

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux Électriques

THÈME

Etude et Simulation d'une Décharge Plasma à
Barrière Diélectrique

Préparé par Mr : BOUALI ABDELHAFID

Devant les Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr KOULALI .M	MAA	Président
Mme BELHACEL .K	MAA	Examinateur
Mme BEKAOUAL .Y	MAA	Examinateur
Mme BEDOUI .M	MAA	Encadreur

Promotion 2018

Remerciements

Au terme de ce travail, je tiens à remercier tout ce qui y a collaboré, directement ou indirectement lors de mes études.

Je tiens tout particulièrement à remercier Madame M.BEDOUI, promoteur de ce mémoire et dont les idées, les conseils, les critiques, mais aussi les encouragements, m'ont été une aide précieuse. Elle a fait beaucoup plus de son devoir et c'est pourquoi elle à ma reconnaissance la plus profonde.

Je remercie également Monsieur M.KOULALI, qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Je tiens également à remercier Madame K.BELAHCEL, Madame A.BEKAOUAL, en tant que membres dans le jury. Je les remercie aussi pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de le juger.

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

Enfin, je remercie ma famille et en particulier mes parents qui m'ont offert toutes les conditions nécessaires afin que je puisse devenir ce que je suis. Ma reconnaissance envers eux est inexprimable.

SOMMAIRE :

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

Chapitre I : Généralités sur les plasmas et les décharges à barrière diélectrique

I.1 Introduction	4
I.2 Constituants d'un Plasma	5
I.2.1 Les électrons.....	6
I.2.2 Les ions	6
I.2.3 Les neutres	6
I.2.4 Les espèces excitées	6
I.2.5 Les fragments moléculaires.....	7
I.2.6 Les Photons.....	7
I.3 Conditions de création d'un plasma	7
I.4 Génération d'un plasma électrique	7
I.5 principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique	8
I.6 Configurations typiques des DBDs	10
I.7 Régimes de fonctionnement	10
I.7.1 Régime homogène	10
I.7.2 Régime filamentaire d'une DBD	12
I.7.3 L'avalanche électronique	13
I.7.4 La propagation du streamer	14
I.7.5 L'établissement du filament	14
I.8 Applications des Décharges à Barrière Diélectrique à la pression atmosphérique	15
I.8.1 Applications liées à la surface	15
I.8.2 Procédés chimiques en volume	16
I.8.3 Source de lumière	16
I.8.4 Applications médicales.....	17
I.9 Conclusion.....	18

Chapitre II : Modélisation numérique d'une décharge plasma DBD

II.1 Introduction	19
II.2 Les modèles numériques de la décharge.....	20
II.2.1 Modèles non auto-cohérents.....	21
II.2.2 Modèles auto-cohérents	21
II.2.2.1 Modèles Particulaire (microscopiques)	21
II.2.2.2 Modèle Fluide.....	22
A- Approximation du champ local (ACL)	23
B- Approximation de l'énergie locale (AEL)	23

II.2.2.3 Modèle hybride	23
II.3 modèle proposé et système d'équations	24
II.3.1 Equations de transport pour les électrons	24
II.3.2 Equation de transport pour les Ions	26
II.3.3 L'équation d'énergie pour les électrons	26
II.3.4 Fermeture du système d'équation des moments	27
II.3.5 Equation de Poisson	27
II.3.6 Les grandeurs caractéristiques	28
II.4 Modèle mathématique étudié dans ce mémoire	29
II.5 Réactions prises en compte	30
II.5.1 Cas simple dans l'hélium pur	31
II.5.2 Cas hélium /impuretés	32
II.6 Conclusion	32

Chapitre III : Caractéristiques de la décharge : Résultats du modèle

III.1 Introduction	33
III.2 Consol Multiphysics	33
III.3 Méthode des éléments finis.....	33
III.4Résultat et interprétation	34
III.5 Modèle de notre étude	35
III.6 Paramètres de la simulation	36
III.7 Caractéristiques électriques de la décharge : cas simple	36
III.7.1 Courant de décharge et tension appliquée	36
III.7.2 Tension caractéristiques de la décharge	37
III.7.3distribution spatiale du champ électrique et densités électronique et ionique	38
III.7.4Distribution spatiale du champ électrique et densités électronique et ionique ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$ s)	40
III.7. distribution spatiale du champ électrique et densités électronique et ionique à ($0.0228 \leq$ $t \leq 0.0233$ s)	41
III.5 Caractéristiques électriques de la décharge : Cas du mélange hélium/azote	43
III.6 Conclusion	48
Conclusion Générale	49
Références bibliographiques	

Liste des figures

Chapitre I : Généralités sur les plasmas et les décharges à barrière diélectrique

Figure I.1 : Représentation schématique des quatre états de la matière.....	4
Figure I.2 : Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma	5
Figure I.3 : Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique.....	8
Figure I.4 : Principe de fonctionnement d'une DBD	9
Figure I.5 : Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique	10
Figure I.6 : Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend.....	11
Figure I.7 : Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote d'une DBD homogène, dans l'azote (a) et l'hélium (b).....	11
Figure I.8 : Mesure à l'oscilloscope de la tension et du courant d'une DBD homogène dans l'azote (a) et l'hélium (b).....	12
Figure I.9 : Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale).....	12
Figure I.10 : Photographie d'une décharge DBD	13
Figure I.11 : Mécanisme de claquage de type « streamer »	13
Figure I.12 : Mesure à l'oscilloscope de la tension et le courant d'une décharge DBD filamentaire créée dans l'air	14
Figure I.13 : Schéma de principe d'une lampe à Excimère cylindrique.....	17

Chapitre III : Caractéristiques de la décharge : Résultats du modèle

Figure III.1 : Modèle 1D de la DBD.....	35
Figure III.2 : Modèle 2D de la DBD.....	35
Figure III.3 : Modèle 3D de la DBD.....	35
Figure III.4 : Variations sur une période de la tension appliquée, $V_a(t)$, et du courant de la décharge, $I(t)$	37
Figure III.5 : Variation sur une période de la tension mémoire, $V_m(t)$, et de la tension gaz	38

Figure III.6 : Variations spatiales du champ électrique à l'instant correspondant au maximum (t=0.0233 s).....	38
Figure III.7 : Variations spatiales de la densité ionique et métastable à l'instant correspondant au maximum (t=0.0233 s).....	39
Figure III.8 : Variations spatiales de la densité électrique à l'instant correspondant au maximum (t=0.0233 s).....	39
Figure III.9 : Variation spatiales du champ électrique calculé après et pendant le maximum du courant de décharge (0.0233<=t<=0.0238).....	40
Figure III.10 : Variations spatiales de la densité électronique calculée pendant et après le maximum du courant de la décharge (0.0233<=t<=0.0238 s).....	41
Figure III.11 Variations spatiales de la densité ionique et métastable calculée pendant et après le maximum du courant de la décharge (0.0233<=t<=0.0238 s).....	41
Figure III.12 : Variations spatiales du champ électrique calculé avant le maximum du courant de décharge (0.0231<=t<=0.0233).....	42
Figure III.13 : Variations spatiales de la densité électronique calculée avant le maximum du courant de la décharge (0.0231<=t<= 0.0233 s).....	42
Figure III.14 : Variations spatiales de la densité ionique et métastable calculée avant le maximum du courant de la décharge (0.0231<=t<= 0.0233 s).....	43
Figure III.15 : Variations sur deux périodes du courant de la décharge et de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +20ppm d'azote.....	45
Figure III.16 : Variations sur deux périodes de la tension gaz et tension mémoire ; cas d'un mélange hélium +20ppm d'azote.....	45
Figure III.17 : Variations sur deux périodes du courant de la décharge et de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +100 ppm d'azote.....	46
Figure III.18 : variations sur deux périodes de la tension gaz et tension mémoire ; cas d'un mélange hélium+100ppm d'azote.....	46
Figure III.19 : variations sur deux périodes du courant de la décharge et de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +2000ppm d'azote.....	47

Figure III.20 : variations sur deux périodes de la tension gaz et tension mémoire : cas d'un mélange hélium +2000ppm d'azote.....47

Liste des tableaux

Tableaux	Titre	Page
Tableau (II.1)	Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	31
Tableau (II.2)	Bilan des réactions de la surface	21
Tableau (II.3)	Bilan des réactions dans hélium en présence d'impuretés (azote)	32
Tableau(III.1)	Paramètres de simulation	36

Abréviation et nomenclature

Abréviation et Nomenclature

\vec{v} : Champ de vitesses des particules.

\vec{r} : Position.

$\vec{\gamma}$: Champ des accélérations des particules (forces extérieures)

ν_i : est la fréquence moyenne d'ionisation,

ν_a : est la fréquence moyenne d'attachement,

ν_{detach} : est la fréquence moyenne de détachement,

r_e : est le coefficient de recombinaison.

n_n : est la densité des ions négatifs.

T_i : la température ionique

T_g : la température du gaz

$I(x)$: le courant électrique

I_{ion} : Courant des ions

$V_g(t)$: Tension gaz hélium

$V_a(t)$: Tension Alternatif Appliquer

$V_d(t)$: Tension mémoire

w : Pulsation

$\vec{\nabla}$: Operateur Nabla

f_i : Fréquence des ions

f_e : Fréquence des électrons

ϵ_0 : Permittivité du vide

n_i : Nombre des ions

n_e : Nombre des électrons

e : charge d'électron

n : la densité de particules.

\vec{S} : Terme de collision

\vec{V} : La vitesse du gaz porteur

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

$\vec{\Gamma}_e$: Énergie moyenne de flux

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

μ_e : Mobilité d'électron

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

\vec{V} : Le potentiel électrostatique

q : charge d'électron

Abréviation et nomenclature

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

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

K : constante de Boltzmann

m_e : masse d'électron

γ_p : le coefficient de l'émission secondaire

ϵ_r : permittivité diélectrique

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE :

Le terme plasma, s'appelle aussi "quatrième état de la matière", a été utilisé en physique pour la première fois par le physicien américain Irving Langmuir par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement. A l'origine, un plasma désignait un gaz totalement ionisé globalement neutre, puis cette définition a été étendue aux gaz partiellement ionisés, toujours globalement neutres, dont le comportement diffère de celui d'un gaz neutre. Une partie de ces espèces neutres sont excitées et retombent dans leur état initial en émettant un rayonnement électromagnétique rendant le plasma lumineux. Sur Terre, on ne rencontre pas de plasma à l'état naturel si ce n'est dans la foudre et les aurores boréales. Cependant, il peut être généré dans une enceinte confinée en transférant de l'énergie à un gaz plasmagène par l'action d'une décharge électrique. Une décharge est une conversion rapide de l'énergie électrique en énergie cinétique, puis en énergie d'excitation et d'ionisation des atomes et des molécules du gaz. L'énergie électrique apportée au système est en partie convertie par les particules chargées ainsi formées (électrons, ions) en énergie cinétique. Grâce à leur faible masse, les électrons libres récupèrent en général l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collision avec les espèces lourdes du gaz, leur excitation ou leur dissociation. Un milieu chimiquement très réactif, composé d'espèces atomiques, radicalaires et métastables est ainsi créé. Dans notre vie quotidienne, les plasmas ont de nombreuses applications, dont les plus courantes sont le tube néon et certains écrans de télévision. Mais, nous le retrouvons dans de nombreux autres domaines tels que la stérilisation, la dépollution, la gravure, la découpe, ... et le dépôt de couches minces. Cette dernière application consiste à déposer une couche de l'ordre de quelques nanomètres à quelques micromètres à la surface d'un matériau (substrat) afin de lui conférer une ou plusieurs propriétés spécifiques. Parmi celles-ci, citons le durcissement pour des applications mécaniques, l'anti-réflexivité pour des applications optiques, l'isolation pour des applications électriques. Dans chaque cas, la nature du matériau déposé dépendra évidemment de la propriété recherchée. Parmi ces matériaux, l'oxyde de silicium (SiO_2) est largement utilisé. En microélectronique, il a d'abord servi comme couche de passivation, d'isolant inter-couches, ou encore de masque pour la lithographie de circuit intégré. Plus récemment, il a été utilisé comme isolant de grille dans les transistors à film mince. Son domaine d'application ne se limite pas pour autant au seul domaine de l'électronique. En optique, il sert de couche anti-réfléctive et protectrice (verre de lunettes ou phare de voiture). Dans le domaine de l'emballage alimentaire, cet oxyde est employé comme couche barrière à l'oxygène. Dans nombreux des cas, la couche mince doit être réalisée à température suffisamment faible pour préserver l'intégrité du substrat. Parmi les techniques existantes, les procédés plasmas sont les plus adaptés en termes de contrainte thermique

et de respect de l'environnement. Leur principal défaut est de nécessiter de faibles pressions. Ceci implique l'emploi d'un réacteur étanche et d'un groupe de pompage, conduisant à une limitation de la dimension des surfaces à traiter. De plus, dans bien des cas, ces techniques nécessitent un traitement lot par lot qui mène à des coûts de production élevés. Une solution alternative et moins coûteuse est d'utiliser des plasmas froids établis à la pression atmosphérique. A cette pression, appliquer une différence de potentiel entre deux électrodes métalliques pour établir une décharge électrique conduit au régime d'arc, qui est localisé et entraîne une forte élévation de température bien souvent synonyme de destruction du matériau à traiter. Placer un diélectrique dans le passage du courant entre les électrodes métalliques constitue une solution très simple pour s'affranchir de ce problème. Les décharges obtenues dans cette nouvelle configuration sont appelées des "Décharges contrôlées par Barrière Diélectrique" (DBD). Cependant, dans le régime normal de fonctionnement à la pression atmosphérique, la décharge est composée d'une multitude de micro-décharges s'établissant perpendiculairement aux électrodes indépendamment les unes des autres. Ce caractère lumineux nuit à l'homogénéité de la couche déposée. Cependant, en travaillant dans certaines conditions bien définies, il est possible d'obtenir des décharges homogènes même à la pression atmosphérique. Dans notre cas où le gaz principal est He, les décharges obtenues présentent des caractéristiques (densités électroniques, répartition du champ électrique) proches des décharges sombres de Townsend obtenues à basse pression et nous les désignerons donc sous l'acronyme DTPA (Décharge de Townsend à Pression Atmosphérique).

Ce travail consiste à développer un modèle numérique bidimensionnel dont le but est d'examiner les propriétés de la DLPA, de comprendre les mécanismes physiques fondamentaux qui la régissent. La modélisation numérique ne peut que donner une représentation simplifiée de la réalité. Nous allons, au cours de ce travail, montrer que le modèle numérique développé est, malgré ces approximations ainsi que les limites du domaine de validité des méthodes de résolution, permet une description des phénomènes qui jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement de la décharge. Ce travail est structuré en trois chapitres. Le premier chapitre de ce manuscrit s'inscrit dans son contexte théorique. Nous commencerons par présenter les plasmas décharges contrôlées par barrière diélectrique et, en particulier, la décharge lumineuse à la pression atmosphérique, 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. Enfin nous avons présentons quelle que applications de la décharge contrôlée par barrière diélectrique.

Le deuxième chapitre détaillera 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 décrirons le système d'équations mathématiques mis en jeu, avec certaines hypothèses spécifiques et grandeurs caractéristiques. Enfin nous présenterons les réactions chimiques du gaz utilisé.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté les résultats numériques obtenir, dans le but de comprendre le comportement électrique de la phase gazeuse du plasma. Nous avons présenté les variations spatio-temporelles du champ électrique, le courant de décharge et les différentes densités des particules chargées et excitées.

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

Chapitre I :

Généralités sur les
plasmas et les décharges
à barrière diélectrique

I.1. Introduction

Le terme "plasma", introduit en physique en 1928 par le physicien Langmuir [1], désigne un gaz ionisé électriquement neutre. Le plasma constitue le quatrième état de la matière après l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. A l'état solide, les molécules sont rapprochées les unes des autres ce qui donne au solide son caractère indéformable. Si on fournit de l'énergie, sous forme de chaleur par exemple, les molécules tentent de s'éloigner les unes des autres sans adopter de forme propre ; c'est l'état liquide. Si la chaleur augmente encore, le liquide se transforme en gaz et un gaz surchauffé forme un plasma, 4^{ème} état de la matière où les électrons sont excités ou arrachés des atomes [2]. L'ensemble des états cités est illustré sur la figure I.1.

