablement à de meilleures performances au niveau de l'adhésion avec des revêtements aqueux. Bien que cette affirmation s'avère exacte dans certains cas, Podgorski et al [23]. Ont démontré que ceci n'était pas toujours le cas : les surfaces devenues plus hydrophiles après traitement par plasma ne présentent pas réellement d'amélioration des propriétés d'adhésion par rapport aux surfaces devenues hydrophobes. Busnel et al [23]. Ont également obtenu une adhésion supérieure de revêtements aqueux polyuréthane-polyacrylate pour des surfaces plus hydrophobes obtenues après traitement dans la post-décharge d'une DBD dans N₂/O₂. En fait, comme le revêtement constitue une émulsion de substances hydrophiles et hydrophobes qui, lors du séchage, devient majoritairement hydrophobe, sa compatibilité s'en trouve accrue avec des surfaces plus hydrophobes. L'idée fort répandue qu'une meilleure adhésion fait nécessairement suite à l'amélioration de la mouillabilité est donc erronée. Ceci s'explique par le fait que les propriétés d'adhésion d'un revêtement sur une surface résultent de plusieurs types de forces, à savoir, les forces mécaniques (ancrage), chimiques (liens covalents, ioniques, ponts hydrogène), électrostatiques, dispersives (forces de Van der Waals) et diffusives (reliées à la solubilité). Elles dépendent ainsi de plusieurs facteurs dont la mouillabilité, la stabilité chimique, la miscibilité du revêtement dans le bois et la microstructure de la surface.

En somme, nous venons de montrer que les plasmas froids constituent une approche prometteuse pour activer des surfaces de bois et ainsi améliorer leurs propriétés d'adhésion selon l'application envisagée. Dans bien des cas, les plasmas surpassent largement les techniques traditionnelles comme le sablage et le planage. En plus de contribuer au retrait des extractibles et de la couche superficielle faible en surface, le plasma permet également, selon le gaz plasmagène utilisé, d'éroder ou d'oxyder la surface. Dans certains cas, la destruction des groupes hydroxyles et leur transformation en groupes éthers, jouent aussi des rôles importants. Cette dynamique de modification du bois peut par ailleurs être influencée par la photodissociation de l'oxygène de l'air ambiant par les rayons UV résultant en la formation d'ozone. Finalement, l'augmentation de la mouillabilité de la surface suite à l'exposition du bois au plasma conduit très souvent à une amélioration de l'adhésion, mais cette relation mouillabilité-adhésion ne tient pas toujours puisque plusieurs forces sont mises en jeu. Il est néanmoins primordial de noter que les processus d'activation de surfaces ne sont pas permanents dû notamment à la migration des extractibles vers la surface du bois au cours du temps (vieillessement naturel). Afin d'obtenir des modifications plus durables, il faut donc se tourner vers une approche plus « draconienne » comme le dépôt de couches minces fonctionnelles par plasmas froids.

IV.7 Réalisation de DBD sur le bois :

C'est la deuxième partie de notre étude porte sur le traitement de bois. Il a été observé qu'en fonction de la position sur la plaque de bois, la décharge ne présente pas la même intensité. Ceci est à relier aux cernes du bois qui sont liées à la croissance de celui-ci durant les différentes saisons [4]. En effet, on a remarqué que la décharge est plus lumineuse sur les zones foncées que sur les zones claires (figure IV.5).

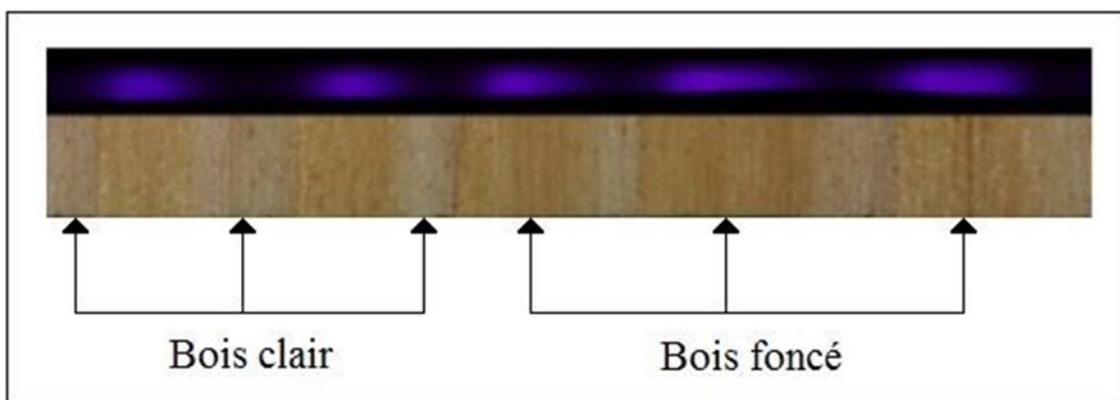


Figure IV.5: Luminosité de la décharge en fonction de la densité du bois [4].

