

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

## UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES  
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



# MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux Électriques et Haute tension

## THÈME

CONTRIBUTION A L'ETUDE NUMERIQUE  
DES DECHARGES A BARRIERE  
DIELECTRIQUE (DBD) DANS L'HELIUM

Préparé par Mr : LACHEMAT AHMED  
Mr : ARABI LAAM

Devant les Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr MOKHTARI .A	MAA	Président
Mme BOURENANE. H	MAA	Examineur
Mme BELHACEL. K	MAA	Examineur
Mme BEDOUI .M	MAA	Encadreur

Promotion 2017

## *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail A :*

*Mon père et ma mère*

*Mes enfants et ma copine de vie*

*Mes frères et mes sœurs*

*Toute la famille Arabi.*

*Mon binôme Ahmed et sa famille*

*Mon encadreur Bedoui Messouda*

*LAAM*

*Je dédie ce modeste travail A :*

*Mon père et ma mère*

*Mes enfants et ma copine de vie*

*Mes frères et ma sœur*

*Toute la famille Lachemat*

*Mon binôme Laam et sa famille*

*Mon encadreur Bedoui Messouda*

*LACHEMAT*

## Remerciements

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

*Nous adressons nos profonds remerciements à Mme BEDOUI MESSOUDA, pour nous avoir accueillis dans sa formation master. Nous saluons sa compétence, sa patience et ses judicieux conseils qui nous ont permis de réaliser ce mémoire dans les meilleures conditions. nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail et de l'enrichir par leurs propositions.*

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



# Sommaire

Remerciement	
Sommaire	
Liste des figures	
Liste des tableaux	
Abréviation et Nomenclature	
Introduction générale.....	1
<b>CHAPITRE I      GENERALITES SUR LES DECHARGES A BARRIERE DIELECTRIQUE DBD</b>	
I.1 Introduction .....	2
I.2 Généralités sur les plasmas.....	2
I.3 Régimes de décharge dans un gaz.....	3
I. 3. 1 Régime de non autonomie (AB) .....	4
I. 3. 2 Décharge de Townsend (BC).....	5
I. 3. 3 Régime de décharge luminescente subnormale (CD) .....	5
I. 3. 4 Régime de décharge luminescente normale (DE) .....	5
I. 3. 5 Régime de décharge luminescente anormale (EF).....	6
I. 3. 6 Arc non thermique (FG).....	6
I. 3. 7 Arc thermique (GH).....	6
I.4 Description d'une décharge luminescente.....	6
I. 4. 1 Espace cathodique .....	7
I. 4. 1 .1 Espace d'Aston.....	7
I. 4. 1 .2 Gaine cathodique.....	7
I. 4. 1 .3 Espace de "Crooks-Hittorf" .....	7
I. 4. 2 Lueur négative .....	8
I. 4. 3 Espace sombre de Faraday .....	8
I. 4. 4 Colonne positive .....	8
I. 4. 5 Zone anodique .....	8
I. 5 Historique de la décharge diélectrique à barrière DBD.....	8
I.6 Décharges contrôlées par barrières diélectriques .....	9
I.6.1 Principe de fonctionnement.....	10
I.6.2 Configurations typiques de DBD.....	11
I.7. Deux grands régimes de DBD: filamentaire et homogène.....	12
I.7.1 Décharges homogènes à pression atmosphérique.....	12
I.7.2 Décharge filamentaire.....	12

I.8 Application De Décharges A Barrières Diélectriques Dans L'industrie.....	13
I.8.1 Lampes à excimeres.....	14
I.8.2 Ecrans à Plasma.....	15
I.8.3 Génération Industrielle D'ozone.....	15
I.8.4 Contrôle De Pollution.....	15
I.8.5 Laser CO2 à Décharge silencieuse.....	16
I.8.6 Catalyseur.....	16
I.8.7 Traitement De Surface.....	16
I.8.8 La Stérilisation.....	17
I.9 Conclusion.....	17

## **CHAPITRE II    MODELISATION NUMERIQUE DES DECHARGES A BARRIERE DIELECTRIQUE DBD**

II.1.Introduction.....	19
II.2.Le Modèle Electriques.....	20
II.2.1 Modèles microscopiques.....	21
II.2.1.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann.....	21
II.2.2 Modèles particuliers.....	21
II.2.3 Modèles fluides.....	22
II.2.3.1 Modèle d'ordre zéro.....	23
II.2.4 Modèle d'ordre 1.....	24
II.2.5 Modèle d'ordre 2.....	24
II.3.Modèle à deux populations d'électrons.....	25
II.4.Model hybrid fluid - Monte Carlo.....	25
II.5.Modeles Chimique Et Thermique.....	26
II.5.1. Modèle chimique.....	26
II.5.2 Modèle thermique ou hydrodynamique.....	26
II.6.Tableau des réactions d'hélium.....	27
II.7 Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium.....	28
II.8.Conclusion.....	29

## **CHAPITRE III RESULTATS DE SIMULATION ET INTERPRETATION**

III.1.Introduction.....	31
III.2.La méthode des éléments finis.....	31
III.2.1 Introduction .....	31
III.2.2 La discrétisation.....	32
III 2.2.1 Types d'éléments.....	36
III 2.2.2 Interpolation.....	37

III.3 Déroulement d'une étude par élément fini et Comsol Multiphysics.....	37
III 3.1 Analyse du problème.....	38
III 3.2 Choix du modèle.....	38
III.3.3 Choix du type d'éléments.....	38
III.3.4 Choix du maillage.....	38
III.3.5 Hypothèses de comportement.....	38
III.3.6 Exécution du calcul.....	38
III.3.7 Exploitation des résultats.....	39
III.4 Modèle de notre étude.....	39
III.5 Paramètre de simulations.....	40
III.6 Résultats et interprétations.....	40
III.6.1 caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique.....	40
III.6.2 Distribution du champ électrique et Les densités des particules.....	41
III.6.2.1 Maximum de courant a $t=0.0158s$ .....	41
III.6.2.2 Extinction de la décharge $0.0148 s \leq t \leq 0.016s$ .....	42
III.6.2.3 Zone de courant résiduel $t=0.158 s$ et $t=0.018 s$ .....	43
III.6.2.4 Allumage de la décharge $t=0.017 s$ et $t=0.0198 s$ .....	44
III.7 Variation temporelle de potentielle électrique température d'électron et la densité du courant totale.....	44
III.8 Comportement de la Variation de courant et de la tension gaz, tension mémoire en fonction de la distance inter électrode.....	45
III.8.1 Influence Des Paramètres De Réacteurs DBD .....	45
III.8.2 Influence de l'écart de décharge à distance .....	45
III.8.3 Influence de de la constante de diélectrique $\epsilon_r$ .....	46
III.8.4 Influence de l'écart de décharge à distance a deux diélectriques et 2D.....	47
III.8.5 Influence de la variation de tension appliqué $V(t)$ sur le champ électrique $E$ et les espèces métastables .....	48
III.8.6 Les courbes des surfaces 2D du champ électrique, densité électronique et de densité ionique au maximum de courant a $0.0158 s$ et $0.018 s$ (pic).....	49
III.8.6.1 Champ Electrique.....	49
III.8.6.2 Densité ionique.....	49
III.8.6.3 Densité électronique.....	49
III.9 Conclusion .....	50
Conclusion générale.....	52
Références Bibliographiques	