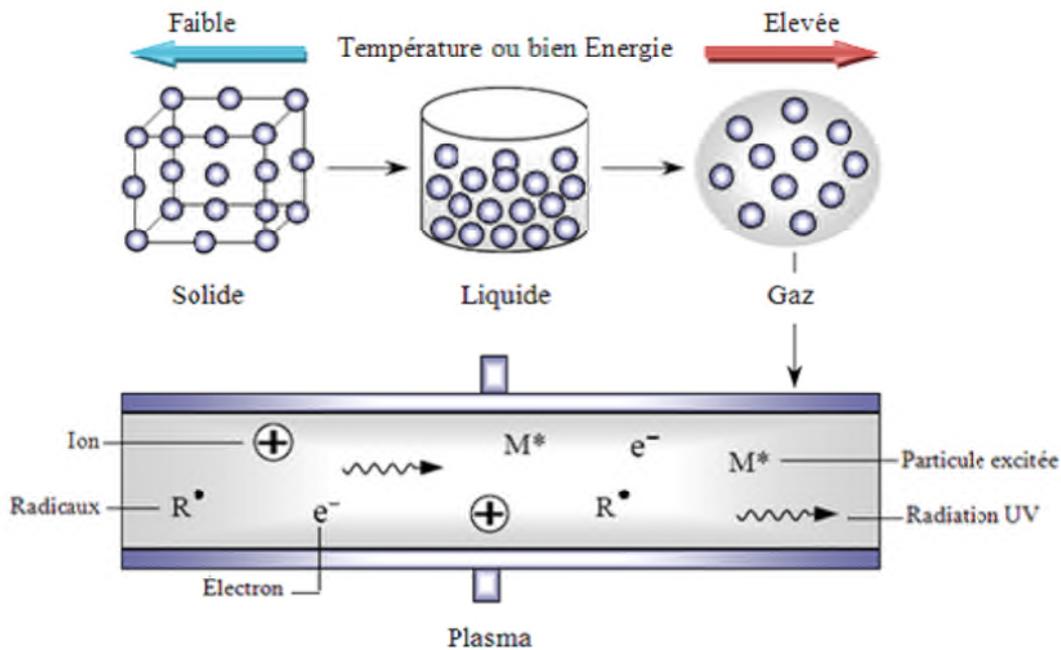


Figure I.1 : Représentation schématique des quatre états de la matière [3].

Le plasma est le quatrième état de la matière formant 99% de l'univers. Il se trouve dans la nature dans les nébuleuses, dans le nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles (cœur de l'étoile siège de réactions de fusion nucléaires) et dans l'environnement terrestre. Le plasma peut être créé artificiellement dans les laboratoires tels que les décharges plasmas électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion dans les tokamaks.

Par ailleurs, La physique des plasmas est développée en intégrant toutes les avancées de la physique moderne. Cette technologie peut être utilisée pour de nombreuses applications telles que les lampes à néon, les écrans plasmas ainsi que la gravure ou le dépôt par plasma en microélectronique où plus

de 50% des étapes de fabrication des microprocesseurs utilisent les plasmas, mais aussi dans de nombreuses nouvelles technologies de traitement de surfaces comme l'implantation ionique [4].

Le procédé de création de plasma est basé sur l'injection d'un gaz « plasma gène » dans une enceinte sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Une source électrique est appliquée pour produire notamment l'ionisation du gaz plasmagène. Le champ électrique agit directement sur les particules chargées (les électrons et les ions) où l'énergie injectée est transférée principalement aux électrons, qui participent à la formation d'espèces actives par processus d'ionisation, d'attachement, de recombinaison mais aussi d'excitation et de dissociation du gaz. Les interactions dans le plasma créent un comportement collectif, (figure I.2), qui n'existe pas dans les gaz neutres et procurent au plasma des propriétés uniques [5].

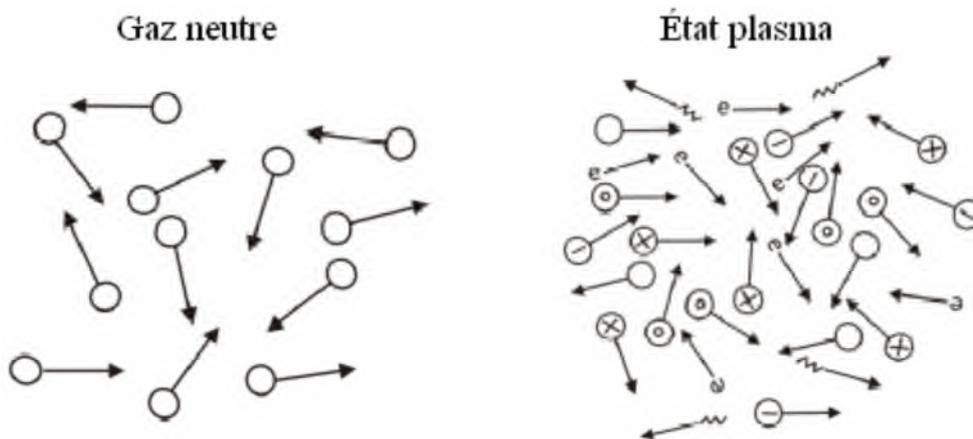


Figure I.2 : Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma [6].

I.2. Constituants d'un Plasma

Un plasma est constitué de particules neutres (atomes, molécules, radicaux libres), d'ions positifs ou négatifs, d'électrons et des photons. Il peut aussi contenir des atomes (ou molécules) dits « excités », dans lesquels les électrons restent liés au noyau, mais sont portés à des états d'énergie potentielle élevés. Leur désexcitation s'effectue avec émission de photons. Cela permet à ce gaz d'être émetteur de lumière. Un plasma peut être qualifié comme un milieu gazeux partiellement ou totalement ionisé et macroscopiquement neutre selon que les charges positives et négatives s'équilibrent entre elles ou pas. Du fait de la présence de particules chargées libres, le plasma est un conducteur électrique. Les constituants d'un plasma sont différents par leurs masses et leurs charges [7], on distingue:

I.2.1 Les électrons

Les électrons sont les particules les plus énergétiques et rapides dans un plasma à cause de leur faible masse. Le mouvement, la vitesse et l'énergie des électrons dans un réacteur plasma dépendent de la nature du gaz plasmagène, de la pression et de la source d'excitation de la décharge.

Les électrons représentent le véritable moteur des décharges électriques. Ils sont responsables des principales réactions produites dans le plasma. A haute fréquence les électrons répandent aux perturbations électriques sur des échelles de temps beaucoup plus courtes, contrairement aux ions [7].

I.2.2 Les ions

A l'inverse des électrons, les espèces ioniques dans un plasma sont très variées. Lorsque la décharge électrique est très puissante, les ions sont en général de composition chimique simple mais peuvent être multichargés. Par contre dans les décharges traditionnelles (faible puissance), les ions sont en général une fois chargés.

Les ions existent principalement sous forme d'ions positifs, mais il n'est pas exclu la présence d'ions négatifs dans le cas de gaz électronégatifs (oxygène, halogène).

A cause de leur importante masse et leur faible mobilité, leur comportement est très différent de celui des électrons. Il dépend de la fréquence du champ électrique d'entretien, de la décharge et de la densité électronique. Dans un plasma froid, la concentration des ions est environ 10^4 fois plus faible que celle des neutres [7].

I.2.3 Les neutres

Les neutres sont les espèces majoritaires dans un plasma, ils sont responsables de la formation des dépôts solides. Les collisions électron- neutre dans plasma peuvent produire des ions, des radicaux ou des espèces excitées. Les neutres peuvent être soit dans l'état fondamental, ou dans une série d'états excités, leur désexcitation produit des photons.

I.2.4 Les espèces excitées

Les espèces monoatomiques peuvent exister dans des états électroniques radiatifs ou métastables. Les états radiatifs se désexcitent vers l'état fondamental par émission de photons ultraviolets ou visibles et les états métastables ne se désexcitent que lors des collisions avec les parois ou d'autres particules. Les espèces multi-atomiques occupent des états vibrationnels ou rotationnels, car leur degré de liberté est plus élevé.

I.2.5 Les fragments moléculaires

Un plasma contient un grand nombre de fragments moléculaires qui peuvent être de simples atomes (H, O, ..) ou d'édifices moléculaires plus complexes, parmi lesquels on reconnaît les radicaux de la chimie traditionnelle (CH₃, CH₂, CH) [7].

I.2.6 Les Photons

Le photon particule élémentaire, de masse et de charge nulle, le photon est l'aspect corpusculaire de la lumière dans un plasma. Les plasmas sont des sources abondantes de photons émis par la désexcitation des états électroniques. Ces photons sont caractérisés par des longueurs d'ondes (ou fréquences) dépendant des espèces émissives. Ils sont donc porteurs d'information sur la composition du plasma (spectroscopie d'émission optique). La quantité de photons émis par le plasma peut représenter une part notable de l'énergie dissipée dans la décharge.

I.3. Conditions de création d'un plasma

Pour créer un plasma globalement ionisé, à partir d'un milieu gazeux, il est nécessaire de respecter certaines conditions sur la tension appliquée, la pression du gaz et les dimensions du réacteur. Ceci se traduit par :

- Donner une énergie suffisante aux atomes pour arracher plusieurs électrons et obtenir des atomes partiellement ou totalement ionisés. Cette énergie peut être fournie de différentes façons [8] :
- Décharges électriques; décharge RF ou microondes, décharge DC, DBD.
- Chauffage; on peut avoir un milieu bien constitué de plasma pour des températures de l'ordre de 4.10^6K (\approx température de couronne solaire).
- Absorption de rayonnement; le plasma se forme si l'absorption des photons par des atomes est suivie par une recombinaison suffisamment lente.
- Utiliser tout procédé de couplage (capacitif ou inductif) du milieu avec une source d'énergie ou par impact d'électrons énergétiques [9].
- Bien assurer les paramètres primaires ou par exemple avoir un degré d'ionisation qui compense les pertes de charges qui résultent de recombinaisons surfaciques ou volumiques.

I.4. Génération d'un plasma électrique

En exploitant les propriétés électriques du plasma, nous pouvons éviter la nécessité d'utiliser des températures élevées. A cause de la présence des particules chargées (électrons et ions), nous pouvons les chauffer en appliquant un champ électrique, tout en gardant fixes les températures des atomes gazeux neutres (température ambiante). Notamment les électrons, avec une masse plus

faible sont facilement accélérés et leurs énergies, avec des valeurs de la température électronique (T_e) comprises entre 1 et 10 eV, sont suffisantes pour ioniser les atomes neutres. Les plasmas induits électriquement sont appelés les décharges. Les plasmas à des basses températures sont assimilés à des plasmas froids [10]. Par définition le plasma froid est un gaz ionisé qui n'est pas à l'équilibre thermodynamique et dont seuls les électrons sont chauffés. Les décharges ne sont pas en équilibre thermique lorsque :

$$T_e \gg T_g \text{ et } T_e > T_i > T_g$$

Avec T_i et T_g sont respectivement la température ionique et du gaz.

Les types de plasmas les plus utilisés sont induits électriquement par une décharge [11] :

- En courant continu DC créée par l'application d'un potentiel DC.
- Radiofréquence RF qui utilise un champ électrique de fréquence radio de l'ordre de 13.56 MHz
- Micro-onde de fréquence de l'ordre du GHz.

A basse pressions, ces décharges fonctionnent suivant le régime luminescent. A pression atmosphérique, on réalise des plasmas avec des décharges à haute tensions pulsées (décharge couronnes) ou alternatives avec cathode isolante (décharges à barrière diélectrique DBD).

I.5. principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique :

Une DBD est une source de plasma froid hors équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques (Figure I.3). En l'absence de barrière diélectrique, l'établissement d'un canal conducteur entre les deux électrodes métalliques peut conduire à la formation d'un arc, d'où l'utilisation de celle-ci ; en contre parti, cela impose l'utilisation d'une source électrique alternative.

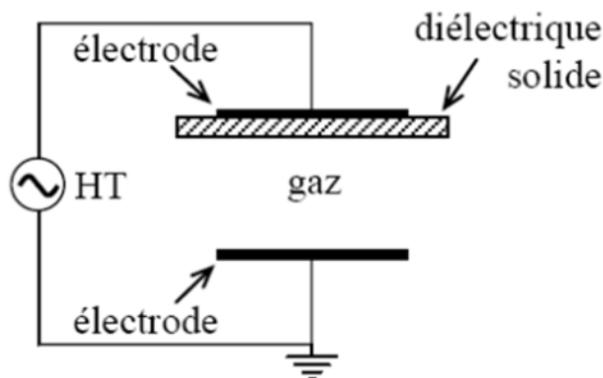


Figure I.3 : Configuration classique d'une Décharge à Barrière Diélectrique [12].

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.4.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.4.d).

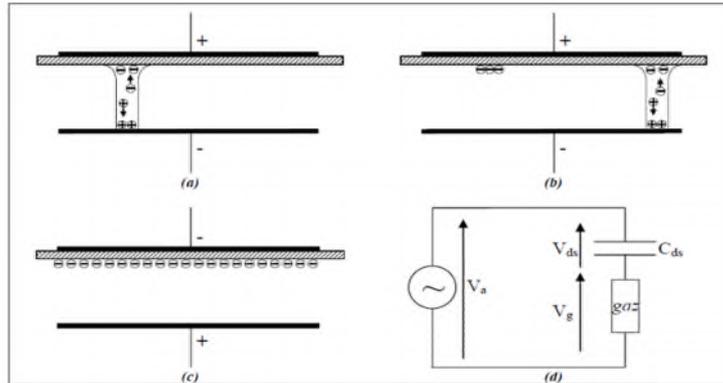


Figure I.4 : Principe de fonctionnement d'une DBD [12]: (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de polarité appliquée sur les électrodes et (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge

Le diélectrique se comporte comme un condensateur (C_{ds}) dont les armatures sont d'un côté l'électrode et de l'autre la décharge. Le passage du courant induit à une accumulation de charges électriques sur la surface du diélectrique en vis-à-vis du canal de décharge qui se traduit par une augmentation de la tension aux bornes du condensateur $C_{ds}(V_{ds})$. Cette accumulation de charge sur la surface du diélectrique va provoquer une chute de tension dans le gaz qui va tendre à l'extinction de la décharge. Ainsi, l'ionisation de la micro décharge est limitée, bloquant en même temps la transition en régime d'arc. Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges continuent à se former à de nouvelles positions car là où il y a déjà des micro-décharges, la présence de charge résiduelle diminue le champ électrique E appliqué au gaz (figure I.4.b). Au changement de polarité (figure I.4.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.6. Configurations typiques des DBDs :

Le terme DBD réunit toutes les configurations différentes de cellule de décharge pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application, il existe plusieurs configurations différentes (figure I.5).

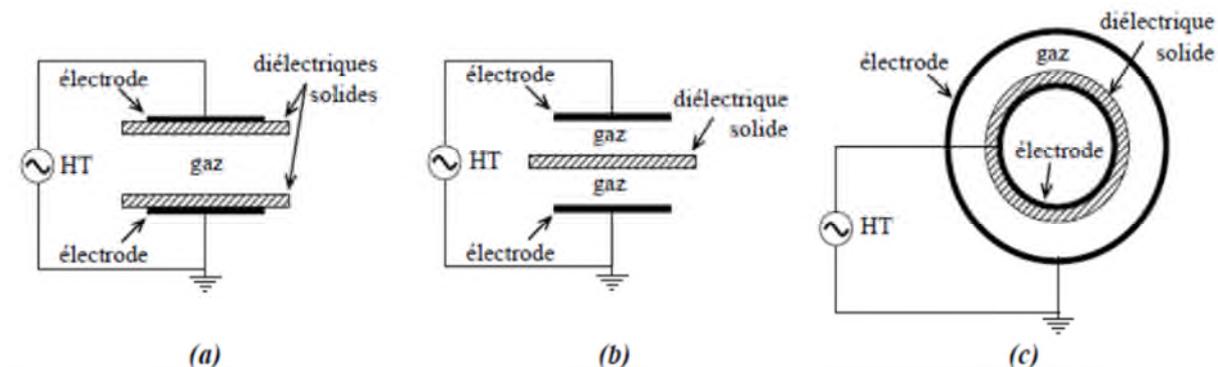


Figure I.5 : Différentes configurations de Décharge à Barrière Diélectrique [12].