Afin de comprendre l'origine de cette variation, la simulation a été réalisée afin de mesurer les caractéristiques électriques du bois dans chacune de ces deux zones. Les résultats sont synthétisés dans le tableau ci-dessous.

Tableau IV.2: Caractéristiques électriques des différentes zones de bois [4].

	Zone claire	Zone foncée
Permittivité relative	2.4	5.3
Conductivité (S.m ⁻¹)	2,13.10 ⁻¹²	1,18.10 ⁻¹²

Comme on peut le constater, la permittivité relative et la conductivité varient d'une zone à l'autre. Cette variation peut être reliée à la variation de densité du bois. A partir de ces résultats, 2 hypothèses ont été formulées :

- la différence de luminosité peut provenir de la différence de conductivité entre les 2 zones.
- la différence de luminosité peut provenir de la différence de permittivité relative entre les 2 zones.

IV.8 Modèle de la DBD réalisée sur le bois :

Ce modèle COMSOL va être utilisé pour vérifier chacune de ces hypothèses. Les paramètres géométriques de ce nouveau modèle ont quasiment les mêmes caractéristiques que le modèle précédent figure (III.1) mis à part une plus grande surface d'électrode de 14,25 cm², et le rajout de la couche de bois de 2 mm d'épaisseur pour une profondeur de 2,5 cm avec une alimentation en tension sinusoïdale de 1KV à 2Hz (Figure IV.6).

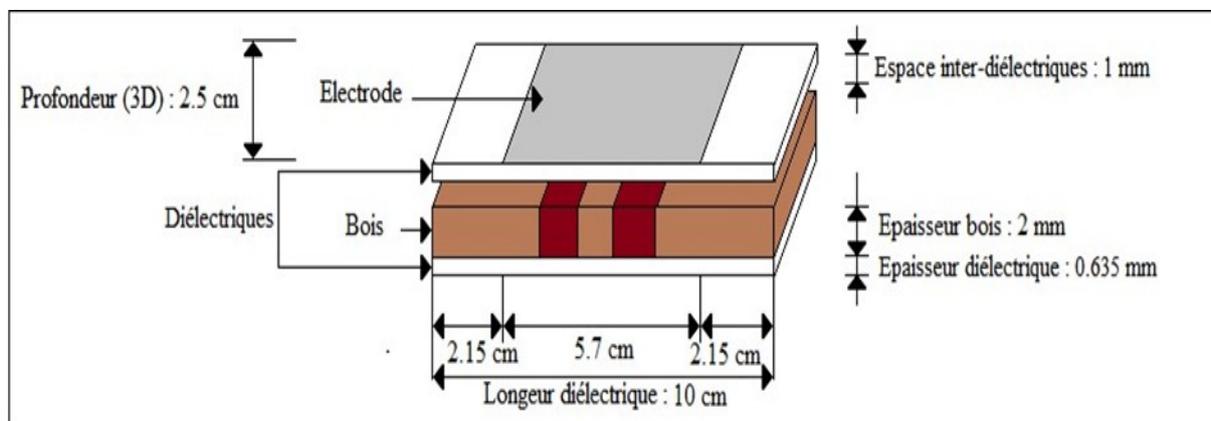


Figure IV.6 : Représentation du modèle avec plaque de bois.

Pour vérifier l’hypothèse sur la différence de conductivité, nous fixons la valeur de la permittivité à celle de la zone foncée c’est-à-dire $\epsilon_r = 5.3$. La variation de la conductivité sera mise en place dans les paramètres du bois de la zone claire et la zone foncée. Nous procédons de la même façon pour la seconde hypothèse où nous fixons la valeur de la conductivité du bois à $\sigma = 1.18 \cdot 10^{-12}$ et une variation de la permittivité entre les différentes valeurs selon la densité du bois.

Au niveau du courant total appliqué à la DBD et d’après la figure (IV.7) nous n’observons aucun changement particulier sur la forme d’onde. Ayant chacun été simulés dans des conditions différentes, la comparaison des courbes entre les 2 hypothèses n’a pas lieu d’être.