## Liste des figures

Figure	Titre	Page
<b>CHAPITRE I</b>		
<b>Figure I.1</b>	Evolution de l'état de la matière avec la température	2
<b>Figure I.2</b>	Décharge continue avec une configuration d'électrodes en forme de plaques parallèles.	3
<b>Figure I.3</b>	Caractéristique tension-courant d'une décharge à électrodes planes parallèles	3
<b>Figure I.4</b>	Représentation schématique des différentes zones pouvant exister dans l'espace inter électrodes	7
<b>Figure I.5</b>	Tube de décharge d'ozone historique de W. Siemens, 1857	9
<b>Figure I.6</b>	Configuration classique d'une DBD	10
<b>Figure I.7</b>	Principe de fonctionnement d'une DBD	10
<b>Figure I.8</b>	Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques	11
<b>Figure I.9</b>	Photographie rapide avec un temps de pause de 10 ns d'une décharge filamenteuse	13
<b>Figure I.10</b>	Oscillogramme d'une décharge filamenteuse à 10 kHz	13
<b>Figure I.11</b>	Cellule de décharge DBD en continu pour le traitement de matériaux	13
<b>Figure I.12</b>	Lampe plane sans mercure	14
<b>Figure I.13</b>	Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau	15
<b>Figure I.14</b>	Utilisation d'une DBD dans les traitements superficiels de plastiques	16
<b>CHAPITRE II</b>		
<b>Figure II.1</b>	Schéma d'un modèle complet de réacteur DBD	19
<b>CHAPITRE III</b>		
<b>Figure III.1</b>	Processus de l'analyse par éléments finis	34
<b>Figure III.2</b>	Principe de l'approximation	34
<b>Figure III.3</b>	Discrétisation des systèmes	35
<b>Figure III.4</b>	Différents types d'éléments	36
<b>Figure III.5</b>	Etapas de déroulement d'étude à la simulation par COMSOL	37
<b>Figure III.6</b>	plan parallèle diélectrique à barrière Modèle 1D	39
<b>Figure III.7</b>	plan parallèle diélectrique à barrière Modèle 2D	39
<b>Figure III.8</b>	Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliquée de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distance inter électrode de 3mm	40
<b>Figure III.9</b>	Variation spatiale des densités de charges à l'instant correspondant au Temps ( $0.0154 \text{ s} \leq t \leq 0.0164 \text{ s}$ )	41
<b>Figure III.10</b>	Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l'instant correspondant au maximum de courant à $t=0.0158 \text{ s}$	42
<b>Figure III.11</b>	Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l'instant correspondant à l'extinction de la décharge $0.0148 \text{ s} \leq t \leq 0.016 \text{ s}$	42
<b>Figure III.12</b>	Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l'instant correspondant à la Zone de courant résiduel $t=0.0158 \text{ s}$ et $t=0.018 \text{ s}$	43
<b>Figure III.13</b>	Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l'instant correspondant à l'allumage de la décharge $t=0.017 \text{ s}$ et $t=0.0198 \text{ s}$	44
<b>Figure III.14</b>	Variation temporelle de la densité de courant ionique et de charge de	45

	surface III.7	
<b>Figure III.15</b>	Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliqué de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distances inter électrode de 2mm,4mm,5mm	46
<b>Figure III.16</b>	Caractéristiques du courant et de tension de gaz pour (a) $\epsilon_r=4.7$ , (b) $\epsilon_r=7$ , (c) $\epsilon_r=10$ , (d) $\epsilon_r=12.5$	47
<b>Figure III.17</b>	Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliqué de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distance inter électrode 3 mm a deux diélectriques et 2D dimension	47
<b>Figure III.18</b>	Temps d'évolution de champs électrique et de densité métastables pendant une période avec une tension appliqué de 1kV,2kV,3kV et une fréquence de 200Hz et une distance inter électrode 3 mm 1D	48
<b>Figure III.19</b>	Les courbes des surfaces 2D du champ électrique, densité électronique et de densité ionique au maximum de courant a 0.0158 s et 0.018 s (pic)	49

**Liste des tableaux**

<b>Tableaux</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
<b>Tableau (I.1)</b>	Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire	12
<b>Tableau (II.1)</b>	Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	28
<b>Tableau (III.1)</b>	Paramètre de simulations	40



**Abréviation et Nomenclature**

- $i_0$  : le courant cathodique  
 $I(x)$  : le courant électrique  
 $I(0)$  : le courant initial à la cathode  
 $I_{ion}$  : Courant des ions  
 $V_g(t)$  : Tension gaz hélium  
 $V_a(t)$  : Tension Alternatif Appliquer  
 $V_d(t)$  : Tension mémoire  
 $w$ : Pulsation  
 $\vec{\nabla}$  : Operateur Nabla  
 $f_i$  : Fréquence des ions  
 $f_e$ : Fréquence des électrons  
 $\epsilon_0$  : Permittivité du vide  
 $n_i$  : Nombre des ions  
 $n_e$  : Nombre des électrons  
 $e$  : charge d'électron  
 $n$  : la densité de particules.  
 $n\vec{u}$  : le flux macroscopique de particules.  
 $\vec{S}$  : terme de collision  
 $\vec{Q}$  : flux de chaleur  
 $\vec{V}$  : la vitesse du gaz porteur  
 $\vec{S}_e$  : Énergie moyenne d'électron  
 $\vec{\Gamma}_e$  : Énergie moyenne de flux  
 $\vec{S}_e$ : energie d'electron totale dans le collision  
 $\mu_e$  : Mobilité d'électron  
 $\vec{D}_e$  : Coefficient de diffusion pour l'électron  
 $\vec{V}$  : le potentiel électrostatique  
 $q$  : charge d'électron  
 $\vec{E}_1$  : champ électrique dans le gaz diélectrique  
 $\vec{V}_{e,th}$ :Vitesse thermique d'électron  
 $K$  : constante de Boltzmann  
 $m_e$  :masse d'électron  
 $\gamma_p$  : le coefficient de l'émission secondaire  
 $\epsilon_r$  : permittivité diélectrique



**INTRODUCTION**  
**GENERALE**





## Introduction générale

Le travail présenté dans ce mémoire, concerne la modélisation électrique d'une décharge à barrière diélectrique. L'utilisation de deux électrodes planes, parallèles et isolées par un diélectrique constitue avec la fréquence d'excitation et le type de gaz de remplissage, les conditions d'obtention à la pression atmosphérique d'une décharge lumineuse analogue à celle habituellement obtenue à basse pression.

Les plasmas de décharge à barrière diélectrique (DBD) sont aussi connus sous le nom de décharge électrique silencieuse. Les DBD utilisent une couche diélectrique couvrant une ou deux électrodes. Elles sont caractérisées par la présence d'un espace de décharge appelée gap de décharge. Les DBD peuvent fonctionner avec des courants sinusoïdaux ou rectangulaires avec des fréquences comprises 500 Hz et 500 KHz pour des applications Industrielles.

Dans les décharges conventionnelles à pression atmosphérique, le passage à l'arc résulte en un échauffement localisé et la formation d'un gaz non uniforme. Cependant dans les DBD, la surface des diélectriques permet d'éviter le passage à un régime d'arc et assure un fonctionnement transitoire de la décharge

Nous commençons dans le chapitre I par une présentation des généralités des plasmas et des décharges à barrières diélectriques (DBD) ainsi que les applications industrielle des décharges DBD.