Les configurations coplanaires (figure I.5.a et I.5.b) sont utilisées pour les traitements de surface, La première configuration (a) a l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes. Cela peut se révéler être utile lorsque l'on utilise des gaz corrosifs. La configuration (b) est spéciale car la décharge se trouve de part et d'autre du diélectrique. Cela peut être utile si l'on veut traiter un matériau sur ses 2 surfaces ayant alors la fonction du diélectrique. Les configurations cylindriques (figure I.5.c) sont, elles, plutôt utilisées dans les applications pour traitement des gaz ou encore dans la génération d'UV.

I.7. Régimes de fonctionnement :

I.7.1 Régime homogène :

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 [13]. Les décharges homogènes regroupent deux régimes de décharge différents : le régime de « Townsend » et le régime « luminescent » habituellement rencontré à basse pression [13, 14] 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. Le principe du mécanisme de claquage de Townsend est basé sur la création d'une avalanche électronique sous un champ électrique E plus faible que pour une décharge filamentaire. Ceci nécessite au départ la présence d'un grand nombre d'électrons « germes » dans la zone de décharge. L'accélération de ces électrons sous l'effet du champ électrique leur fait acquérir une énergie pouvant être suffisante pour ioniser des espèces neutres du gaz par collision, les électrons résultant de cette réaction sont alors à nouveau accélérés et entrent à leur tour en collision avec d'autres espèces et ainsi de suite (premier processus d'ionisation). On a alors une avalanche électronique (dite primaire) décrite par le coefficient de Townsend α . En même temps, les ions créés par l'avalanche électronique sont à leur tour accélérés dans le sens opposé et ainsi attirés vers la cathode (figure I.6); ils peuvent lors de leurs collisions sur la cathode éjecter de celle-ci des électrons, appelés électrons secondaires. La probabilité de cette émission est appelée coefficient d'émission secondaire.

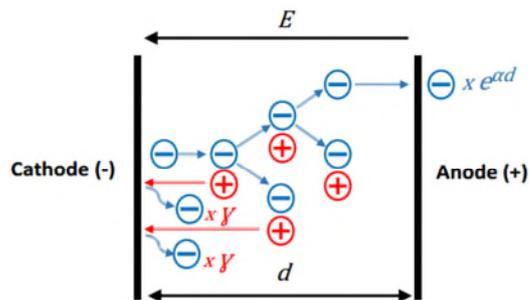


Figure I.6 : Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend [15].

Pour maintenir la décharge sous la forme homogène, le processus d'émission cathodique des électrons doit permettre la création de suffisamment d'électrons afin d'amorcer de nouvelles avalanches. La décharge est ainsi auto entretenue par l'émission secondaire de la cathode. (Figure I.7) présente un exemple d'une décharge de Townsend dans l'azote montrant une répartition de façon homogène de la décharge sur la surface des électrodes.



Figure I.7 : Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote [15]

Du point de vue électrique, cette décharge de Townsend dans l'azote est caractérisée par une seule impulsion de courant par demi-période de la tension appliquée et correspond à la formation d'un

seul canal de décharge, couvrant toute la surface des électrodes. La forme du courant et de la tension appliquée est représentée sur (figure I.8) pour une décharge dans de l'azote (a) et l'hélium (b).

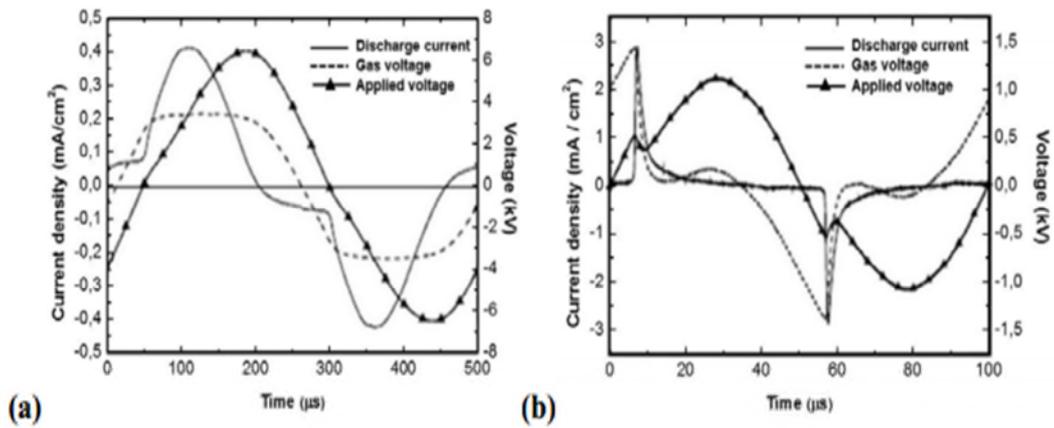


Figure I.8 : Mesure à l'oscilloscope de la tension et du courant d'une DBD homogène dans l'azote (a) et l'hélium (b) [16].

I.7.2 Le régime filamentaire d'une DBD :

Le régime filamentaire est le premier mode de décharge par barrière diélectrique qui a été découvert et qui est généralement observé à la pression atmosphérique. (figure I.9) présente un exemple d'une décharge DBD filamentaire créée dans l'air entre deux électrodes circulaires planes et parallèles de 50 mm de diamètre avec une distance inter électrodes de 2 mm, les deux électrodes étant couvertes par une plaque de verre d'une épaisseur de 2 mm et un diamètre de 70 mm.

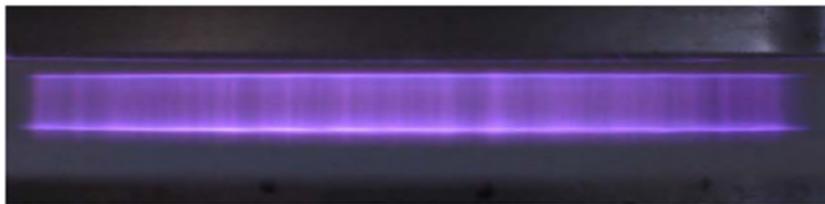


Figure I.9: Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale) [17]

Dans ce mode de décharge, la formation du plasma se fait sous la forme d'une multitude de canaux appelés micro-décharges (ou « streamers »), indépendantes les unes des autres et distribuées aléatoirement dans le temps et l'espace. Cependant, pour un temps suffisamment long, toute la surface des électrodes est atteinte par des micro-décharges [18] (figure I.10). Ces micro-décharges possèdent des caractéristiques singulières qui ne peuvent pas être expliquées par les théories classiques basées sur les mécanismes de Townsend.

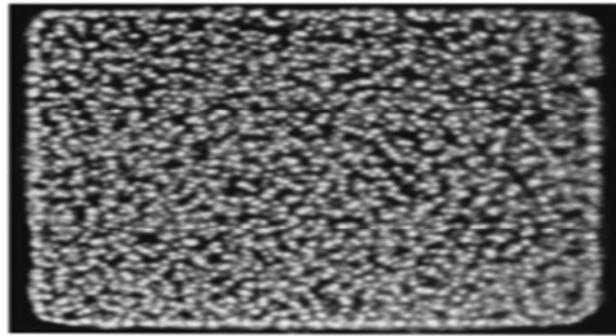


Figure I.10 : Photographie d'une décharge DBD filamentaire vue de dessus (dimensions : 6x 6 cm²), les filaments s'amorcent aléatoirement dans le temps et l'espace mais en moyenne ils recouvrent toute la surface des électrodes [19].

En effet, le processus de claquage observé dans le mode filamentaire est trop rapide ($\sim 10^{-9}$ s) pour être expliqué par un mécanisme d'avalanches électroniques successives assistées par l'émission d'électrons secondaires à la cathode [20]. Son mécanisme se décompose en trois étapes : une avalanche primaire, propagation du ou des streamers et établissement du filament (figure I.11).

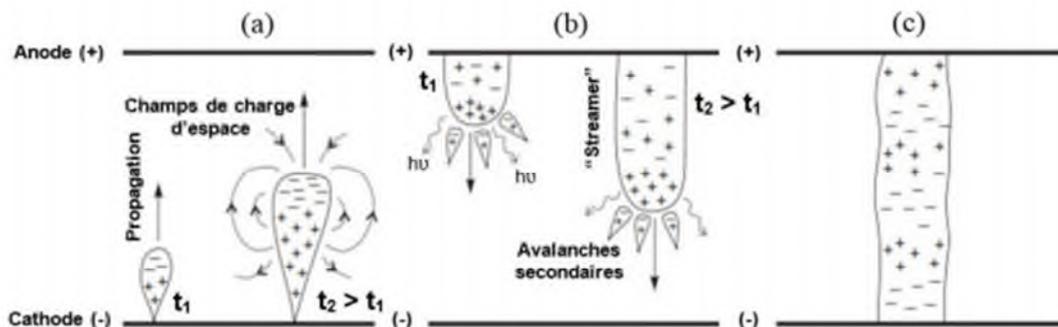


Figure I.11 : Mécanisme de claquage de type « streamer » (a) l'avalanche électronique primaire ; (b) propagation du streamer ; (c) établissement du filament [21]

I.7.3 L'avalanche électronique (Figure I.11.a) :

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

N_{CR} est défini par le critère de Meek [22] dont la relation s'écrit sous la forme :

$$e^{ad} \leq N_{CR} \quad (I.2)$$

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

I.7.4 La propagation du streamer (Figure. I.11.b) :

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

I.7.5 L'établissement du filament (Figure. I.11c) :

Après que le streamer a atteint l'anode, la phase de claquage est terminée et un canal conducteur est créé entre l'anode et la cathode. Ce mince canal de décharge partiellement ionisé dans le cas d'une DBD, est nommé filament et sa durée de vie est limitée à quelques dizaines de nanosecondes. Etant donné que la durée de vie des filaments est très courte, et les cycles d'opérations de la plupart des applications sont beaucoup plus longs, les décharges DBD filamenteuses sont caractérisées par un grand nombre de micro-décharges par unité de surface. Ce comportement se traduit électriquement par un courant capacitif qui présente une multitude d'impulsions de courant (Figure.12).

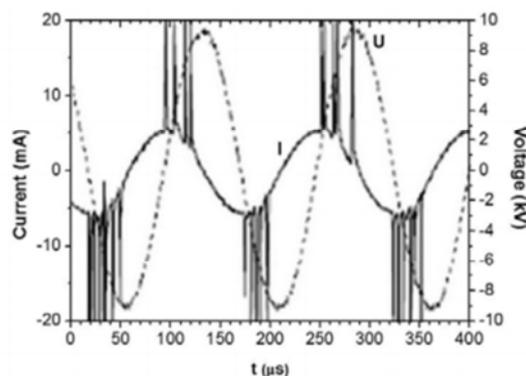


Figure I.12 : Mesure à l'oscilloscope de la tension et le courant d'une décharge DBD filamenteuse créée dans l'air [23]

I.8. Applications des Décharges à Barrière Diélectrique à la pression atmosphérique :

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

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

I.8.1 Applications liées à la surface :

Le traitement par plasma offre l'avantage de transformer la surface d'un matériau sans pour autant endommager son volume. L'une des principales applications des décharges contrôlées par barrière diélectrique à l'heure actuelle est le traitement de surface de matériau polymère dans le but d'accroître la mouillabilité [24, 25, 26]. Depuis quelques années, ce type de décharge est également développé pour le dépôt de couches minces sur des substrats variés [27]. Liu et al proposent par exemple de déposer des films de carbone diamant sur un substrat de verre ou de silicium par une DBD à la pression atmosphérique à partir d'un mélange de méthane et d'hydrogène [28]. Ce procédé est attractif car il permet le dépôt rapide d'une couche possédant de bonnes propriétés mécaniques sur des substrats de grande taille tout en s'affranchissant des problèmes liés au système de vide. On peut aussi citer le procédé Glaskin™, développé par Tetrapak™, qui est doré et déjà utilisé industriellement. Ce procédé consiste à déposer par plasma une couche d'oxyde de silicium sur la surface intérieure d'une bouteille en polyéthylène téréphtalate (PET) [29, 30]. Cette couche transparente constitue une barrière à l'oxygène extérieur susceptible de dégrader le produit et empêche la sortie de CO₂ dans le cas de boissons gazeuses. La stérilisation ou la décontamination de surface par plasma est également une application en plein essor. Les radicaux, les espèces excitées, les rayonnements ainsi que les collisions directes de particules sur la surface sont susceptibles de causer la destruction de spores et de bactéries [31,32]. La roussi rapporte qu'une DBD luminescente d'hélium permet une destruction efficace de bactéries *Pseudomonas fluorescens* moins de dix minutes [33]. Dans le domaine médical, l'utilisation d'un plasma pour stériliser des instruments réutilisables et sensibles à la chaleur, de manière rapide et efficace, est sur le point de remplacer l'usage de l'oxyde d'éthylène, un gaz toxique [34].

I.8.2 Procédés chimiques en volume :

La synthèse d'ozone dans les décharges à barrière diélectrique reste à ce jour l'application industrielle la plus importante en chimie des plasmas [35]. L'oxygène moléculaire est dissocié efficacement par les collisions électroniques (et par collision avec les métastables de l'azote si le gaz de remplissage est l'air) dans le plasma hors d'équilibre en quelques nanosecondes, tandis que l'oxygène atomique et moléculaire se recombinaient pour former de l'ozone à l'échelle de la microseconde. Les ozoniseurs industriels fonctionnent habituellement en régime filamentaire. Cependant, Kogoma et al. ont montré que l'utilisation d'une décharge homogène permettait d'obtenir un rendement de 10 à 15% plus important dans la production d'ozone [36]. Les décharges à barrières diélectriques sont aussi largement utilisées dans le domaine de la dépollution des gaz d'échappement des voitures et des industries. Elles permettent l'oxydation de gaz nocifs comme les NO_x et les SO_x (responsables des pluies acides et de la formation d'ozone dans la troposphère), ainsi que la décomposition de composés organiques volatils comme les CFC. Actuellement, des recherches sont menées sur le recyclage par DBD des gaz à effet de serre comme le dioxyde de carbone et le méthane dans le cadre de la lutte contre le réchauffement de la planète [37, 38, 31].

I.8.3 Source de lumière :

Les décharges à barrières diélectriques sont également utilisées comme source de photons. Trois secteurs importants peuvent être distingués : les lampes à décharge, les panneaux à plasma et les lasers à gaz. Les DBD peuvent servir de source de rayonnement UV et VUV incohérent. Dans les gaz rares ou dans les mélanges gaz rare-halogène, des lampes à excimères efficaces sont réalisées. Les réactions à trois corps sont nécessaires pour produire des dimères excités et l'utilisation de la pression atmosphérique est favorable à ce type de réactions. Le schéma d'une lampe à excimère est représenté sur la figure I.13. Ces lampes ont de nombreuses applications : dépôt photo-induit de matériaux, photo-polymérisation de peintures spéciales, modification de surface, etc. [31, 38]. Le rayonnement VUV généré par les excimères peut être aussi utilisé dans les lampes fluorescentes. A l'aide de luminophores, le rayonnement VUV est transformé en rayonnement visible. Il est ainsi possible de produire des lampes fluorescentes sans mercure, ce qui présente un avantage évident pour l'environnement [39].

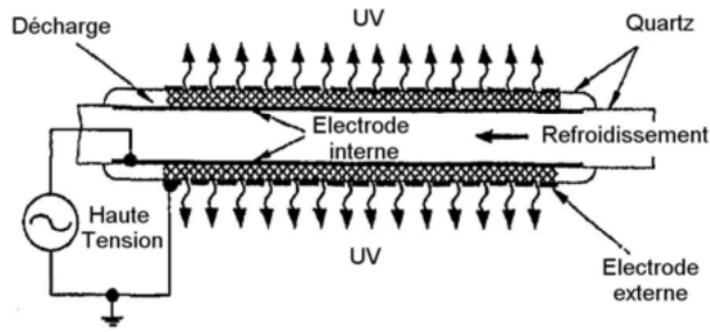


Figure I.13 : Schéma de principe d'une lampe à Excimère cylindrique [38]

Les décharges à barrières diélectriques sont également utilisées pour pomper les lasers CO₂ de forte puissance. Ces lasers permettent de générer un rayonnement infrarouge cohérent très puissant. Ils trouvent leur application dans la soudure et la découpe rapide de matériaux métalliques ou autres [39]. L'application la plus récente des décharges à barrière diélectrique concerne les écrans à plasma. Chaque pixel de ces écrans est en fait composé de trois lampes fluorescentes miniatures dans lesquelles les radiations VUV des excimères Xe^*_2 et des atomes excités Xe^* sont utilisées pour exciter les luminophores rouges, verts et bleus déposés sur la surface interne des cellules de décharges (figure I.13). Le gaz de remplissage est du néon ou de l'hélium contenant de 5 à 10% de Xénon. Bien que les premières usines de panneaux à plasma n'aient commencé leur activité qu'en 1996, environ 570 000 écrans à plasma avaient déjà été vendus en 2002 dans le monde [40, 41].