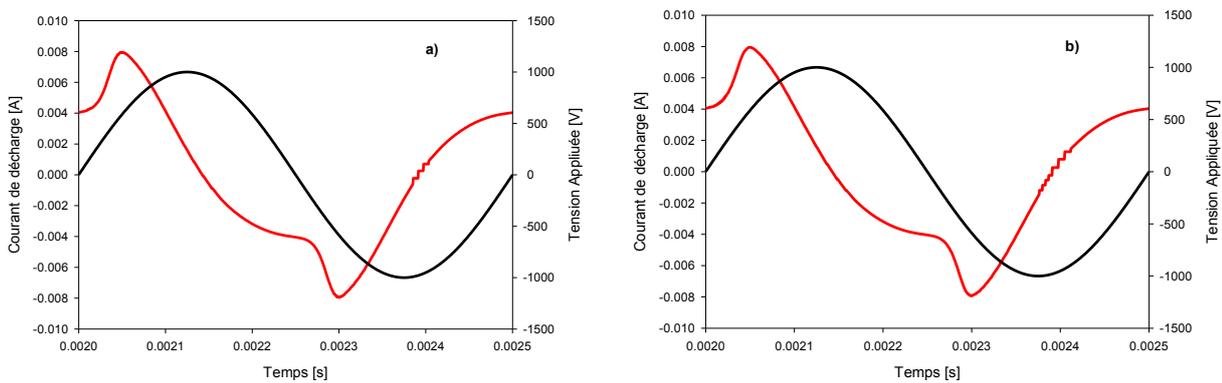


Figure IV.7 : (a) Courant mesuré pour la variation de la conductivité ; (b) Courant mesuré pour la variation de la permittivité.

Le moyen le plus rapide pour faire le lien avec la présence d’une luminosité plus importante dans une zone de bois foncée que dans une zone de bois clair est la densité de courant. Pour cela, nous visualisons la densité de courant lorsque l’amplitude du courant total est la plus élevée à $t=0.00205s$ (figure IV.8).

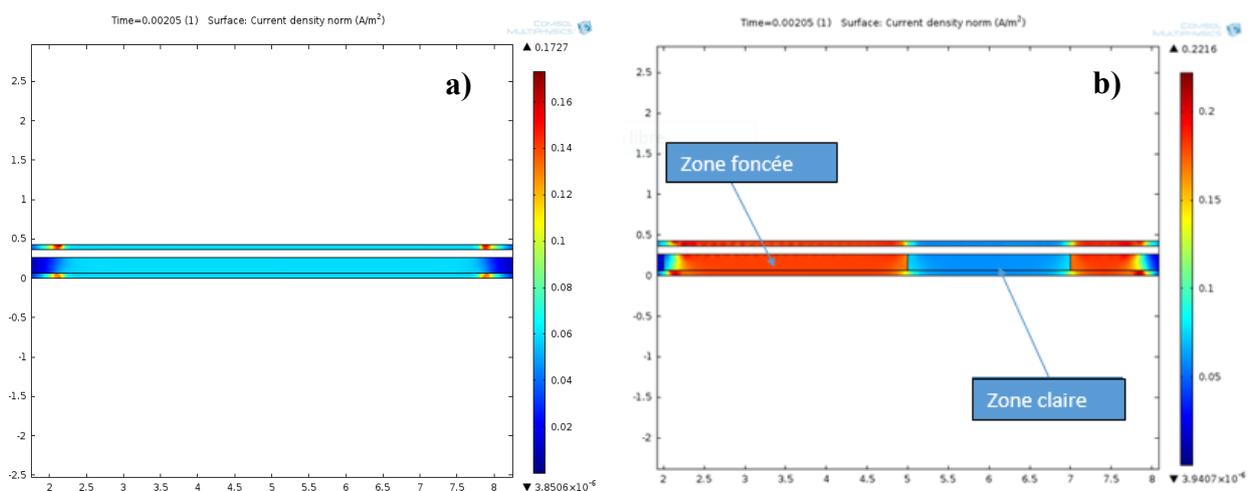


Figure IV.8: (a) Répartition de la densité de courant pour la variation de la conductivité ; (b) Répartition de la densité de courant pour la variation de la permittivité.

Il n'y a aucun changement sur la répartition de la densité de courant pour une variation de la conductivité (Figure IV.8-a). La densité de courant reste uniforme sur toute la surface où est appliquée la tension électrique. En revanche, la densité de courant a bien augmenté dans les zones où l'on a appliqué la permittivité relative du bois d'une zone foncée (Figure IV.8-b). Les résultats obtenus en simulation confirmeraient l'hypothèse que la différence de luminosité provient de la différence de permittivité relative entre les 2 zones.