Dans le chapitre II, nous présentons le modèle électrique utilisé dans notre étude, un modèle dynamique qui se base sur les équations du circuit de décharge.

Le chapitre III présente la méthode numérique utilisée pour résoudre notre système d'équations ainsi que la validation du modèle.

Et à la fin du chapitre nous avons présenté les résultats sur l'application de notre modèle.

En Finalisant Notre Etude Par Une Conclusion qui Résume Notre travail.



**CHAPITRE I**  
**GENERALITES SUR LES DECHARGES A**  
**BARRIERE DIELECTRIQUE (DBD)**

## I.1 Introduction

Dans ce premier chapitre nous proposons d'introduire le lecteur aux décharges à barrières diélectriques et à leurs diverses applications (actuelles et futures) dans le monde de l'industrie et dans la vie quotidienne. Nous commençons par une brève et simple généralité sur les plasmas froids de décharge, en insistant en particulier sur les différents régimes de décharge possibles dans un gaz sous l'influence d'un champ électrique.

Ensuite, nous expliquons les concepts fondamentaux des décharges à barrière diélectriques et leurs différentes configurations physiques possibles.

## I.2 Généralités sur les plasmas

Les plasmas constituent le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle de températures, aux trois états classiques : solide, liquide et gaz. En théorie, un plasma est un gaz totalement ionisé dans lequel on a macroscopiquement la neutralité électrique.

Si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, nous retrouverons son évolution comme le montre le schéma de la figure (I.1).

Cet élément passe graduellement par son état liquide, ensuite à l'état gazeux, puis au plasma. Pour cette raison le plasma est appelé souvent « le quatrième état de la matière » [1] et constitue environ 99 % de la masse visible de l'univers [2].



**Figure (I.1)** Evolution de l'état de la matière avec la température [1]

La transformation entre ces quatre états, est un exercice difficile, voire impossible, à cause de l'énorme différence de température requise, pour passer de l'état solide jusqu'au plasma. Si nous prenons par exemple un glaçon de 0°C sont nécessaires pour passer à l'état liquide (eau), 100 °C à l'état gazeux et 100.000 °C au plasma [1].

En conséquence, dans la pratique, les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une décharge électrique (plasmas de décharge) ou à un champ magnétique (plasmas RF). Dans ce travail nous ne considérons uniquement que les plasmas de décharge [3].

Un plasma proprement dit, ne possède ni molécules ni atomes, il contient seulement des ions et des électrons libres. De plus, de même que pour le corps qui lui a donné naissance, sa charge électrique

globale est nulle , la somme algébrique totale des charges qu'il contient doit donc être nulle. Nous retrouvons le plasma à l'état naturel dans divers milieux , dans la couronne solaire, le soleil, l'intérieur des étoiles, etc. [4]

### I.3 Régimes de décharge dans un gaz

Un gaz soumis à une décharge , peut se trouver dans différents régimes de fonctionnement. Afin d'identifier ces régimes, nous considérons une décharge de type continu : nous connectons à une source de tension continue  $U$  (qui possède une résistance interne réglable  $R$ ), deux électrodes (anode et cathode) séparées par le gaz (à basse pression et confiné) qui sera ionisé, la distance entre les électrodes est notée  $d$ . La décharge formée dans le gaz peut se présenter sur trois formes, au fur et à mesure que  $I$  augmente : décharge obscure, décharge luminescente et décharge d'arc [1]. Ces formes correspondent à trois zones différentes dans la caractéristique tension-courant du gaz  $V(I)$ , et elles sont atteints avec le système de la figure (I-2).

Chaque zone peut être encore subdivisée en sous-régimes, comme le montre la figure (I-3)

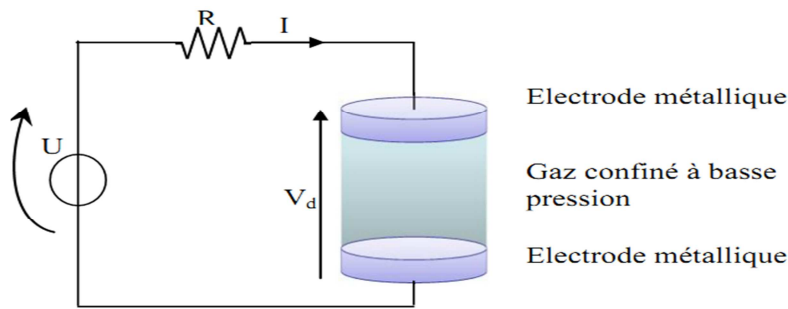


Figure (I.2) Décharge continue avec une configuration d'électrodes en forme de plaques parallèles. [1]

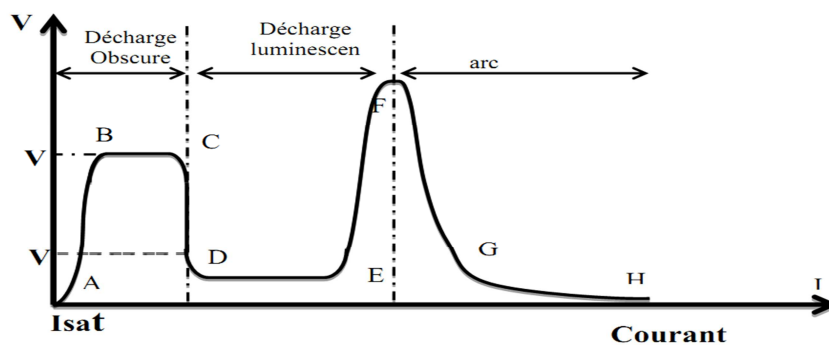


Figure (I.3) Caractéristique tension-courant d'une décharge à électrodes planes parallèles [2]

- (AB) : Décharge non autonome.
- (BC) : Décharge de Townsend.
- (CD) : Décharge luminescente subnormale.
- (DE) : Décharge luminescente normale.

(EF) : Décharge lumineuse anormale.

(FG) : Arc non thermique.

(GH) : Arc thermique.

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

Cette caractéristique pour des électrodes planes, parallèles, de diamètre très grand par rapport à la distance qui les sépare et baignant entièrement dans un gaz, a la forme typique représentée par la Figure (I-2).

Cette figure peut être décomposée en plusieurs segments correspondant à différents régimes de décharge [1].

### I.3.1 Régime de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au tout début de la caractéristique  $V(i)$  de la figure (I.3) est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante  $V_d$  aux bornes des électrodes (entre lesquels se trouve un gaz), on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de  $V_d$ , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il s'écrit  $E = V_d / d$  où  $d$  est la distance inter-électrodes. Sous l'action du champ électrique, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.).

La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande et donc que le champ est fort [8]. Par conséquent, le courant électrique  $i$ , dans le circuit alimentant la décharge et déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît (d'abord) avec la tension  $V_d$ .

A partir d'une certaine valeur de cette tension  $V_d$ , pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint une valeur de saturation, et ne dépend plus de  $V_d$ . Ce courant est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est ainsi « non autonome » [8].