I.8.4 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.

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. [42]

I.9. Conclusion :

Ce chapitre a fait l'objet d'une étude bibliographique sur les plasmas en général. Nous avons basé sur les décharges à barrières diélectriques (DBD) à la pression atmosphérique utilisées dans les différents domaines. Nous avons commencé par quelques généralités sur les plasmas, leur classification, 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. Dans ce chapitre, nous avons introduit les concepts de base qui nous semblent importants à la compréhension de la suite de nos travaux.

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

Chapitre II :
modélisation numérique
d'une décharge plasma
DBD

II.1 Introduction :

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

Une décharge électrique est une structure très complexe à l'intérieur de laquelle cohabitent des particules chargées (électrons et ions), des atomes ou des molécules neutres (dans un état excité ou non) et des photons. Toutes ces particules interagissent entre elles de telle sorte que le comportement de chacune est fortement dépendant de celui des autres. Cette dépendance est de plus accentuée par la présence d'un champ de charge d'espace lorsque la densité des électrons et des ions est suffisamment importante.

La description mathématique rigoureuse d'un système de ce type repose nécessairement sur une approche de mécanique statique. cela signifie que l'état d'une particule de type quelconque est décrit par la fonction de distribution des vitesses notée généralement $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ et qui dépend de sept variables, trois variables correspondant à la position \vec{r} , trois variables correspondant à la vitesse v et une variable correspondant au temps t , la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ obéit à une équation de transport (appelée équation de Boltzmann), lorsque la description mathématique de la décharge est strictement basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann, on dit que l'approche est microscopique. Dans ce cas la description complète d'un système s'appuie sur la connaissance des différentes interactions élémentaires entre les particules qui caractérisées par les sections efficaces de collision.

La description microscopique d'un système n'est en fait absolument nécessaire que pour des situations très spécifiques pour lesquelles par exemple le libre parcours moyen des particules est du même ordre de grandeur, ou supérieur aux dimensions du système à l'intérieur duquel elles évoluent, cette situation se rencontre essentiellement dans le cas des décharges basse pression ou bien lorsque la structure du milieu considéré change de manière significative à l'échelle d'un libre

parcours moyens, heureusement dans le cas des hautes pressions les libres parcours moyens de toutes les particules sont beaucoup plus faibles que les dimensions de l'enceinte et l'approche microscopique n'est pas nécessaire et peut être remplacée par une approche macroscopique moins détaillée mais plus abordable.

La mise en œuvre de cette nouvelle approche consiste à multiplier l'équation de Boltzmann par les puissances du vecteur vitesse et à intégrer les équations successives sur l'espace des vitesses, on obtient ainsi un système infini d'équations, strictement équivalent à l'équation de Boltzmann initiale, les grandeurs physiques, solution de chaque équation, sont respectivement la densité des particules $n(\vec{r}, t)$ leur vitesse moyen $\vec{v}(\vec{r}, t)$,....etc. La fonction de distribution (grandeur microscopique) est ainsi remplacé par une succession de grandeurs macroscopiques ($n(\vec{r}, t)$, $\vec{v}(\vec{r}, t)$,....etc.) dont certaines sont accessibles par l'expérience. On est donc passé d'une description microscopique à une description macroscopique (appelée également fluide).

Cette nouvelle approche est celle qui est utilisée le plus couramment pour effectuer la modélisation des décharges haute pression, elle conduit moyennant des hypothèses de fermeture spécifique du système d'équations, pour les électrons, les ions et les espèces neutres et excitées à une formulation caractéristique dans laquelle figurent des grandeurs directement neutres tel que la vitesse de dérivé des particules et leurs coefficients de diffusion [43].

II.2 Les modèles numériques de la décharge

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électrique. Le grand nombre d'équations et de degrés de liberté (3 d'espace, 3 de vitesse, plus le temps) classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement.

De façon générale, ils permettent la détermination:

- Des paramètres électriques de la décharge, c'est-à-dire les variations spatiotemporelles du champ électrique et du potentiel.
- Des profils de densités des espèces chargées ou des neutres et les distributions spatiotemporelles des énergies et des fonctions de distribution.
- La position et la vitesse des particules. Le mouvement des particules est décrit dans le cas général, par l'équation de Boltzmann [44,45]

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

(a) (b) (c) (d)

Ou :

\vec{v} : Champ de vitesses des particules.

\vec{r} : Position.

$\vec{\gamma}$: Champ des accélérations des particules (forces extérieures)

$f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: fonction de distribution des vitesses des particules

Cette équation exprime le fait que la fonction de distribution évolue temporellement (a) en raison du mouvement des particules, (b) des variations de vitesse des particules sous l'effet de forces extérieures comme le champ électrique, (c) et des différentes collisions entre les particules du plasma (d).

II.1 Modèles non auto-cohérents

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.2 Modèles auto-cohérents

Dans le cas de modèles dits « auto-cohérents », l'équation de Poisson, qui détermine le champ électrique, doit être couplée à l'équation de Boltzmann. En effet, les différentes fonctions de distribution des espèces chargées dépendent de la valeur du champ électrique qui dépend lui-même des densités et de l'énergie des espèces chargées. Dans la pratique, la résolution de l'équation de Boltzmann est extrêmement délicate et son couplage avec l'équation de Poisson ne fait que compliquer le problème. Pour cette raison, plusieurs types de modèles auto-cohérents, correspondant à différents niveaux d'approximation, ont été développés. Selon l'approche utilisée pour simuler les plasmas de décharges, on peut distinguer trois catégories de modèles [46,47] :

- Modèle Particulaire.
- Modèle Fluide.
- Modèle hybride.

II.2.2.1 Modèles Particulaire (microscopiques)

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) [46, 48].

II.2.2.2 Modèle Fluide

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 (\vec{r}, \vec{v}) , qui détermine la fonction de distribution des particules $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, à chaque position (\vec{r}, \vec{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 [49]. 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 [50] ou deux dimension 2D [51]. 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 [52]. 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 [53]. 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.2.2.3 Modèle hybride

Le terme « hybride » est utilisé pour désigner soit des simulations qui tiennent compte de deux groupes d'électrons [54, 55], ou des codes complexes pour la modélisation des décharges plasmas [56, 57]. 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 (leur 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 [58]. 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 [59].

II.3 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 [49, 50, 60]:

- 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.3.1 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:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial r} = S_e \quad (\text{II.2})$$

Avec n_e la densité électronique, v_e la vitesse moyenne des électrons, t le temps et r la position.

S_e est le terme source qui décrit la variation de la fonction de distribution sous 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 [61, 62].

$$S_e = (v_i - v_a)n_e + v_{\text{det ac}} n_n - r_e n_e n_p \quad (\text{II.3})$$

Où :

v_i : est la fréquence moyenne d'ionisation,

v_a : est la fréquence moyenne d'attachement,

$v_{\text{det ac}}$: est la fréquence moyenne de détachement,

r_e : est 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:

$$S_e = n_e v_i - r_e n_e n_p \quad (\text{II.4})$$

Dans le cas général, pour une particule p, le terme source de son équation de continuité s'exprime par [63]

$$S_p = \sum_r N_{pr} R_r \quad (\text{II.5})$$

Où : N_{pr} est le nombre de particules de l'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 est 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 :

$$R_r = K_r n_{1r} n_{2r} \quad (\text{II.6})$$

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

$$R_r = K_r n_{1r} n_{2r} n_{3r} \quad (\text{II.7})$$

K_r étant le coefficient du taux de réaction

II.3.2 Equation 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 des électrons, qui est similaire à l'énergie thermique des 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 :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i V_i}{\partial r} = S_i \quad (\text{II.8})$$

Avec n_i la densité des ions, V_i la vitesse moyenne ionique et S_i le terme source.

Le terme source S_i dans l'équation ci-dessus est déterminé par la composition 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 réaction. Les coefficients de Townsend fournissent une meilleure description de ce qui se passe dans la région cathodique [64].

Les flux des particules chargées sont :

$$\text{Pour } \alpha = e, i \begin{cases} \Gamma_e = n_e V_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \\ \Gamma_i = n_i V_i = -n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Ou E , D , μ sont respectivement le champ électrique, les coefficients de diffusions des porteurs de charge (électron, ion) et leur mobilités.

II.3.3 L'équation 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 :

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial x} + \nabla [n_\varepsilon \cdot (\mu_\varepsilon \cdot E) - D_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon] \Gamma_\varepsilon \cdot E = S_\varepsilon \quad (\text{II.10})$$

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 lumineuses, 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 :

$$\varepsilon_0 \nabla^2 V = -e(n_i - n_e) \quad (\text{II.11})$$

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.3.4 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.3.5 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) [65]:

$$\nabla \cdot \frac{\vec{E}}{r} = -\frac{|e|}{\varepsilon_0} (\sum_p n_p - \sum_e n_e) \quad (\text{II.12})$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V$$

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.3.6 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 [66].

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

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{K_e T_e}{q} = \frac{2}{3} \frac{\xi_e}{q} \quad (\text{II.13})$$

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:

$$\xi_e = \frac{2}{3} K_e T_e \quad (\text{II.14})$$

De même, les coefficients de transport D et μ des ions présents dans le gaz sont liés par la relation d'Einstein suivante [67] :

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{K_B T_i}{q} \quad (\text{II.15})$$

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 :

$$D_\varepsilon = 5/3 D_e \quad (\text{II.16})$$

$$\mu_\varepsilon = 5/3 \mu_e$$

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.4 Modèle mathématique étudié dans ce mémoire :

$$\frac{\partial \vec{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_k) = \vec{S}_k \quad (\text{II.17})$$

Ou

\vec{n}_k : Densité d'électron

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

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

$$\vec{\Gamma}_k = \vec{n}_k \cdot \vec{u}_k = Z \cdot (\vec{n}_k \cdot \vec{u}_k \vec{E} - \vec{\nabla} n_k \cdot \vec{D}_k) \quad (\text{II.18})$$

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

Avec :

μ_k : mobilités des espèces chargées.

D_k : Coefficient de diffusion.

E : Champ électrique.

$$\frac{\partial (n_e \varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_\varepsilon) + \vec{E} \vec{\Gamma}_e = \vec{S}_\varepsilon \quad (\text{II.19})$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -n_e \mu_\varepsilon \vec{E} - \vec{\nabla} n_\varepsilon \vec{D}_\varepsilon \quad (\text{II.20})$$

Avec :

ε : Énergie moyenne d'électron.

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

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

$$\Delta \vec{V} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (\text{II.21})$$

Avec :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \vec{V} \quad (\text{II.22})$$

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 ou se trouve le plasma [68].

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

$$\begin{cases} \vec{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho \\ \vec{n}(\vec{E}_1 \cdot \varepsilon_1 - \vec{E}_2 \cdot \varepsilon_2) = \rho \end{cases} \quad \text{L'équation de continuité} \quad (\text{II.23})$$

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

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

Les conditions aux limites du flux d'électron est :

$$\begin{aligned} -n\vec{\Gamma}_e &= \frac{1}{2}\vec{V}_{e,th}n_e - \sum_p \lambda p(\vec{\Gamma}_p) \\ \vec{V}_{e,th} &= \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} \end{aligned} \quad [69] \quad (\text{II.24})$$

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

K : constante de Boltzmann.

m_e : masse d'électron.

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

λ : Coefficient de l'émission secondaire.

L'énergie flux d'électron est :

$$-\vec{\Gamma}_e n \varepsilon = \left(\frac{5}{6}\vec{V}_{e,th}n_e \varepsilon\right) - \sum_p \varepsilon_p (\vec{\Gamma}_p \cdot n) \quad (\text{II.25})$$

Le deuxième terme de l'équation (II.25) est l'émission secondaire de l'énergie du flux.

ε_p : L'énergie moyenne secondaire d'électron.

II.5 Réactions prises en compte :

Compte tenu de la complexité et la diversité des réactions qui se produisent dans un plasma d'hélium, nous allons, dans cette partie de notre étude, en réaliser un bilan optimum. Ce bilan comprendra les états excités atomiques et moléculaires et les différents transferts d'énergie susceptibles d'avoir lieu suite aux différents types de collisions à pression atmosphérique.

II.5.1 Cas simple dans l'hélium pur

Le document de référence [28] propose une chimie de plasma simple pour l'hélium pur consistant seulement 3 réactions et 4 espèces :

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

Tableau II.1 : processus de collision importants dans la décharge d'Hélium [70].

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

Réaction	Formule	Stiking Coefficient
1	$Hes \rightarrow He$	1
2	$He^+ \rightarrow He$	0

Tableau II.2 : Bilan des réactions de la surface [70]

II.5.2 Cas hélium /impuretés

Etant donné l'importance du transfert d'énergie entre l'hélium (métastables) et les particules d'impuretés à la pression atmosphérique, nous avons, sur la base des études expérimentales et théoriques effectuées sur ce gaz [12], procédé à la prise en compte des autres particules excités et chargés dans un mélange hélium/azote. Les réactions prises en compte concernent alors l'ionisation directe, l'excitation directe, l'ionisation penning et diverses interactions entre toutes les particules considérées.

Réaction	Formule	Type	$\Delta\varepsilon(eV)$
1	$e + N_2 \Rightarrow e + N_2$	Elastique	$1.950000e^{-5}$
2	$e+N_2\Rightarrow e+N_2SUM$	Excitation	$1.300e^{+1}$
3	$e+N_2 \Rightarrow e+e+N_2+$	Ionisation	$1.560e^{+1}$
4	Hes + N2 → N2 + +He	Ionisation Penning	$5e^{-11}$

Tableau II.3 : Bilan des réactions dans hélium en présence d'impuretés (azote)

II.6 Conclusion :

Nous avons vu dans ce chapitre que le modèle mathématique de la décharge contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique, 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 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 méthode numérique de résolution de ces équations, ainsi que les résultats obtenus.

Chapitre III :

Caractéristiques de la
décharge : Résultats du
modèle

III.1 Introduction :

La simulation de décharges à la pression atmosphérique est un problème complexe d'un point de vue numérique, en particulier par les différentes échelles spatiales et temporelles en jeu dans la dynamique des phénomènes.

Le caractère multi-échelles impose en général de trouver un compromis entre temps de calcul et précision. Les densités de particules chargées rencontrées dans ce type de décharges peuvent être de l'ordre de 10^{15} m^{-3} . Ceci implique, compte tenu des mobilités typiques des espèces chargées, qu'un champ de charge d'espace est susceptible d'apparaître en un temps de l'ordre de 10^{-12} s . Ce temps doit être résolu si l'on veut suivre la dynamique du plasma. Le transport des électrons peut avoir des temps caractéristiques du même ordre de grandeur. L'ordre de grandeur du temps caractéristique de formation du plasma est la nanoseconde. Si on considère un type de décharge à barrière diélectrique, les fréquences des signaux d'alimentation utilisés sont généralement situées autour du kHz. L'effet d'une telle décharge sur l'écoulement des neutres est susceptible de se manifester au bout de quelques dizaines de millisecondes voir plus.

Dans ce travail, un modèle 2D de la décharge à barrière diélectrique DBD a été étudié et simulé à la pression atmosphérique (APP) dans l'hélium est présenté. Ce modèle résout les équations de continuité de Boltzmann pour les espèces chargées et l'équation d'énergie, couplée à l'équation de Poisson, par la méthode des éléments finis, en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics.

III.2 COMSOL Multiphysics :

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

III.3 Méthode des éléments finis :

La méthode de l'élément fini est employée pour résoudre des problèmes physiques en engineering et de conception. La méthode des éléments finis (MÉF, ou FEM pour finit élément méthode en anglais) est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles. Celles-ci peuvent par exemple représenter analytiquement le

comportement dynamique de certains systèmes physiques (mécaniques, thermodynamiques, acoustiques, etc.).