Ceci peut être expliqué par le fait que la décharge s'amorce pour une tension appliquée plus faible dans la zone qui présente une permittivité relative plus élevée (bois foncé).

IV.9 Conclusion :

Ce dernier chapitre représente la deuxième partie de notre travail. Nous avons donc ajouté le bois à traiter par la décharge à barrière diélectrique (DBD), Au cours de ce chapitre, nous avons, tout d'abord, évoqué les concepts généraux concernant le bois, sa structure et les interactions qui surviennent lors de l'exposition au plasma.

Nous avons, également modifié le modèle de notre simulation, sur lequel nous avons travaillé en modifiant la géométrie avec quelques variables.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

les modèles de Décharges à Barrières Diélectriques (DBD) sont, généralement, soit des modèles fluides permettant d'avoir une vision physique de la décharge (densités et flux des ions, électrons, ...) au détriment de la simplicité, du temps de calcul et de la prise en compte du circuit électrique et de l'environnement de la décharge, soit des modèles de types circuits électrique permettant d'avoir une vision macroscopique sans forcément avoir de sens physique mais qui permettent d'être couplés à un modèle de l'alimentation électrique.

L'objectif de ce mémoire, c'est la caractérisation de la décharge hors équilibre et l'application de DBD au traitement du bois.

La DBD est une configuration d'électrodes particulières permettant d'obtenir un plasma froid à pression atmosphérique. Ensuite, une validation a été effectuée à l'aide de diagnostics électriques pour s'assurer de la possibilité d'obtenir les modes de décharge luminescent, théoriquement réalisables dans l'hélium à pression atmosphérique. Ces modes sont radicalement distincts dans leurs mécanismes de décharge et produisent donc des modifications de surfaces différentes.

Pour cela, nous avons réalisé un modèle sous COMSOL permettant de traiter le modèle en 2D. Ainsi, ce modèle permet de prendre en compte les caractéristiques électriques (permittivité et conductivité) et géométriques du dispositif de décharge.

Le modèle réalisé a permis d'expliquer les variations de luminosités de la décharge lorsque celle-ci est utilisée pour réaliser un traitement de surface sur des plaques de bois. On a ainsi montré que cette variation provient d'une variation de permittivité du bois.

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Remy Maurau, « *Etude de l'influence du régime d'une décharge à barrière diélectrique dans un mélange HMDSO/N₂, sur les propriétés d'un procédé de dépôt* », Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009.
- [2] <https://www.coursehero.com/file/12978523/ELE6423-A09-Décharges-à-barrière-dielectrique.12/03/2019-à-01:00-h>
- [3] Alban Sublet, « *Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de Couches d'oxyde de silicium* », Thèse de doctorat. Université de Savoie, Annecy, France, 22 juin 2007.
- [4] Francis LO YAT, « *Modélisation électrique macroscopique d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) : Influence des applicateurs* », Rapport de stage, Université de Toulouse, 2012/2013.
- [5] https://fr.wikipedia.org/wiki/Décharge_à_barrière_diélectrique.13/03/2019-à-10:06h
- [6] Benhadou Youcef, Benahous Mohamed « *Modélisation Microscopique d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)* » Mémoire de Master, Université IBN Khaldoun de Tiaret, 2018.
- [7] kassaa Mansour, « *Modélisation électrique d'une Décharge à Barrière Diélectrique(DBD)* » Mémoire de Master, Université Ibn Khaldoun de Tiaret, 2016/2017.
- [8] Mohamed Chérif Bouzidi, « *Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance* » Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 12/12/2013.
- [9] Lyes Benterrouche « *Investigations sur l'application des plasmas froids dans la stérilisation* », Thèse de doctorat. Université Frères Mentouri, Constantine, 02/07/2015.
- [10] Saidi Oum El Djillali, « *Modélisation électrique d'une décharge couronne pointe-plan impulsionnelle* », Mémoire de Master, Université Tahar Moulay de Saida, 2017/2018.
- [11] Lachemat Ahmed, Arabi Laam, « *Contribution à l'Etude Numérique des Décharges A Barriere Diélectrique (DBD) dans L'Hélium* ». Mémoire de Master, Université Ibn Khaldoun de Tiaret, 2017.
- [12] Christian Sarra-Bournet, « *Design Et Réalisation D'un Réacteur Plasma à Pression Atmosphérique pour des Traitements De Surfaces Dans Le Domaine Des Biomatériaux* » Mémoire de maître ès sciences (M.Sc.), Université Laval Québec, 2007.
- [13] Rémi Mathon, « *Décharge à Barrières Diélectriques à pression atmosphérique pour la charge bipolaire d'aérosol* » Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 17/12/2015.