Pour de plus grandes valeurs de  $V_d$ , l'ionisation (et l'excitation) par impact électronique des molécules du gaz commence. Une amplification du courant est alors observée. Le facteur d'amplification s'écrit  $\exp(\alpha d)$  avec  $\alpha$  le coefficient de Townsend pour l'ionisation. Si  $V_d$  est augmentée d'avantage, des processus secondaires rentrent en jeu et l'on a création d'électrons par des particules qui apparaissent suite au processus primaire d'ionisation par impact électronique. Les processus secondaires affectent l'amplification de manière plus importante s'ils produisent une émission secondaire à la cathode puisqu'un électron émis de la cathode couvre entièrement la distance

Inter-électrodes et donc produit plus d'ionisation qu'un électron libéré dans le gaz. En tenant compte de l'émission secondaire, le courant permanent de la décharge s'écrit :

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (\text{I.1})$$

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

Pour que la décharge soit autonome il faut que pour un courant externe  $i_0$  nul, le courant de décharge soit non nul, ce qui veut dire qu'un courant circule même en absence de source externe d'électrons. Les processus existants dans le gaz assurent la reproduction des électrons éliminés par diffusion et recombinaison.

### I.3.2 Décharge de Townsend (BC)

On augmente l'amplitude du champ électrique appliqué, les électrons circulent avec une énergie plus élevée (vitesse supérieure au moment de l'impact à l'anode), cette énergie est suffisante, les électrons qui rentrent en collision avec les éléments neutres du gaz, produisent des électrons supplémentaires ; ces électrons augmentent la valeur du champ électrique qui à son tour accélère encore davantage les électrons y compris (les électrons supplémentaires), engendrant ainsi un processus de multiplication électronique (aussi appelé réaction en chaîne ou avalanche).

Dans cette zone (zone AB de la caractéristique sur la figure (I.3)) le courant augmente exponentiellement avec la tension appliquée aux électrodes.

### I.3.3 Régime de décharge luminescente subnormale (CD) :

Si le champ électrique est encore augmenté et devient suffisamment important, des électrons secondaires sont émis par la cathode, à cause du bombardement des ions positifs, ces électrons secondaires font augmenter le courant et chuter la tension aux bornes du gaz, provoquant une transition discontinue entre le régime de Townsend et le régime luminescent. Ce champ électrique peut être désigné comme le champ électrique de claquage Il s'agit de la région CD dans la caractéristique statique de la décharge figure(I.3) [8].

### I.3.4 Régime de décharge luminescente normale (DE) :

Une fois la transition au régime de décharge luminescente franchie,  $V_d$  reste (zone DE sur la figure (I-3)) à une valeur constante (plus faible que la tension de claquage) pour plusieurs ordres de grandeurs de I.

En effet, dans ce régime, la densité de courant aux électrodes reste constante, ce qui veut dire que la décharge n'occupe pas la totalité de la surface des électrodes.

De cette décharge nous pouvons souligner deux choses, le début de l'émission lumineuse par la décharge et la présence d'une région dans le volume gazeux appelée colonne positive. La colonne positive possède les caractéristiques d'un plasma, un champ électrique faible (typiquement de 1 V/cm) et une charge d'espace nulle (même nombre d'électrons que des ions). Ici, la température des électrons est supérieure à celle des ions et des neutres, ce qui fait de ce volume un plasma hors équilibre.

### **I.3.5 Régime de décharge luminescente anormale (EF)**

Dans la décharge luminescente normale, nous avons une densité de courant constante ; quand le courant augmentait, la surface du plasma s'élargissait. Si nous continuons à augmenter le courant, la surface du plasma couvre la totalité des électrodes. Pour monter plus haut en courant, il est nécessaire de réaliser une augmentation de la densité de courant ; ainsi, la charge d'espace augmente, entraînant le renforcement du champ électrique, ceci se traduit par un accroissement dans la tension de décharge. Ce régime correspond au secteur EF dans la figure (I.3).

### **I.3.6 Arc non thermique (FG)**

Avec l'augmentation de la densité de courant, la cathode chauffe jusqu'à l'incandescence, générant des électrons supplémentaires par effet thermoionique. L'augmentation du nombre des électrons crée un phénomène d'avalanche qui fait chuter la tension de décharge, alors que le courant augmente jusqu'à des valeurs très élevées.

On est dans un régime d'arc non thermique dans lequel les électrons, les ions et le gaz n'ont pas la même température.

### **I.3.7 Arc thermique (GH)**

Dans ce régime, nous avons une température similaire pour toutes les espèces dans le gaz ; en d'autres termes, nous sommes près de l'équilibre thermodynamique (plasma chaud). Cette zone est caractérisée par une tension très faible et une faible augmentation de la tension avec le courant (résistance locale positive). Egalement, le niveau de courant est très élevé (normalement supérieur à 50 A). Il s'agit de la zone GH de la caractéristique statique de la décharge sur la figure (I.3).

## **I.4 Description d'une décharge luminescente**

La décharge est établie, l'espace inter électrodes se caractérise par l'apparition de différentes zones lumineuses, par une non uniformité du champ électrique et par une variation du potentiel qui se manifeste principalement au voisinage des deux électrodes, une distribution typique de la luminosité, dans un réacteur à électrode cinq régions d'aspect lumineux différent. Ce sont successivement .



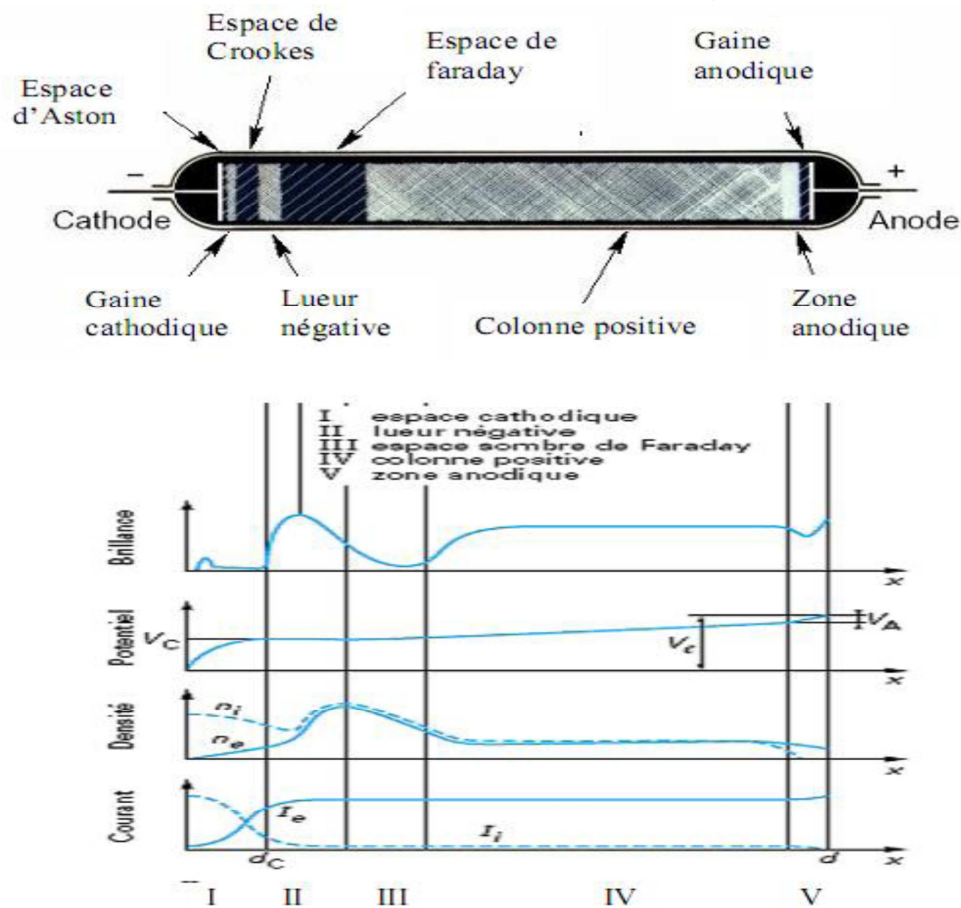


Figure (I.4) Représentation schématique des différentes zones pouvant exister dans l'espace inter électrodes [44]