Concrètement, cela permet par exemple de calculer numériquement le comportement d'objets même très complexes, à condition qu'ils soient continus et décrits par une équation aux dérivées partielles linéaires : mouvement d'une corde secouée par l'un de ses bouts, comportement d'un fluide arrivant à grande vitesse sur un obstacle, déformation d'une structure métallique, etc. La méthode des éléments finis fait partie des outils de mathématiques appliquées. Il s'agit de mettre en place, à l'aide des principes hérités de la formulation vibrationnelle ou formulation faible, un algorithme discret mathématique permettant de rechercher une solution approchée d'une équation aux dérivées partielles (ou ÉDP) sur un domaine compact avec conditions aux bords et/ou dans l'intérieur du compact. On parle couramment de conditions de type Dirichlet (valeurs aux bords) ou Neumann (gradients aux bords) ou de Robin (relation gradient/valeurs sur le bord).

III.4 Résultats et interprétations

Dans ce chapitre, nous allons exposer les résultats du modèle bidimensionnel. Un premier jeu de résultats concerne le cas (non réaliste mais intéressant) où nous ne considérons que les électrons et les ions atomiques de l'hélium. Les seules réactions considérées sont l'ionisation de l'hélium par collision inélastique et la recombinaison des ions He^+ (tableau II.1).

Le deuxième jeu de résultats correspond au cas plus réaliste du mélange hélium/azote où nous considérons les électrons, les ions atomiques et moléculaires de l'hélium (He^+), le premier niveau métastable $\text{He}(s)$ et les ions moléculaires de azote (N_2^+). Les réactions prises en compte sont celles résumées sur les tableaux II.2 et II.3. Les données concernant les taux de réactions (termes sources).

Une corrélation entre l'évolution temporelle de la répartition du courant de décharge et la variation spatiotemporelle des densités de particules chargées est également effectuée dans ce chapitre. En effet, une grande partie de notre étude a consisté à mettre en évidence le régime de décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique et à montrer l'existence du régime lumineux à la pression atmosphérique en analysant et discutant les résultats obtenus.

III.5 Modèle de notre étude :

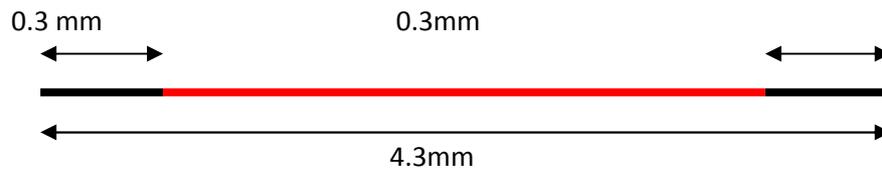


Figure (III.1) : *Modèle 1D de la DBD*

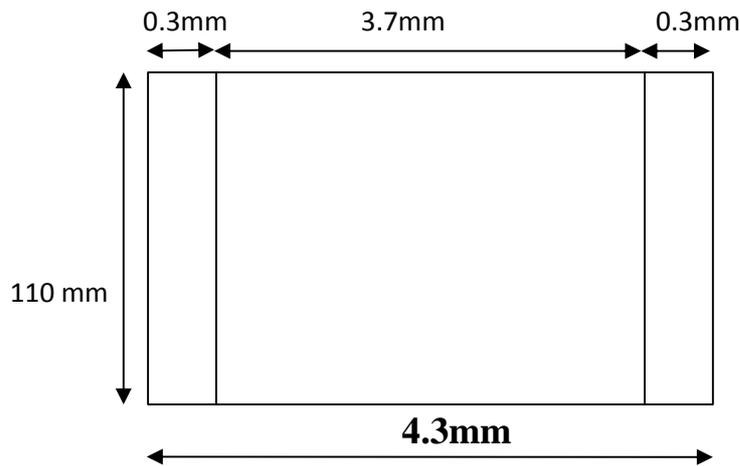
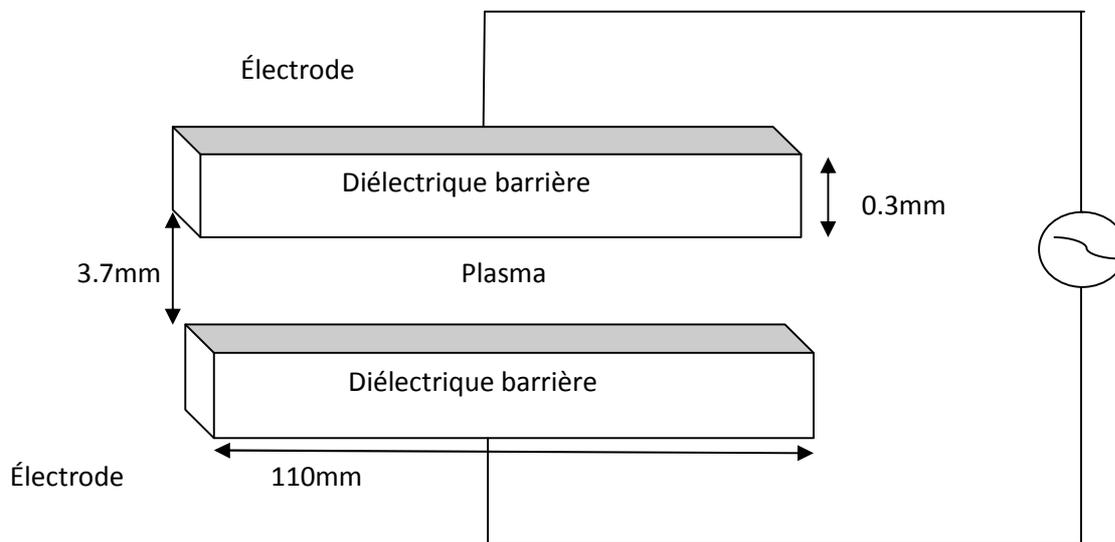


Figure (III.2) : *Modèle 2D de la DBD*



Figure(III.3) : *Modèle 3D de la DBD*

III.6 Paramètres de simulation :

Paramètres	Désignation
Gaz	Hélium
Distance inter électrodes	3.7mm
Amplitude de tension appliquée	1000 V
Fréquence d'excitation	200 Hz
Surface et formes des électrodes	Rectangulaires (S=33mm ²)
Permittivité relative du diélectrique (verre).	$\epsilon_r = 10$
Epaisseur du diélectrique	0.3mm
Pression du Gaz	P=1atm
Pas du temps	0.0001s

Tableau.III.1 Paramètres de simulation

III.7 Caractéristiques électriques de la décharge : cas simple

Par modélisation numérique, cette caractérisation de la décharge a consisté à calculer son courant et ses différentes tensions (appliquée, gaz et mémoire) pour des conditions données. Nous avons d'abord effectué les calculs dans l'hélium pur.

III.7.1 Courant de décharge et tension appliquée :

La figure (III.4) représente l'évolution temporelle du courant de la décharge, calculée pendant une période de la tension d'excitation et dans les conditions spécifiées dans le tableau III.1

Le résultat de la figure III.4, correspondant à la cinquième période, met en évidence l'aspect impulsion de la décharge. Le courant apparaît sous la forme d'un pic à chaque alternance de la tension appliquée. Il atteint sa valeur maximale après le début de l'alternance et la durée de l'impulsion est de l'ordre de 0.001 s. Notons également que son amplitude maximale est de 0.009A pour l'alternance positive et de 0.01A pour l'alternance négative.

III.7.2 Tensions caractéristiques de la décharge :

De la même manière, Nous Avons représenté, sur la figure III.5, les variations temporelles de la tension mémoire et de la tension gaz durant la cinquième période de la tension appliquée. La tension d'amorçage, correspondant à la valeur maximale atteinte par la tension gaz durant une alternance est de l'ordre de 100V.

S'agissant d'un régime stable, la valeur absolue de la tension mémoire est la même au début et à la fin de chaque alternance et de l'ordre de 13V .la valeur maximale atteinte est proche de 15 V.

De manière très brève, l'accumulation de charge sur les faces internes diélectrique à partir du moment où la décharge s'amorce est mise en évidence par l'augmentation rapide puis l'inversion du signe de la tension mémoire (figure III.5). La tension gaz qui n'est autre que la différence entre les tensions appliquée et mémoire, subit alors une chute rapide et la décharge s'éteint brusquement.

Dans tous les cas, la tension mémoire s'additionne à la tension appliquée au début de chaque alternance et contribue à un nouvel amorçages de la décharge sous une tension appliquée plus faible que la tension réelle de claquage du gaz.

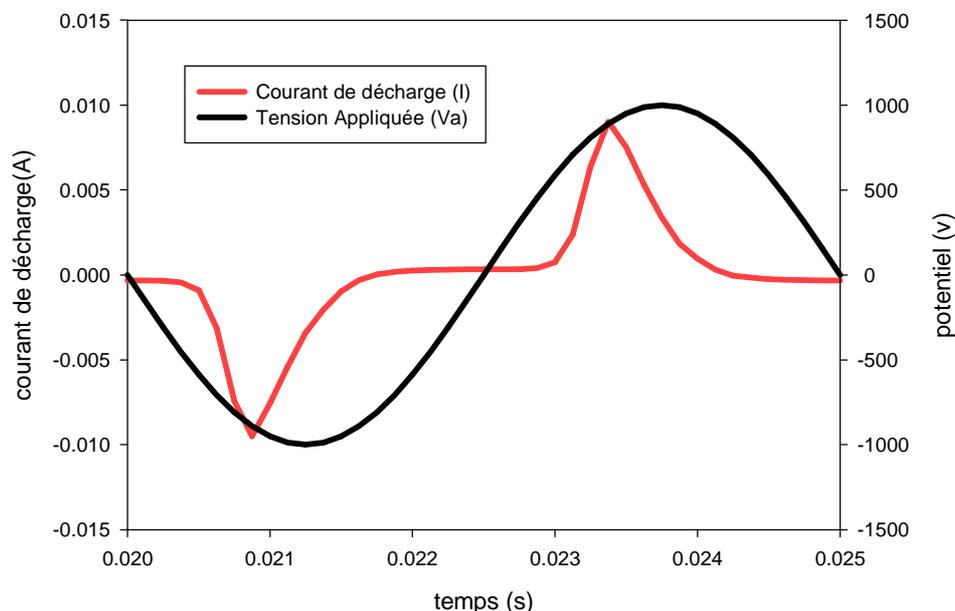


Figure III.4 : Variations sur une période de la tension appliquée, $V_a(t)$, et du courant de la décharge, $I(t)$.

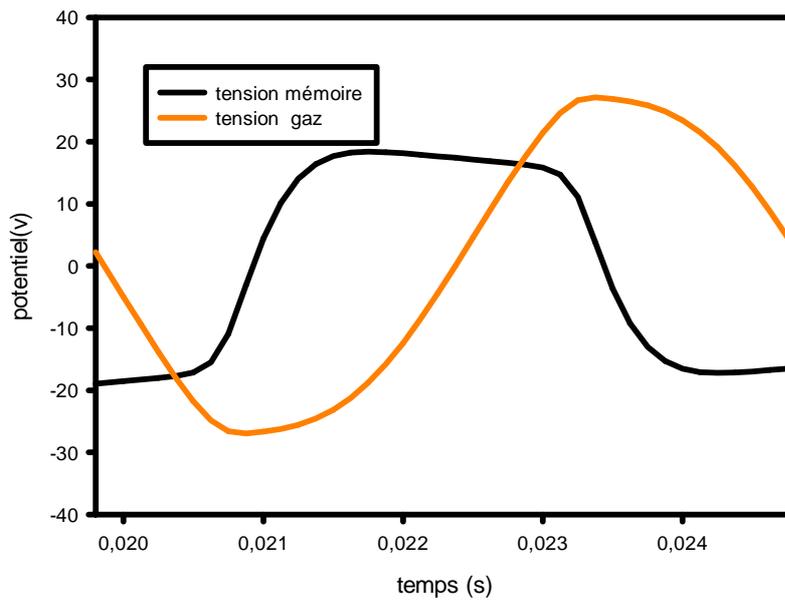


Figure III.5 : Variation sur une période de la tension mémoire, $V_m(t)$, et de la tension gaz, $V_g(t)$.

III.7.3 Distribution spatiale du champ électrique et densités électronique et ionique :

La distribution spatiale du champ électrique et des densités électronique et ionique au moment où le courant atteint sa valeur maximale ($t=0.0233s$) durant la deuxième alternance de la figure III.4 est représentée sur les figures III.6, III.7, et III.8 cette caractéristique est similaire à celle d'une décharge luminescent établie à basse pression.

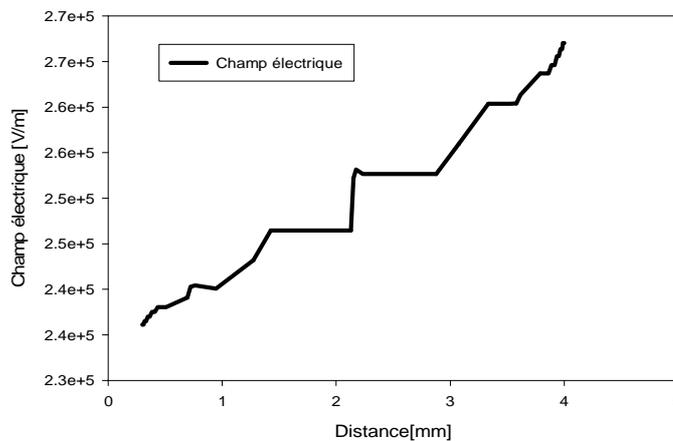


Figure III.6: Variations spatiales du champ électrique à l'instant correspondant au maximum ($t=0.0233 s$).

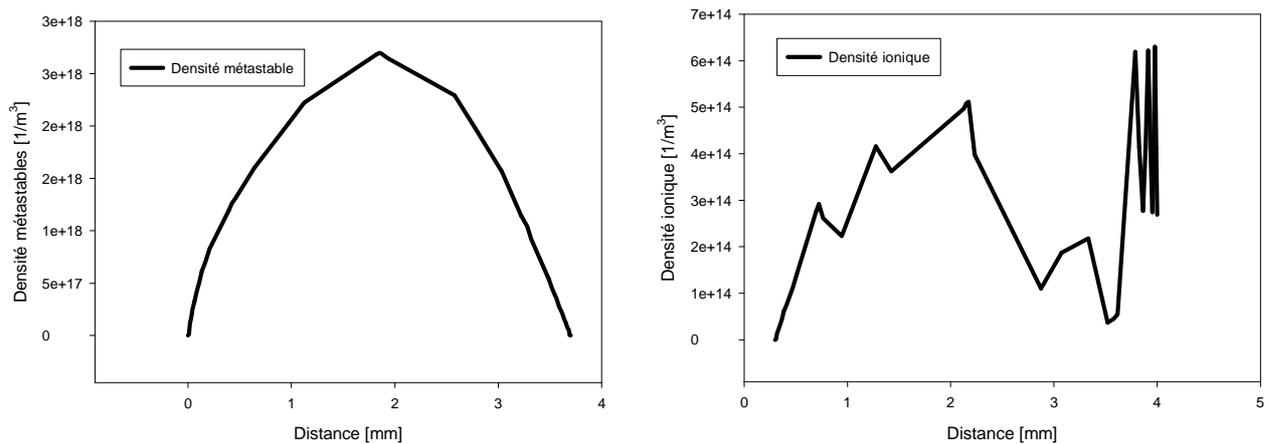


Figure III.7: Variations spatiales des densités ionique et métastable à l'instant correspondant au maximum ($t=0.0233$ s).