- [14] Saridj Ahmed, « *Etude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique* » Mémoire de Magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran. 07/2010.
- [15] Bouchenaf Naserddine.Yagoub Salem, « *Etude paramétrique de la décharge électrique avec barrière diélectrique* » Mémoire de Master, Université Ibn Khaldoun de Tiaret, 2015.
- [16] Bahouh Hanene « *Modèle fluide d'une décharge plasma radiofréquence* » Thèse de Doctorat. Université Constantine1, Soutenu le : 28 / 06 / 2014.
- [17] Emmanuel Guiberteau « *Modélisation d'une décharge DC pulsée dans l'azote : - Simulation numériques à l'aide d'un code couplant la dynamique des particules chargées à celle du gaz neutre ; -Comparaisons avec l'expérience* » Thèse de doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1. Soutenu le 12 novembre 1998.
- [18] Bouanaka Fouzi « *Contribution à la Modélisation des Plasmas de Dépôt Basse Pression* » Thèse de doctorat, Université CONSTANTINE 1, Soutenu le : 12 /12 / 2013
- [19] Bouali Abdelhafid « *Etude et Simulation d'une Décharge plasma à Barrière Diélectrique* » Mémoire de fin d'études de Master, Université IBN KHALDOUN de Tiaret. Promotion 2018.
- [20] Ilham MAKRAN « *Traitements Préventifs Du Bois De Cedre Par Plasma Et Etude De L'évolution Des Propriétés Physicochimiques Et Du Potentiel Antiadhésif Sur Les Spores Fongiques* » Mémoire de fin d'études, Université Sidi Mohammed Ben Abdellah, Soutenu le 27 Juin 2015.
- [21] Julien Prégent « *Étude fondamentale du traitement du bois dans les plasmas N₂-O₂* » Thèse de doctorat, Université de Montréal, septembre 2016.
- [22] IMEN ELLOUMI « *Caractérisation Des Propriétés Diélectriques Du Bois Et Des Composites Bois-Polymère* » Mémoire de la Maîtrise en ingénierie, Université du QUÉBEC EN ABITIBI-TÉMISCAMINGUE, Octobre 2016.
- [23] Olivier Levasseur « *Étude de la dynamique de croissance de revêtements nanostructurés multifonctionnels sur le bois par plasmas froids à la pression atmosphérique* » Thèse de doctorat, Université de Montréal, Décembre 2016.

:

يتعلق هذا تفريغ بواسطة حاجز عازل وتطبيقه ل بين قطبين مستويين متوازيين ومعزولين معدنيين بوجود عازل كهربائي , التفريغ ينفذ لهذا هذا الجزئيات والتي يتم معالجتها بعين .
COMSOL .

عليها فيما يتعلق مسافة للحقل الكهربائي وكثافة الجزئيات تحسين المفاهيم للظواهر الفيزيائية المتعلقة بعمل التفريغ الكهربائي من بدايته الى نهايته. نا تطبيق التفريغ بشرح التغيرات الضوئية له عند استعمالها للمعالجة السطحية للصفائح الخشبية. وفي النهاية برهنا ان التغيرات الضوئية تتم بتغيرات السماحية للخشب المتعلقة بنموها خلال الفصول المختلفة.
الكلمات المفتاحية: , تفريغ كهربائي, تفريغ ضوء ,

Résumé :

Le travail présenté concerne la caractérisation de la décharge hors équilibre et l'application au traitement du bois. 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. 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. L'étude de réalisation de la décharge a permis d'expliquer les variations de luminosités de la décharge lorsque celle-ci est utilisée pour réalisation au traitement de surface sur des plaques de bois. On a ainsi montré que cette variation provient d'une variation de permittivité du bois.

Mot clés : Barrière Diélectrique, Décharge Electrique, Décharge lumineuse, Bois

Abstract:

The work presented concerns non-equilibrium discharge characterization and application to wood treatment. This discharge is obtained in helium under low frequency excitation between two planar electrodes, parallel and isolated by a dielectric. The advantage of this type of discharge compared to discharges between metal walls, 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 under the COMSOL software. 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. The study of realized made it possible to explain the variations of luminosities of the discharge when this one is used to carry out a surface treatment on plates of wood. It has been shown that this variation comes from a variation of permittivity of the wood.

Keywords: Dielectric Barrier, Electric shock, Glow Discharge, Wood.