### I.4.1 Espace cathodique

C'est dans cette zone que le potentiel varie le plus fortement. C'est le lieu où les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour permettre l'entretien de l'ionisation dans la décharge. Cette région caractérisée par une zone de décharge d'espace positive. Elle comprend [1] :

#### I.4.1.1 Espace d'Aston

Les électrons provenant de la cathode sont encore trop lents et ne peuvent ni exciter ni ioniser le gaz.

#### I.4.1.2 Gaine cathodique

C'est une zone de décharge d'espace où le champ électrique est variable et plus important qu'ailleurs. Une grande partie de la variation du potentiel est située dans cette zone de la décharge. Les électrons y sont fortement accélérés ainsi que les ions qui vont bombarder la cathode [44].

#### I.4.1.3 Espace de "Crooks-Hittorf"

Les électrons issus de la gaine commencent à effectuer des ionisations de gaz suivies d'effet d'avalanche entraînant une diminution de charge d'espace positive et donc du champ électrique.

### **I.4.2 Lueur négative :**

Lorsque le courant induit par le mouvement des électrons est d'intensité comparable à celle du courant ionique, on entre dans la zone appelée

« Lueur négative ». Dans cette zone, on peut observer un maximum de luminosité. Cela est dû au fait que le nombre de collisions électrons-neutres et électrons-ions y est maximum, il en découle un nombre maximum d'émissions de photon lumineux. Ce maximum de collisions implique également un maximum de production d'électrons libres. Par conséquent, la densité d'électrons augmente et vient à égaler celle des ions, la charge d'espace s'annule et provoque le point d'inflexion visible sur la courbe de potentiel [44].

### **I.4.3 Espace sombre de Faraday :**

A la sortie de la lueur négative, on a localement un champ électrique faible et les électrons ont été ralentis par les collisions. Ils ne possèdent donc plus assez d'énergie pour créer d'autres électrons et le champ est trop faible pour les accélérer de nouveau, ils migrent vers l'anode uniquement à cause de la présence d'un gradient de pression électronique. L'intensité lumineuse passe pour les mêmes raisons par un minimum dans cette région du tube [44].

Après ce minimum, le champ augmente de nouveau et accélère les électrons qui peuvent effectuer des nouvelles collisions, la densité ionique et la luminosité ré augmentent et on entre alors dans la région appelée colonne positive.

### **I.4.4 Colonne positive :**

Dans cette région, les densités des électrons et des ions sont quasiment égales et le champ électrique y est faible et constant. Le courant est assuré principalement par le mouvement des électrons, ils possèdent donc une température plus élevée que celle des ions. Les valeurs caractéristiques de la décharge sont à peu près constantes grâce aux effets de parois. En effet, les processus d'ionisation sont compensés par des processus de recombinaison aux parois.

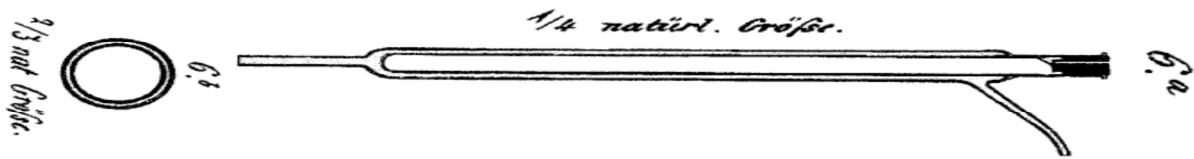
### **I.4.5 Zone anodique**

L'anode est un collecteur d'électrons pour le circuit extérieur, à son approche la densité électronique est donc plus importante. Comme l'espace cathodique fournit le courant d'électrons, la zone anodique fournit le courant d'ion nécessaire à la colonne positive. Par conséquent, on peut observer une légère augmentation du potentiel.

## **I.5 Historique de la décharge diélectrique à barrière DBD**

Les décharges de barrière diélectrique, ou simplement des décharges de barrière, ont été Connues depuis plus d'un siècle. Les premières recherches expérimentales ont été Rapportées par Siemens (1) en 1857. Ils se sont concentrés sur la génération d'ozone. Cela a été réalisé en soumettant un flux d'oxygène ou d'air à l'influence D'une décharge de barrière diélectrique (DBD) maintenue dans un anneau étroit Espace entre deux tubes de verre coaxiaux par un champ électrique alternatif suffisant d'amplitude.

La caractéristique nouvelle de cet appareil de décharge était que Les électrodes étaient positionnées à l'extérieur de la chambre de décharge et n'étaient pas En contact avec le plasma figure(I.5).



**Figure (I.5)** Tube de décharge d'ozone historique de W. Siemens, 1857[4]

Dans ses dernières années, Werner Von Siemens A considéré sa configuration de décharge pour la production d'ozone comme une seule De ses inventions les plus importantes. Il est intéressant de noter qu'il n'a jamais demande un brevet pour cette configuration, bien qu'il ait reçu beaucoup de Des brevets sur d'autres sujets. Quelques années après la publication originale de Siemens, Andrews et Tait, (2) en 1860, ont proposé le nom de «décharge silencieuse», qui Est toujours utilisé dans la littérature scientifique anglaise, allemande et française. Formation d'ozone et d'oxyde d'azote Dans les DBD est devenu un problème de recherche important pendant de nombreuses décennies. (3,4) Au début du 20ème siècle Emil Warburg a mené de nombreux Enquêtes de laboratoire sur la nature de la décharge silencieuse. (5,6) Becker (7,8) En Allemagne et Otto (9) en France ont apporté d'importantes contributions à la Conception de générateurs d'ozone industriels utilisant des DBD. Une étape importante dans La caractérisation de la décharge a été effectuée par l'ingénieur en électricité K. Buss, (10) Qui a découvert que la ventilation de l'air atmosphérique entre planar des électrodes parallèles Recouvertes de diélectriques se produisent toujours dans un grand nombre de Minuscules filaments de courant de courte durée.

## **I.6 Décharges contrôlées par barrières diélectriques [42]**

Il faut remonter à 1857 pour trouver les premiers travaux sur les décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD) pour la synthèse de l'ozone dans l'entreprise Siemens [36]. Une DBD est une source de plasma froid hors d'équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques Figure (I.6). La présence du diélectrique permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage à l'arc, en contrepartie, cela impose l'utilisation d'une excitation électrique alternative.

Après avoir décrit le principe de fonctionnement d'une DBD, nous présenterons les principales configurations de DBD habituellement rencontrées ainsi qu'une des principales applications pour les traitements de surface, le procédé Corona.