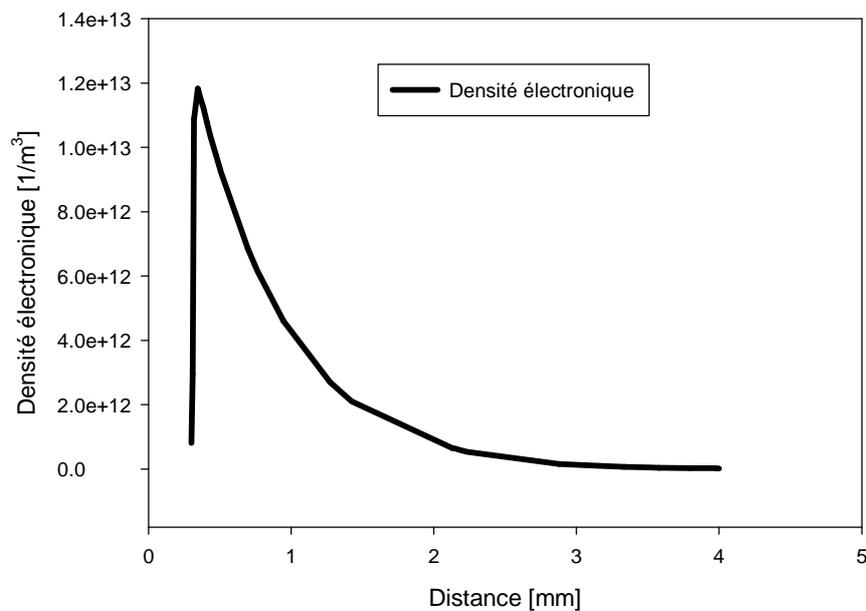


Figure III.8: Variations spatiales de la densité électronique à l'instant correspondant au maximum ($t=0.0233$ s).

La zone du côté de la cathode (à droite). Le champ électrique y varie beaucoup et sa valeur maximale est de plus de $2.7 \cdot 10^5$ V/m. Les ions atteignent une densité de $6 \cdot 10^{14}$ 1/m³ alors que celle des électrons est faible: c'est la gaine cathodique. La lueur cathodique est ensuite représentée et où le champ électrique décroît dans cette zone la mobilité des électrons est réduite à cause de leur interaction avec les ions.

En conclusion, la répartition spatiale des grandeurs calculées lorsque le courant atteint sa valeur maximale (les figures III.6, III.7 et III.8) correspondant parfaitement à celle attendue pour une décharge luminescent basse pression et confirme l'existence de ce régime à la pression atmosphérique.

III.7.4 Distribution spatiale du champ électrique et densités électronique, métastable et ionique à ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$ s):

Sur les figures III.9 , III.10 et III.11 , nous avons représenté les variations spatiales du champ électrique et des densités électronique, ionique, et métastable pendant et après le maximum du courant ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$ s). Ces figures nous montrent que le régime de la décharge, observé au maximum du courant, persiste pendant la chute de ce dernier. Ainsi, la chute cathodique s'élargit de plus en plus et la valeur maximale du champ

Les valeurs maximales des densités électronique, ionique, et métastable diminuent dans la zone cathodique mais restent constantes dans la colonne positive. Cet effet 'piège' des particules chargées au niveau de la colonne est très important quant à l'apparition du pic de courant.

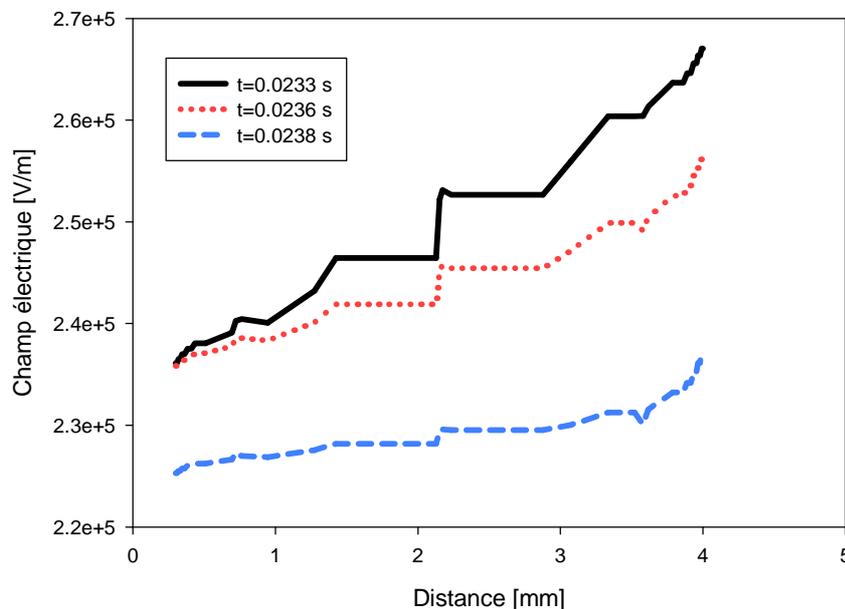


Figure III.9 : Variation spatiales du champ électrique calculé après et pendant le maximum du courant de décharge ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$)

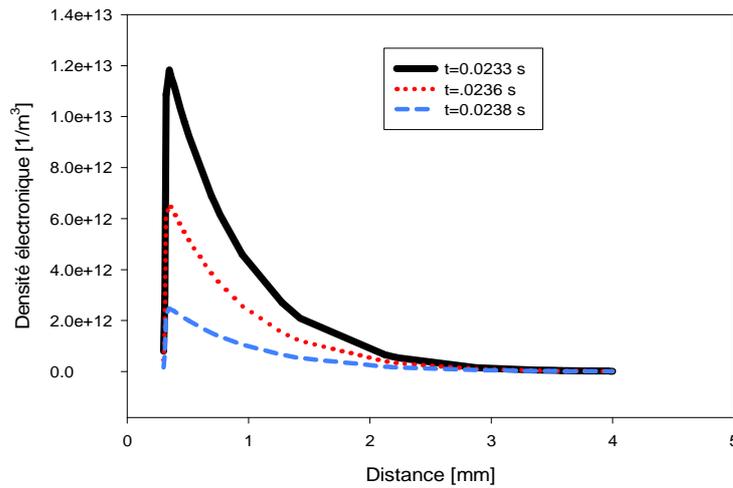


Figure III.10 : Variations spatiales de la densité électronique calculée pendant et après le maximum du courant de la décharge ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$ s)

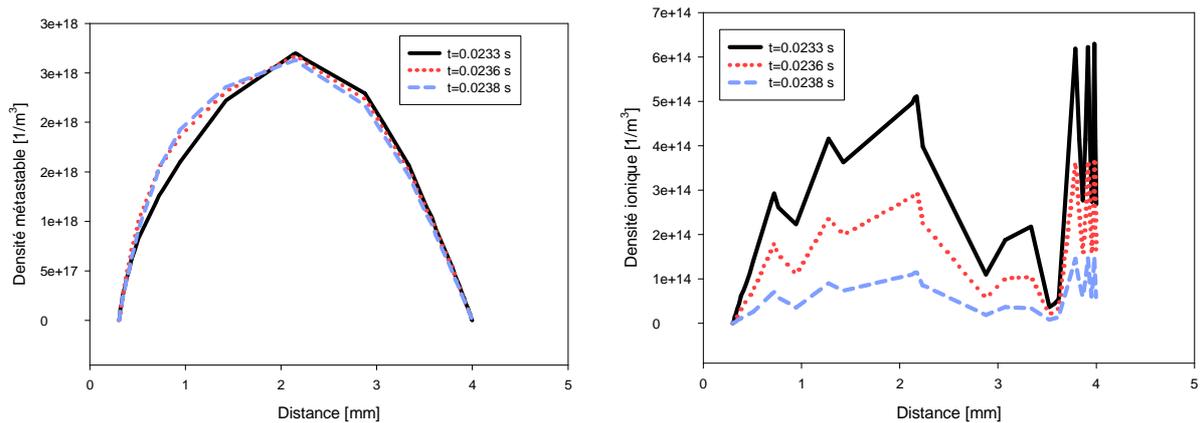


Figure III.11 : Variation spatiales des densités ionique et métastable calculées pendant et après le maximum du courant de la décharge ($0.0233 \leq t \leq 0.0238$ s)

III.7.5 Distribution spatiale du champ électrique et densités électronique et ionique à ($0.0228 \leq t \leq 0.0233$ s) :

Sur les figures III.12 ,III.13 et III.14 ,nous avons représenté les coupes du champ électrique , de la densité électrique et de la densité ionique avant le maximum du courant de la décharge de la deuxième alternance de la figure III.4 .

Dans ce cas, la cathode étant à droite, les figures III.12, III.13 et III.14 mettent en évidence la formation d'une zone à champ constant ($t=0.0228$ à 0.0231 s) au niveau de l'anode. Cette zone s'étend progressivement vers la cathode à cause du déplacement des ions dans ce

même sens. Dans le reste de l'espace inter électrodes, le champ varie uniformément et sa valeur maximale est de $2.6 \cdot 10^5$ V/m. Initialement, la densité électrique est inférieure à $1.2 \cdot 10^{13} m^{-3}$ et la densité ionique proche de $6 \cdot 10^{14} m^{-3}$. En suite, l'augmentation de la tension appliquée induit une augmentation du champ électrique. La densité ionique (figure III.14) croît légèrement du côté de l'anode et de façon beaucoup plus marquée de la cathode.

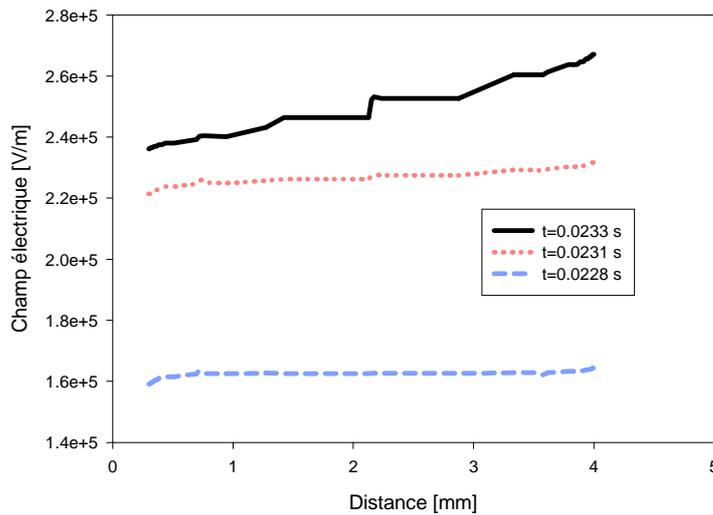


Figure III.12: Variations spatiales du champ électrique calculé avant le maximum du courant de décharge ($0.0231 \leq t \leq 0.0233$)

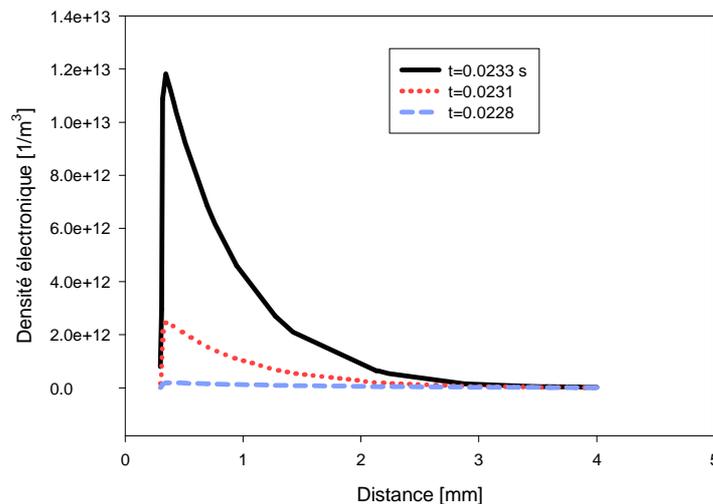


Figure III.13 : Variations spatiales de la densité électronique calculée avant le maximum du courant de la décharge ($0.0231 \leq t \leq 0.0233$ s)

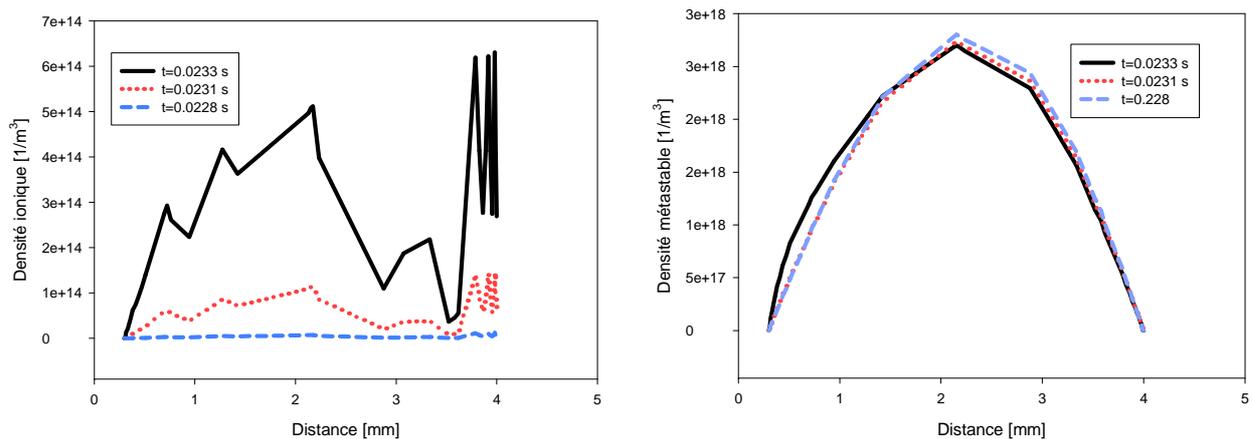


Figure III.14 : Variations spatiales des densités ionique et métastable calculées avant le maximum du courant de la décharge ($0.0231 \leq t \leq 0.0233$ s)

La mobilité des ions étant beaucoup plus faible que celle des électrons, nous pouvons considérer que l'ionisation a lieu à l'endroit où la densité ionique augmente : l'ionisation initiale se fait donc au centre de la décharge et non pas dans la zone des électrodes. En outre, le déplacement rapide des électrons et donc la construction, près de la cathode, d'une zone à champ fort.

III.8 Caractéristiques électriques de la décharge : cas du mélange hélium/ azote

Les phénomènes de transfert de charge et d'énergie et d'ionisation Penning intervenants entre l'hélium et les impuretés jouent rôle prédominant dans le fonctionnement de la décharge. Les études récentes [12], ont mis en évidence le rôle des impuretés dans l'obtention d'une décharge stable et périodique. Les résultats expérimentaux [12], montrent qu'une présence d'impuretés (en faible quantité), telles que l'azote et l'oxygène, joue un rôle déterminant au niveau de la stabilité de la décharge, l'hélium est surtout caractérisé par ses états métastables situés à une énergie élevée. Ces états métastables jouent le rôle de recevoir d'énergie, cette dernière peut alors être transférée par ionisation Penning des particules ; c'est le cas de l'azote.

Par conséquent, les ions atomiques et moléculaires de l'hélium et de l'azote ainsi qu'un minimum du premier niveau métastable de l'hélium $\text{He}(s)$ sont à prendre en compte dans le modèle et constituent une première amélioration de ce dernier.

Les taux de réaction et les différentes données correspondants à ce dernier cas ayant déjà été donnés au chapitre II, nous allons, dans la suite de ce chapitre, présenter les résultats de la simulation effectuée dans un mélange hélium/ azote. Ainsi , nous avons considéré les effets d'ionisation et d'excitation directe , et l'ionisation Penning de l'azote par collision avec le métastable He(s).en autre , à la pression atmosphérique, il y a formation d'excimères qui contribuent à la création de charges par production de photons de haute énergie (~15eV) suite à leur dissociation. Ainsi , dans l'hélium pur ,cette photo-ionisation est inexistante tandis qu'en présence de molécules d'oxygène ou azote [12], elle contribue à l'augmentation de l'efficacité des processus d'ionisation. Il est par conséquent possible qu'une augmentation du pourcentage d'impureté dans hélium, augmente l'importance du processus d'ionisation.

Dans ces conditions, une étude de l'effet de plusieurs concentrations d'azote(entre 20ppm, et 2000 ppm) ont été effectuées.

Les figures (III.15,III.16), montrent, sur deux périodes, des variations temporelles des caractéristiques électriques de la décharge, obtenues par le calcul dans mélange hélium + 20ppm d'azote. Les variations du courant et des différentes tensions sont identiques d'une alternance à une autre avec un régime stable. L'apparition de ce pied de courant est étroitement liée à l'ionisation Penning dans cette zone ou le champ électrique est faible.

Nous remarquons dans ce cas que la largeur du pic et l'amplitude maximale du courant de la décharge sont respectivement élevée et faible que dans le cas du l'hélium pur.