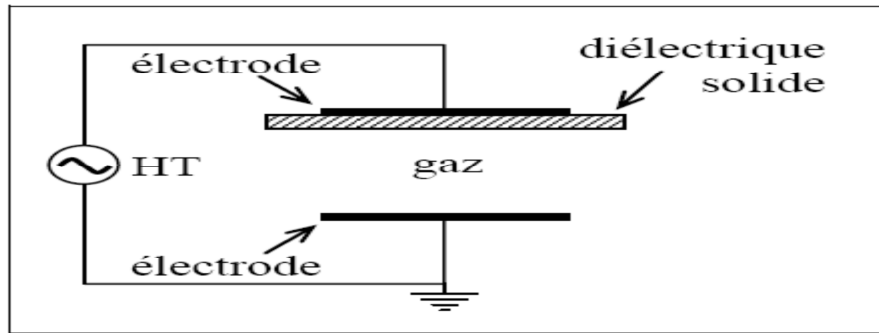


Figure (I.6) Configuration classique d'une DBD [42]

### I.6.1 Principe de fonctionnement

Suite à l'application d'une tension suffisamment élevée sur les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur appelé micro-décharge Figure (I.7). Cette micro-décharge peut être représentée par le schéma équivalent de la Figure (I.7)-d. Le diélectrique en vis-à-vis de la micro-décharge se comporte comme l'isolant d'un condensateur,  $C_{ds}$ , dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode.

Notons que ce schéma équivalent n'a de sens que si l'on considère uniquement une seule micro-décharge ou une décharge homogène sur toute la surface des électrodes. Par la suite,

Nous noterons  $V_a$  la tension appliquée sur la cellule de décharge,  $V_g$  celle sur le gaz et enfin  $V_{ds}$  celle sur le diélectrique.

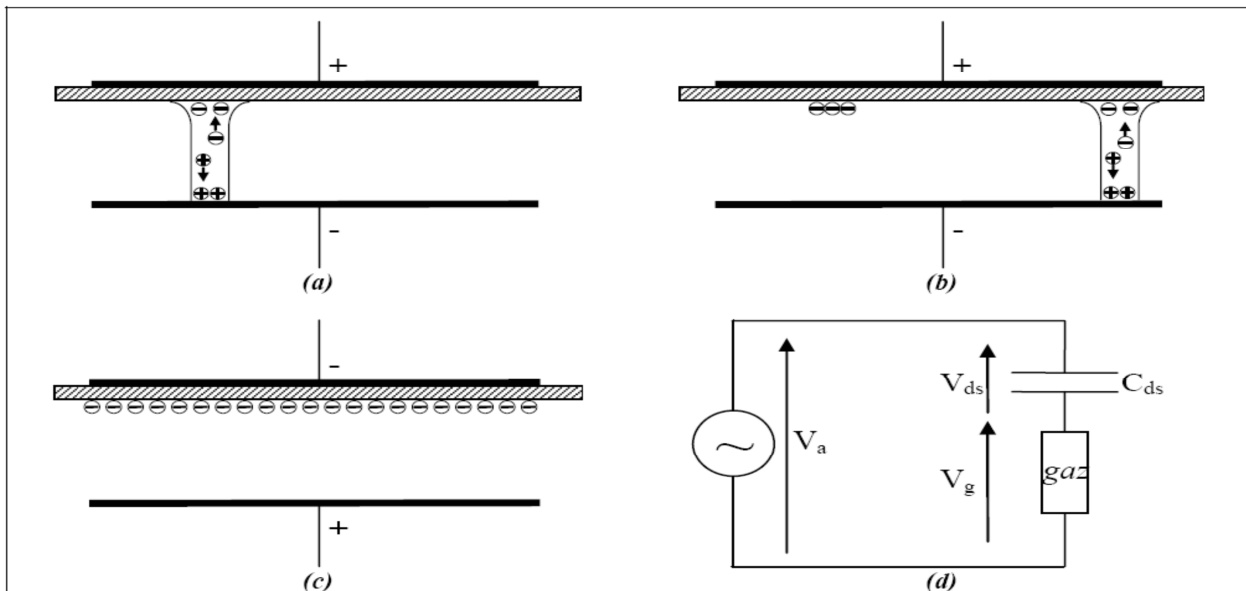


Figure (I.7) Principe de fonctionnement d'une DBD : (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de la polarité appliquée sur les électrodes, (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge [42]

Le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface du diélectrique solide en vis-à-vis du canal de décharge qui se traduit par une augmentation de la tension  $V_{ds}$ . Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus rapide

que l'augmentation de la tension,  $V_a$ , elle cause une chute de la tension appliquée sur le gaz,  $V_g$ , ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc.

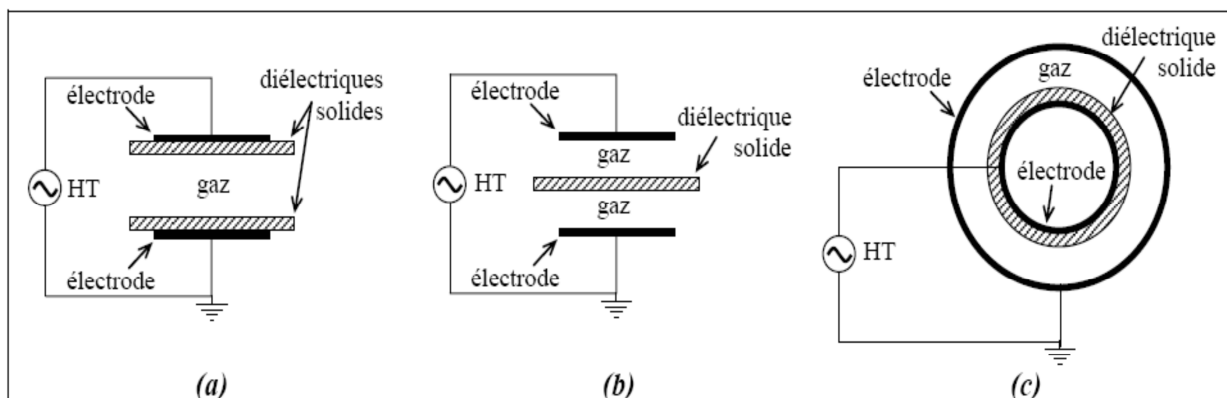
Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles sur le diélectrique diminue le champ électrique appliqué sur le gaz aux positions où des micro-décharges se sont déjà développées Figure (I.7) b. Au changement de polarité Figure (I.7) c, les charges précédemment déposées sur le diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ plus faible que lors de la première alternance

$V_g = V_a - V_{ds}$  (avec  $V_a$  et  $V_{ds}$  de signes contraires lors du changement de polarité).

La fonction première du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes et par voie de fait le courant transitant dans le canal afin que la décharge ne devienne par un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique. De plus, l'utilisation du diélectrique a également pour conséquence de tendre vers une répartition plus uniforme des micro-décharges sur toute la surface des diélectriques [24].

## I.6.2 Configurations typiques de DBD

Outre la configuration classique présentée précédemment Figure (I.1), il existe d'autres configurations couramment utilisées. En effet, le terme de DBD regroupe toutes les configurations 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 visée, deux couches isolantes peuvent y être placées. Les configurations coplanaires et cylindriques typiques d'électrodes sont données en Figure (I.8).



**Figure (I.8)** Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD) [42]

Les configurations coplanaires sont plutôt utilisées pour les applications de traitements de Surface tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements des gaz. L'arrangement Plan-plan (a) de la Figure I.8 présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, condition parfois utile lors de l'utilisation de plasma corrosif par exemple. La configuration (b) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique,

propriété intéressante si, par exemple, la barrière diélectrique est réalisée à l'aide du matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément.

Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et le caoutchouc Silicone.

## I.7 Deux grands régimes de DBD filamentaire et homogène

Dans ce qui suit, nous présentons un résumé des mécanismes associés à la création et à l'entretien des décharges DBD filamenteuses et homogènes. Celui-ci fait état des avancées les plus récentes en la matière et constitue une synthèse de la compréhension que nous avons de ce type de décharges. Par ailleurs, ce résumé tire une bonne partie de sa substance des publications de Massine et al, mais il est ordonné et structuré par nous d'une manière qui nous paraît plus simple à comprendre. Ceci explique aussi que nous ayons fait un peu plus état des travaux du groupe de Massine.

### I.7.1 Décharges homogènes à pression atmosphérique

Bien que le régime de décharge d'une DBD à pression atmosphérique soit normalement de type filamentaire, il est possible sous certaines conditions d'obtenir une décharge homogène de grand rayon.

Nous distinguerons, suivant le mécanisme de claquage à l'origine de la décharge, deux types de décharge homogène. En effet, dans le cas où la décharge est issue d'un claquage de type streamer, nous parlerons de décharge homogène par couplage de streamers. Alors que lorsque le claquage est de type Townsend, nous parlerons de décharge lumineuse. Nous décrirons successivement chacune de ces décharges.

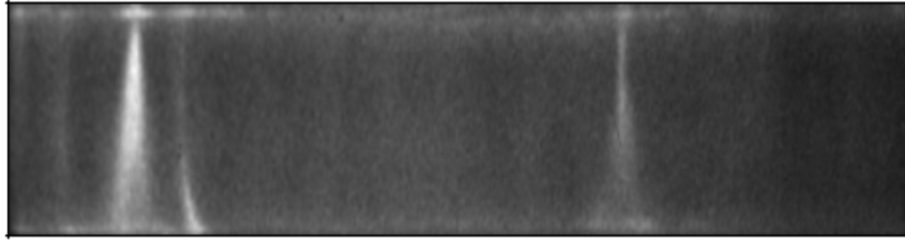
### I.7.2 Décharge filamentaire

Le régime de décharge généralement observé dans le cas des DBD à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Celui-ci est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro-décharges dont les caractéristiques sont données dans le Tableau (I.1). La Figure (I.9) présente une photographie rapide de l'espace inter-diélectrique réalisée avec un temps de pause de 10 ns dans le cas d'une décharge filamentaire.

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

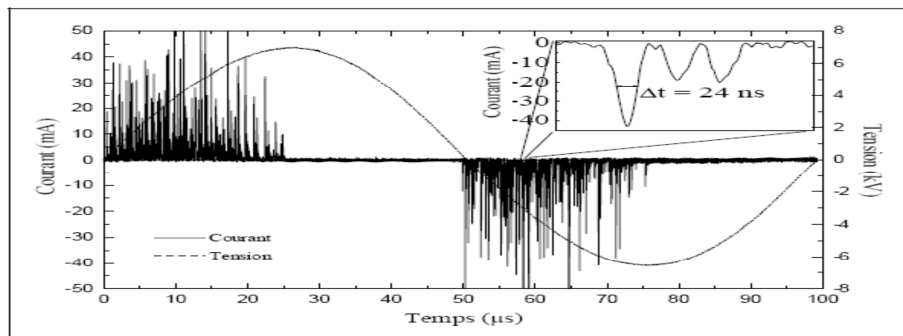
**Tableau (I.1)** Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [42]





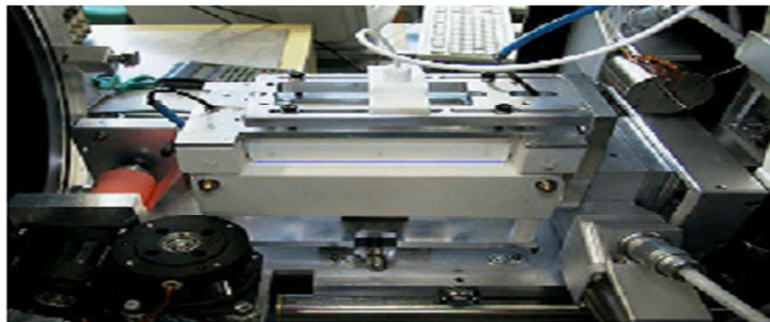
**Figure (I.9)** Photographie rapide avec un temps de pause de 10 ns d'une décharge filamentaire [42]

Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visible sur la mesure du courant. Lorsque ces micro-décharges se développent indépendamment, l'oscillogramme du courant est constitué d'une multitude d'impulsions comme le montre la Figure (I.10).



**Figure (I.10)** Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [42]

## I.8 Application des Décharges à Barrière Diélectrique Dans L'industrie



**Figure (I.11)** Cellule de décharge DBD en continu pour le traitement de matériaux [43].

Les premières expériences utilisant des décharges à barrières diélectriques à pression atmosphérique furent réalisées par Siemens, en 1857, qui obtint ainsi la première synthèse de l'ozone dans l'air à partir d'une DBD. La production d'ozone fut l'objet de nombreuses recherches finalisées qui aboutirent à la réalisation de réacteurs Figure (I-11) industriels largement utilisés de nos jours. L'ozone est principalement utilisé dans le traitement de l'eau pour la rendre potable ainsi que dans l'industrie du papier ou en association avec de l'oxygène et de l'hydroxyde d'hydrogène, il permet de traiter la pâte à papier sans intervention de chlore

Au cours de ces dernières décennies, les applications des décharges à barrières diélectriques ont été diversifiées. Selon l'objectif recherché soit la décharge filamentaire, soit la décharge luminescente est privilégiée. Récemment, une modélisation de ce type de décharge luminescente haute pression a été réalisée. Une autre application envisagée concerne des études sur la dépollution des gaz d'échappement des moteurs à combustion interne.

Il est apparu très tôt que ces décharges à barrières diélectriques constituaient une moyenne privilégiée afin de créer des excimères de gaz rares. En effet, en plus d'un fonctionnement à haute pression, une condition supplémentaire doit être réunie pour former les excimères. Des électrons très rapides (entre 8 et 20 eV) sont nécessaires pour former les états atomiques précurseurs de ces excimères. La DBD est un candidat idéal pour réaliser la lampe à excimères, car ce sont des décharges fonctionnant à haute pression, et dont les électrons très énergétiques évoluent dans un champ électrique élevé, proche de la tension d'amorçage. Etant donné le caractère transitoire de la décharge, les électrons ne sont pas "thermalisés": la température des électrons est de l'ordre de quelques milliers de Kelvin, tandis que le gaz est proche de la température ambiante.