Notons que le courant de décharge devient de plus élevé quand la concentration d'impuretés (l'azote dans notre cas)augmente. pour une concentration d'azote 100 ppm et 2000 ppm (figures(III.17 etIII.18) , figures(III.19 etIII.20)) , la décharge s'amorce pour différentes valeur de tensions gaz à chaque concentration d'azote et l'amplitude maximal du courant est croit.

Ces différences dans le comportement de la décharge sont attribuées au fait que la contribution de l'effet Penning à la production d'électrons par recombinaison devient prédominante et n'est plus compensée par la production électrique due à l'ionisation directe.

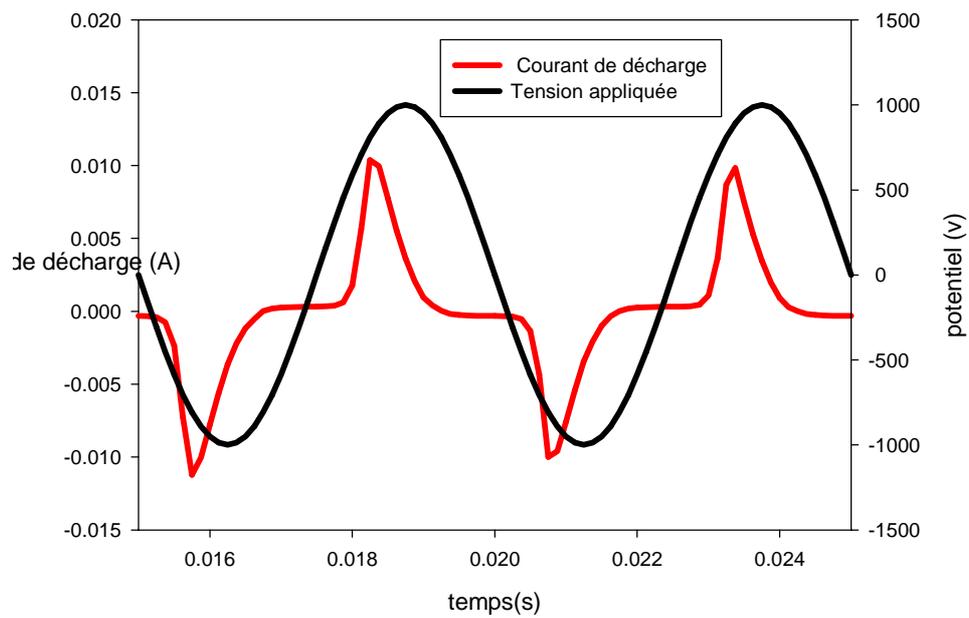


Figure III.15 : Variations sur deux périodes du courant de la décharge e de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +20ppm d'azote.

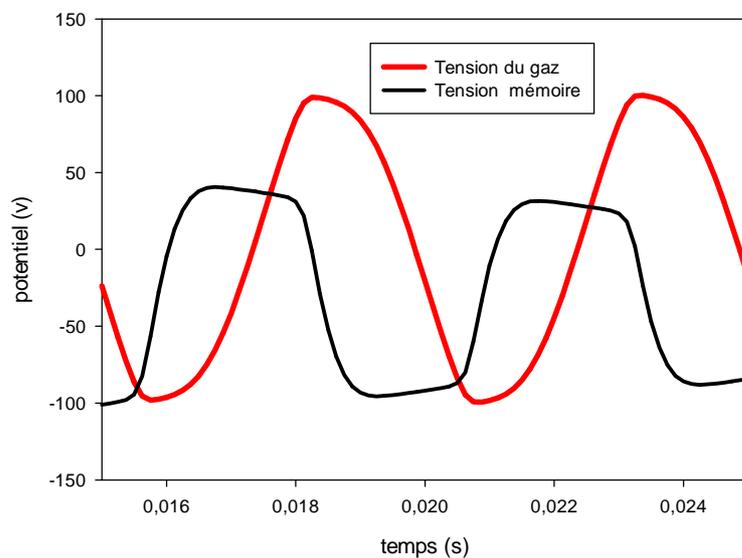


Figure III.16: Variations sur deux périodes de la tension gaz et tension mémoire ; cas d'un mélange hélium +20ppm d'azote.

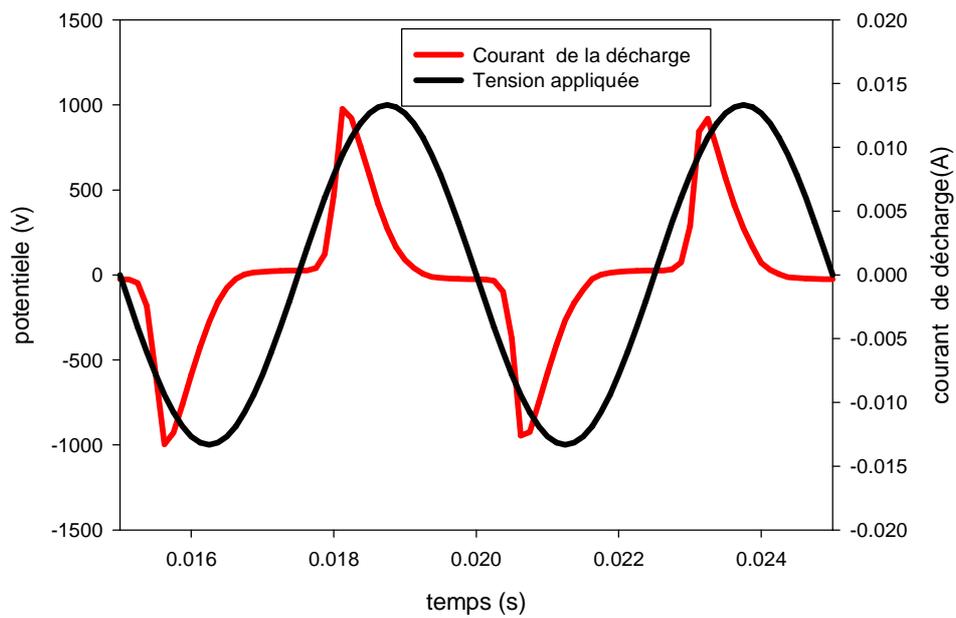


Figure III.17 : Variations sur deux périodes du courant de la décharge e de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +100 ppm d'azote.

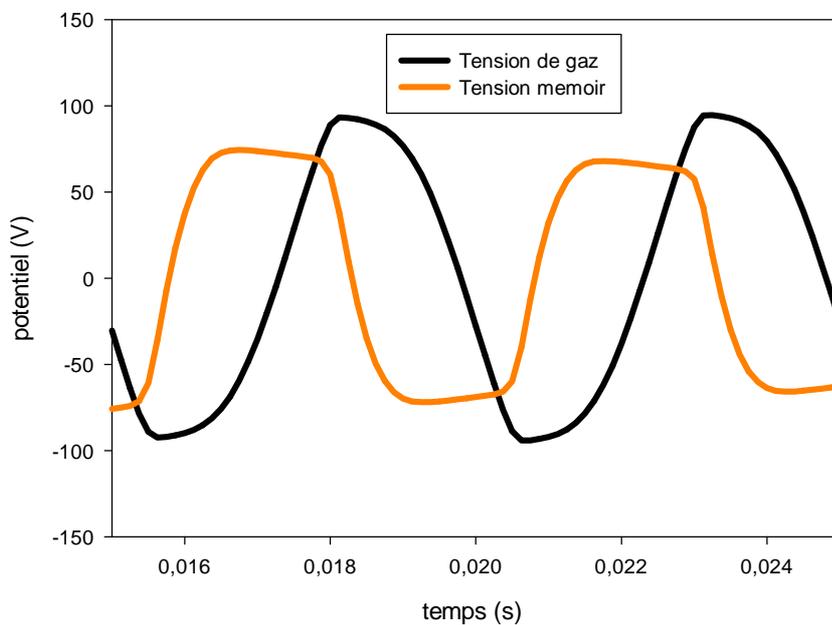


Figure III.18: Variations sur deux périodes de la tension de gaz et tension de mémoire ; cas d'un mélange hélium +100ppm d'azote.

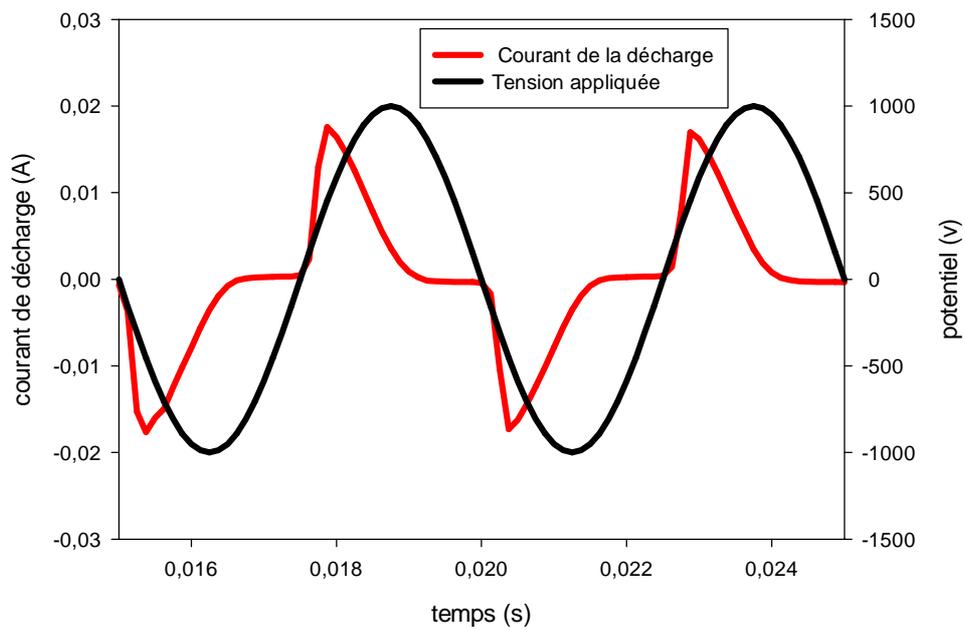


Figure III.19 : Variations sur deux périodes du courant de la décharge et de tension appliquée ; cas d'un mélange hélium +2000ppm d'azote.

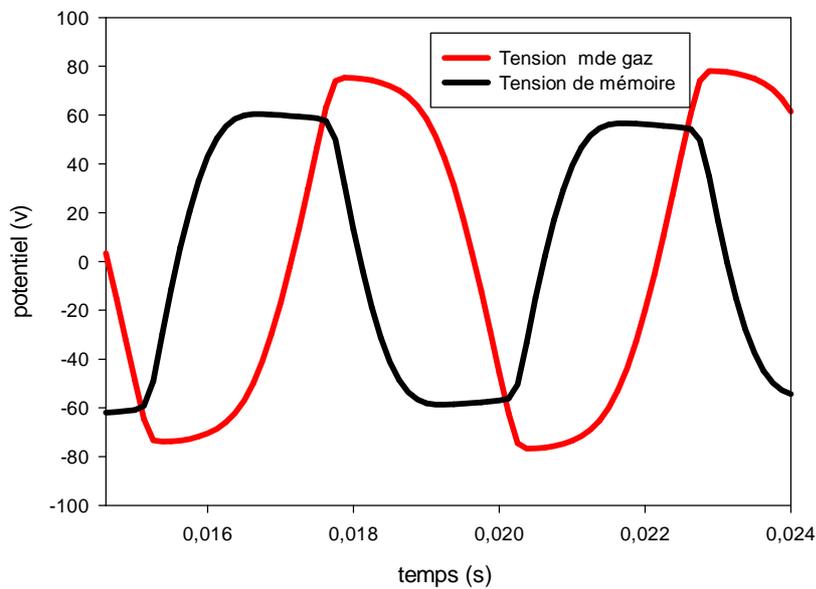


Figure III.20: Variations sur deux périodes de la tension gaz et tension mémoire ; cas d'un mélange hélium +2000ppm d'azote.

III.9 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de la modélisation de la décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique.

Le modèle décrivant le comportement de la décharge, ce modèle permet d'analyser la formation de gaine et l'évolution pendant et après le claquage de la tension appliquée en fonction du temps et de la distance inter-électrode. Un premier niveau de validation a concerné les caractéristiques électriques de la décharge (courant et tension appliquée, tension gaz et tension mémoire). L'accord quantitatif et qualitatif est assez bon et nous pouvons considérer que la description globale du fonctionnement de la décharge est correcte. La distribution spatiale du champ électrique et des densités de particules chargées et excitées de l'amorçage à l'extinction de la décharge.

Nous avons, également, pu démontrer qu'une quantité minimale d'impuretés (de faible potentiel d'ionisation) est nécessaire à l'obtention d'un régime lumineux et stable dans l'hélium à la pression atmosphérique. Les impuretés permettent alors de maintenir un équilibre entre la perte d'électrons par recombinaison et leur production par ionisation directe et Penning.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

CONCLUSION GENERALE

Des travaux précédents ont montré l'intérêt de la Décharge lumineuse à la Pression Atmosphérique (DLPA). En effet, celle-ci peut, par exemple, être aussi bien utilisée pour l'activation de surface de films polymères, que pour les dépôts de couches minces. Néanmoins, les conditions d'obtention de cette décharge étaient trop limitées et trop mal comprises pour pouvoir développer un procédé de traitement de surface industriel. De plus, le temps de traitement apparaissait trop long pour des applications industrielles à grande échelle. Or, l'augmentation de la vitesse de traitement passe par un accroissement de la puissance dissipée dans la décharge a priori antinomique avec une décharge lumineuse. Dans ce cadre, les objectifs de ce travail étaient, en premier lieu, l'amélioration de la compréhension de la physique de la décharge lumineuse à la pression atmosphérique en gaz vecteur hélium afin de définir en particulier l'origine des différentes causes de sa déstabilisation qui limite la puissance dissipée dans la décharge.

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 lumineuse, 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.

Nous avons utilisé le modèle fluide qui décrit le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées, et le champ électrique. L'interaction entre particules chargées et électrode est également considérée. Dans une décharge à pression atmosphérique le claquage est assuré par les électrons, accélérés par le champ électrique de gaine, ionisent le gaz et déposent leur énergie (ionisation, excitation) dans le plasma.

Les résultats de la distribution temporelle du courant de décharge montrent que la décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique dans l'hélium est maintenue. Sa particularité est d'être stationnaire, ce qui traduit par un courant de décharge périodique composé d'une seule impulsion par alternance.

Nous avons aussi montré d'après les résultats des distributions spatiales du champ électrique et des densités de particules (chargées et excitées) que la décharge est obtenue par générations successives d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs de l'ordre de la microseconde et conduisent à la formation d'une charge d'espace positive à la cathode. Cette charge induite par le déplacement rapide des électrons vers l'anode provoque une augmentation du champ électrique et donc une chute cathodique commence à se former puis à se contracter jusqu'au maximum du courant de la décharge. Après le maximum du courant et dans l'inversion de la polarité du courant de décharge, le nombre d'électrons restant dans le gaz sera suffisant pour initier une nouvelle décharge à l'alternance suivante. Ainsi que la présence des métastables dans l'espace inter électrode constituent indirectement une réserve de particules chargées d'une décharge à la suivante, c'est-à-dire ces particules sont capables de fournir à travers des réactions de type Penning et indépendamment du champ électrique des particules chargées et cette réserve de charges favorise l'amorçage de la décharge suivante sous un champ électrique faible. Une densité résiduelle d'électrons dans

Conclusion Générale

l'espace inter électrode au moment de l'amorçage de la décharge, l'une des conditions d'obtentions du régime luminescent.

Enfin, les résultats des simulations effectuées dans l'hélium avec plusieurs pourcentages d'azote (20 à 2000 ppm) montrent que une quantité minimale d'impureté est nécessaire à l'obtention d'un régime luminescent et stable dans l'hélium à la pression atmosphérique. Ces impuretés permettent alors de maintenir un équilibre entre la perte d'électrons par recombinaison et leur production directe par ionisation direct de Pinning.

Références bibliographiques

- [1] P. Bartos, R. Hrach, P. Jelinek, "Multidimensional fluid-particle modeling technique in low-temperature argon plasma at low pressure", *Science Direct, Vacuum* 82 220–223, (2008).
- [2] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, "principles of plasma discharges and materials processing", (John Wiley, New York), (1994).
- [3] S. M. Lee, Y. J. Hong, Y. S. Seo, F. Iza, G. C. Kim, and J.K. Lee "Simulations of biomedical atmospheric-pressure discharges", *Comp. Phys. Comm.* 180, 636 (2009).
- [4] I. Denysenko, K. Ostrikov, P.P. Rutkevych, S. Xu, "Numerical Simulation Of Nanoparticle-Generating Electronegative Plasmas In The Pecvd Of Nanostructured Silicon Film", *Computational Materials Science*, 30(3-4), 303-307, (2004).
- [5] I. Rafatov, E. A. Bogdanov and A. A. Kudryavtsev, "On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge" *Phys. Plasmas* 19, V.033502 (2012).
- [6] B. T. CHIAD, T. L. AL-ZUBAYDI, M. K. KHALAF, A. I. KHUDIAR, « Construction And Characterization Of A Low Pressure Plasma Reactor Using Dc Glow Discharge », *Journal of Optoelectronics and Biomedical Materials* Vol. 1, Issue 3, September p. 255 – 262, (2009).
- [7] D. Hash, D. Bose, T.R. Govindan, M. Meyyappan, "Simulation of the dc plasma in carbon nanotube growth", *Journal of Applied Physics*, 93, 10, 6284-6290 Part 1, (2003).
- [8] A. Bogaerts, R. Gijbels, « Numerical modeling of gas discharge plasmas for various applications » *Vacuum*, Volume 69, Issues 1–3 pp, 37-52, (2003).
- [9] A. Bogaerts, K. D. Bleeker, I. Kolev, M. Madani, "Modeling of gas discharge plasmas: What can we learn from it?" , Elsevier, *Surface & Coatings Technology* 20062– 67
- [10] I. Rafatov, E. A. Bogdanov and A. A. Kudryavtsev, "Account of nonlocal ionization by fast electrons in the fluid models of a direct current glow discharge", *Phys. Plasmas* 19, V. 093503 (2012)
- [11] E. A. Bogdanov, S. F. Adams, V. I. Demidov, A. A. Kudryavtsev and J. M. Williamson, "Influence of the transverse dimension on the structure and properties of DC glow discharges", *Phys. Plasmas*, v.17, N10, 103502(1-11), (2010).
- [12] Ben Gadri. R, "Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques et établie à pression atmosphérique". Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1997.
- [13] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara and Y. Kimura, "Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen, and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26 (1993), pp. 889-892.]

- [14] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, "The mechanism of the stabilization of glow plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23 (1990), pp. 1125-1128
- [15] 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.
- [16] N. Gherardi, « Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Applications à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts », Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000
- [17] N. Gherardi, E. Croquesel and F. Massines, "Glow Dielectric Barrier Discharge for Nitrogenous Functions Grafting on Polymer Surfaces", 16th International Symposium on Plasma Chemistry, Taormina (Italia), 22-27 June (2003).
- [18] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel and J. F. Behnke, "The barrier discharge: Basic properties and applications to surface treatment", *Vacuum*, 71 (3), (2003), pp. 417-436.
- [19] U. Kogelschatz, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23 (1), (2003), pp. 1-46.
- [20] U. Kogelschatz, "Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 30 (4), (2002), pp. 1400-1408.
- [21] I. Eache, "Etude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend à pression atmosphérique en HMDSO-N₂O-N₂ et SiH₄-N₂O-N₂", Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, France, (2007).
- [22] A. Sublet, "Caractérisation de DBD atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium", Thèse de doctorat, Université de Savoie, Annecy, France, (2007).
- [23] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel and J. F. Behnke, "The barrier discharge: Basic properties and applications to surface treatment", *Vacuum*, 71 (3), (2003), pp. 417-436
- [24] K. SCHMIDT-SZALOWSKI, Z. RZANEK-BORAOCH, J. SENTEK, Z. RYMUZA, Z. KUSZNIEREWICZ and M. MISIAK Thin films deposition from hexamethyldisiloxane and hexamethyldisilazane under Dielectric Barrier Discharges (DBD) conditions *Plasmas and Polymers* 5(3/4) (2000) 173-190

- [25] N. GHERARDI Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Applications à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000.
- [26] E. CROQUESEL Décharges contrôlées par barrière diélectrique dans l'argon et l'azote à la pression atmosphérique. Application à l'adhérence du polypropylène Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2001.
- [27] S.MARTIN Mécanismes de croissance et propriétés de couches minces de silice hydrogénée réalisées par décharge lumineuse à la pression atmosphérique en mélange silane, protoxyde d'azote, azote Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2003
- [28] D. LIU, S. YU, T. MA, Z. SONG and X.YANG Diamond-like carbon films deposited in the plasma of dielectric barrier discharge at atmospheric pressure Jpn. J. Appl. Phys. 39 (2000) 3359-3360
- [29] Catherine KHAMPHAN, « Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique », DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE, 20 avril 2004.
- [30] M.R. WERTHEIMER, G. DENNLER and S. GUIMOND Plasmas and polymers : from APGD to PECVD Sixteenth International Symposium on Plasma Chemistry (2003) Taormina, Italy
- [31] G.J. PIETSCH High pressure non-thermal plasmas: dielectric barrier discharges Course on low temperature plasma physics and applications, Bad Honnef (Germany) 2001
- [32] T.C. MONTIE, K. KELLY-WINTERBERG and J.R. ROTH An overview of research using the one atmosphere uniform glow discharge plasma(OAUGDP) for sterilization of surfaces and materials IEEE Transactions on plasma science 28(1) (2000)
- [33] M. LAROUSSE "Sterilization of contaminated matter with an atmospheric pressure plasma" IEEE Transactions on plasma science, 24 (1996) 1188-1191
- [34] M. LAROUSSE "Nonthermal decontamination of biological media by atmospheric pressure plasmas: Review, analysis and Prospects" IEEE Transactions on plasma science, 30(4) (2002) 1409-1415
- [35] B. ELIASSON and U. KOGELSCHATZ "Nonequilibrium volume plasma chemical processing" IEEE Transactions on plasma science 19(6) (1991)

- [36] M. KOGOMA and S. OKAZAKI “Raising of ozone formation efficiency in a homogeneous glow discharge plasma at atmospheric pressure” J. Phys. D : Appl. Phys. 27 (1994) 1985
- [37] T. HAMMER “Non-thermal plasma application to the abatement of noxious emissions in automotive exhaust gases “Plasma Sources Sci. Technol. 11 (2002) A196-A201
- [38] U. KOGELSCHATZ, B. ELIASSON and W. EGLI “Dielectric barrier discharges. Principle and applications” J.Phys. IV France 7 (1997)
- [39] U. KOGELSCHATZ, B. ELIASSON and W. EGLI “From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric barrier discharges” Pure Appl. Chem. 71(10) (1999) 1819-1828
- [40] J.P. BOEUF “Plasma display panels: physics, recent developments and key issues” J.Phys.D: Appl.Phys. 36 (2003) R53-R79
- [41] U. KOGELSCHATZ “Atmospheric pressure non-equilibrium plasma processes : History, Discharge physics, Present Applications and Future Prospects” Sixteenth International Symposium on Plasma Chemistry (2003) Taormina, Italy
- [42] Lyes Benterrouche, « Investigations sur l’application des plasmas froids dans la stérilisation », Université Frères Mentouri, Constantine, 02/07/2015.
- [43] Thierry Callegari « modélisation et diagnostics de décharges à barrières diélectriques pour écran a plasma », Thèse de doctorat de l’université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.
- [44] Rémy Mével, « Etude De Mécanismes Cinétiques Et Des Propriétés Explosives Des Systèmes Hydrogène-Protoxyde D’azote Et Silane-Protoxyde D’azote Application à La Sécurité Industrielle », Thèse doctorat, Université d’Orléans, (2009).
- [45] Oday A.Hamadi, « The Fundamentals of Plasma-Assisted CVD Technique Employed in Thin Films Production », IJAPLett Vol. 1, No. 2, (2008).
- [46] A. Bogaerts, R. Gijbels, « Numerical modelling of gas discharge plasmas for various applications », Vacuum 69 37–52, (2003).
- [47] Xiaohui Yuan and Laxminarayan L. Raja « Computational Study of Capacitively Coupled High-Pressure Glow Discharges in Helium », IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 31, NO. 4, (2003)

- [48] S. M. Lee, Y. J. Hong, Y. S. Seo, F. Iza, G. C. Kim, J. K. Lee: «Simulations of biomedical atmospheric-pressure discharges», *Computer Physics Communications* (2009).
- [49] L. Delcroix and A. Bers, « Physique des plasmas » , Inter Editions et CNRS Editions, (1994).
- [50] J.P. Boeuf, « Numerical model of rf glow discharges », *Phys. Rev. A* 36 (6), 2782, (1987).
- [51] G. J. Nienhuis, « Plasma models for silicon deposition », Ph.D. thesis, Utrecht University (1998).
- [52] Y-H Lin, R. Adomaitis, « A Global Basis Function Approach to DC Glow Discharge Simulation», Technical Research Report, University of Maryland, Harvard University , and Industry, T.R. 97-81
- [53] A. Salabas, « Fluid model for charged particle transport in capacitively coupled radio-frequency discharges », these de Universida de Técnica de Lisboa, (2003).
- [54] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, «Pseudospark discharges via computer simulation», *IEEE Trans. on Plasma Science* 19(2), 286, (1991).
- [55] P. Hartmann, H. Matsuo, Y. Ohtsuka et al , « Heavy-Particle Hybrid Simulation of aHigh-Voltage Glow Discharge in Helium », *Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 42* (2003).
- [56] P. L. G. Ventzek, R. J. Hoekstra and M. J. Kushner, « Two- dimensional modeling of high plasma density inductively coupled sources for materials processing », *J. Vac. Sci. Technol. B* 12(1), 461 (1994).
- [57] U. Kortshagen and L. D. Tsendin «Electron Kinetics, and Applications of Glow Discharges», *NATO ASI Series Vol. 367*, Kluwer Academic, New York, (2002).
- [58] T. R. Govindan and M. Meyyappan «One-Dimensional Modeling Studies of the Gaseous Electronics Conference RF Reference Cell», *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol 100, NO 4, pp.463-472 (1995).

- [59] T. J. Sommerer and M. J. Kushner, « Numerical investigation on the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo-fluid hybrid model», J. Appl. Phys. 71, 1654 (1992).
- [60] J. P Boeuf « A two dimensional model of dc glow discharges», J. Appl. Phys. 63(5), 1342-1349, March (1988).
- [61] J.P. Boeuf, Th. Callegari, C. Punset, and R. Ganter «Modeling as a Tool for Plasma Display Cell Optimization», Université de P. Sabatier, Workshop Digest of the 18th International Display Research Conference, Asia Display'98, pp. 209-220 (1998).
- [62] D. BENYOUCEF «Modélisation Particulaire Et Multidimensionnelle Des Décharges Hors Equilibre A Basse Pression Excitées Par Champs Electromagnétiques » thèse. Université de Toulouse III – Paul Sabatier, mai (2011).
- [63] G. J. M Hagelaar, G. M. W. Kroesen, «Modeling of the microdischarges in plasma addressed liquid crystal displays», Journal Of Applied Physics Volume 88, Number 5(2000)
- [64] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, «Principles of Plasma Discharges and Materials Processing», John Wiley & Sons, Inc. (2005).
- [65] Catherine. Khamphan « Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique Application à l'étude des précurseurs de poudres en mélange N₂-N₂O-SiH₄ », Thèse Doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, Spécialité Physique et Ingénierie des Plasmas de décharge, 20 avril 2004.
- [66] M.H. Baghli¹, B. Benyoucef¹ et K. Hassouni « Modélisation numérique et étude expérimentale d'un procédé plasma d'élimination de particules de suies carbonées », Revue des Energies Renouvelables ICRESO-07 135 – 144, Tlemcen, Algérie (2007).
- [67] Gerjan Hagelaar , « Modeling of micro discharges for display technology» ,(2000).
- [68] Latrous Abdelhadi, « Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD » Mémoire de Magister.
- [69] Etude Paramétrique De La Décharge Electrique Avec Barriere Diélectrique. Mémoire de master génie électrique 2015
- [70] U.Kogelschatz, "Plasma Chemistry and Plasma Processing", Invited Review, 2003-46.

ملخص:

اليوم التفريغ باستعمال العوازل DBD في الغازات لقي اهتماما كثيرا بسبب تطبيقاته المحتملة التي تم تنفيذها بالفعل في المختبرات والميدان الصناعي التقدم المحرز في النمذجة العددية التحليلية وفي المجال الصناعي يجعل من السهل السيطرة على التفريغ الكهربائي. هذا العمل المقدم يتعلق بالنمذجة العددية للتفريغ الكهربائي بواسطة حاجز عازل حيث يتم الحصول على التفريغ في غاز الهليوم تحت تردد منخفض بين قطبين مستويين ومتوازيين ومعزولين بواسطة عازل.

يتم تنفيذ هذه النمذجة المسماة Fluide في إطار الحقل الكهربائي المحلي ويكون ثنائي الأبعاد، ثم يتم عرض وصف الكثافات للجسيمات المختلفة (المشحونة أو المثارة) التي تأخذ بعين الاعتبار في معادلة الانتشار الحراري. وقد اقترن حل هاتين المعادلتين الأخيرتين لمعادلة بواسون بعد التحقق من النموذج الذي تم تطويره على هذا النحو تبين وجود نظام مضىء عند الضغط الجوي مطابقا للذي يتم الحصول عليه عادة عند الضغط المنخفض وقد بينت الدراسة التباين المكاني والزمني للكثافة والجسيمات الكهربائية التي حصلنا عليها من النموذج فهم الظواهر الفيزيائية لعملية التفريغ الكهربائي من البداية إلى النهاية.

الكلمات

التفريغ الكهربائي الضوئي تحت الضغط الاتموسفيري ، حاجز عازل ، نموذج fluide معادلة الانتشار الحراري ، معادلة بواسون

RESUME :

De nos jours, Les décharges contrôlées par barrière diélectrique (DBD) dans les gaz suscitent un regain d'intérêt qui tient à leurs applications potentielles déjà mises en œuvre au laboratoire et dans l'industrie. Les progrès réalisés simultanément dans la modélisation numérique et dans les techniques de caractérisation expérimentale rendent plus aisé la maîtrise des décharges électriques.

Le travail présenté concerne la modélisation numérique d'une décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique. La décharge est obtenue, dans l'hélium sous excitation basse fréquence, entre deux électrodes planes, parallèles et isolées par un diélectrique.

Cette modélisation, dite 'fluide', est effectuée dans le cadre de l'approximation du champ électrique local et est bidimensionnelle. Les densités des différentes particules (chargées ou excitées) prises en compte sont alors décrites par l'équation de convection-diffusion. La résolution de ces deux dernières équations a été couplée à celle de l'équation de Poisson. Après une étape de validation du modèle ainsi développé, une mise en évidence de l'existence, à la pression atmosphérique, d'un régime lumineux identique à celui habituellement obtenu à basse pression.

L'étude de la variation spatio-temporelle du champ électrique et des densités de particules obtenue par le modèle a permis d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques gouvernant le fonctionnement de la décharge de son amorçage à son extinction.

MOTS-CLES :

Décharge lumineuse à la pression atmosphérique, Barrière diélectrique, Modèle Fluide, Equation de convection-diffusion, Equation de Poisson

ABSTRACT:

Today, dielectric barrier discharge (DBD) in gases is generating renewed interest due to their potential applications already implemented in the laboratory and industry. The progress made simultaneously in numerical modeling and in experimental characterization techniques makes it easy to control electrical discharges.

The work presented concerns the numerical modeling of a dielectric barrier glow discharge. The discharge is obtained, in helium under low frequency excitation, between two planar electrodes, parallel and isolated by a dielectric.

This modeling, called 'fluid', is carried out within the frame of the approximation of the local electric field and is two-dimensional. The densities of the various particles (charged or excited) taken into account are then described by the convection-diffusion equation. The resolution of these last two equations has been coupled with that of the Poisson equation. After a validation step of the model thus developed, a demonstration of the existence at atmospheric pressure of a luminescent regime identical to that usually obtained

at low pressure. The study of the spatio-temporal variation of the electric field and the densities of particles obtained by the model allowed improving the understanding of the physical phenomena governing the operation of the discharge of its initiation to its extinction.

KEYWORDS:

Atmospheric glow discharge, Dielectric Barrier, Fluid Model, Convection-Diffusion Equation, Poisson Equation.