### I.8.1 Lampes À excimeres

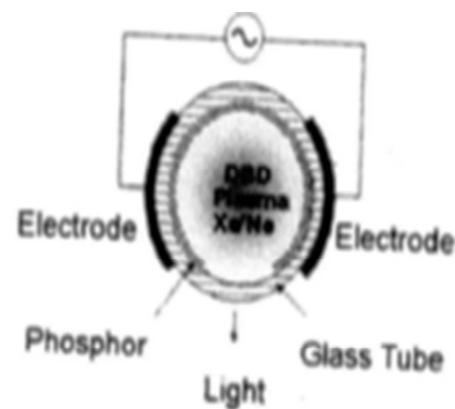


Figure (I.12) Lampe plane sans mercure [43]

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

Le principe de fonctionnement des lampes à excimères est basé sur la décomposition radiative des états d'excimères créés par une décharge à barrière diélectrique dans un gaz rare ou des composés moléculaires de gaz rares et d'halogénure. Les sources d'excimère peuvent permettre très efficacement des intensités UV élevées, donc elles sont capables de délivrer une haute puissance, une haute efficacité et de pouvoir choisir les longueurs d'ondes spécifiques générant des radiations sélectives.

Pour des applications industrielles à grande échelle, les DBD utilisant des configurations assez simples, un rendement élevé avec un prix réduit et un taux de pollution limité.



## I.8.2 Ecrans À Plasma

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

## I.8.3 Génération Industrielle d'ozone

Les générateurs d'ozone Figure (I.13) modernes de rendements élevés utilisent des diélectriques spéciaux avec des caractéristiques optimisées pour la formation de l'ozone. Les grands générateurs de l'ozone utilisent plusieurs centaines de tubes de décharge dans les grands réservoirs en acier pour fournir l'espace exigé d'électrode pour une grande production de gaz.

Les tubes en acier externes sont soudés entre deux brides d'extrémité et d'un compartiment de refroidissement scellé. Le flux transversale de l'eau refroidit les tubes en acier dans une configuration classique d'échanger de chaleur.

Le refroidissement efficace est essentiel pour la bonne exécution d'ozoniseur. La capacité de production de l'ozone d'un grand générateur est de l'ordre de 100 Kg/h. Ces dernières années

Ce qui concerne les concentrations en ozone et la consommation d'énergie. Il a été suggéré que la génération de l'ozone pourrait être encore améliorée par l'état de décharge homogène

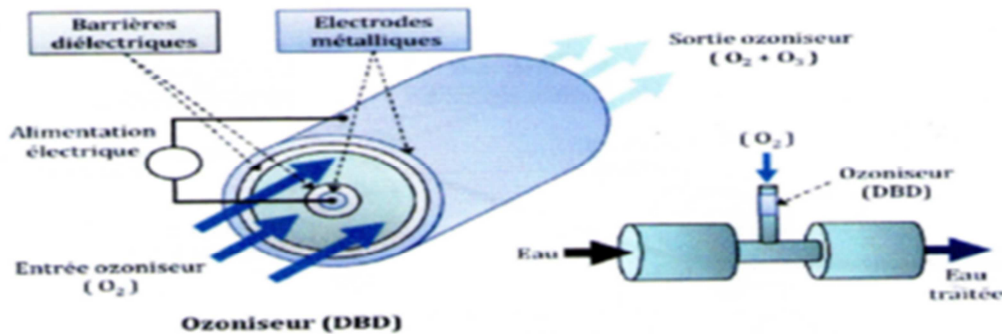


Figure (I.13) Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau [43]

## I.8.4 Contrôle de pollution

L'idée générale de l'utilisation des DBD pour lutter contre la pollution, est de casser ou de détruire les molécules polluantes. Les principaux polluants liés aux activités industrielles sont le dioxyde de soufre ( $\text{SO}_2$ ), les oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ), l'ozone ( $\text{O}_3$ ), les composés organiques volatils (COV), le monoxyde de carbone (CO), les poussières et les métaux toxiques.

Les molécules organiques dangereuses sont attaquées par les radicaux libres, les électrons ou les photons UV. Les DBD sont utilisés pour fournir l'espèce réactive qui est produite par collision des Électrons dans les filaments des micro-décharges et d'autres réactions qui aboutissent à la production des radicaux qui décomposent les polluants.

### I.8.5 Laser CO<sub>2</sub> à décharge silencieuse

Les DBD ont aussi trouvé une application dans les lasers CO<sub>2</sub> de haute puissance. L'utilisation principale de ces lasers appelés laser CO<sub>2</sub> à la décharge silencieuse est dans la soudure à grande vitesse et dans le découpage des plaques métalliques épaisses et d'autres matériaux.

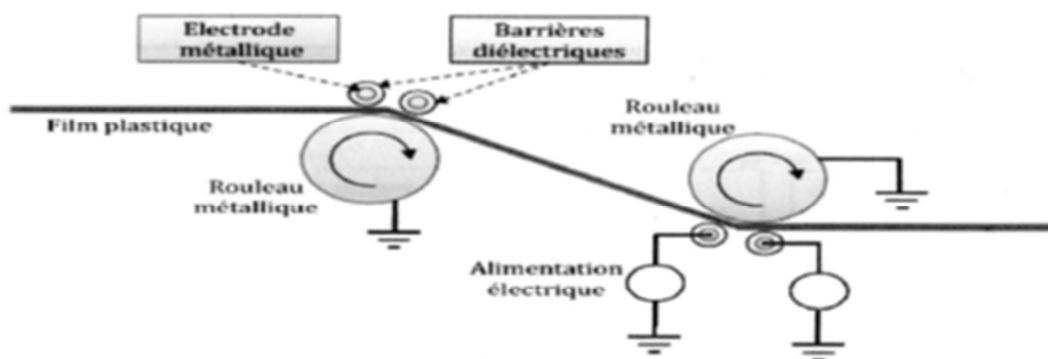
### I.8.6 Catalyseur

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

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

### I.8.7 Traitement de surface

Le plasma froid est un milieu gazeux contenant des espèces excitées pouvant réagir avec la surface des matériaux et cela, à une température près de celle de la pièce. Cette technologie fonctionne très bien mais requiert généralement une basse pression ce qui rend le procédé coûteux et peu envisageable comme procédé industriel. Récemment, des décharges filamenteuses par barrière diélectrique (FDBD) et des décharges lumineuses contrôlées par barrière diélectrique (DLBD) fonctionnant à pression atmosphérique sont apparues des alternatives intéressantes aux systèmes plasma basse pression pour les modifications de surface de polymères



**Figure (I.14)** Utilisation d'une DBD dans les traitements surfaciques de plastiques [43]

### I.8.8 La stérilisation

Les techniques de stérilisation usuelles utilisées dans les établissements de santé ont généralement recours à des procédés diversifiés utilisant la chaleur (sèche ou humide), des produits chimiques (liquides ou gaz), des rayonnements ionisants et non ionisants ( $\text{R}_\gamma$ , e, X et les UV) ou encore divers autres procédés physiques. Bien qu'elle soit la méthode de stérilisation la plus fréquemment employée et qui constitue actuellement la référence en termes d'efficacité, la stérilisation par la chaleur humide (Autoclave), vu les hautes températures utilisées, ne convient cependant pas aux nouveaux DM à base de polymères thermosensibles. Les procédés de stérilisation chimiques ayant recours à l'utilisation de gaz sont plus efficaces que les techniques d'immersion dans les solutions chimiques (glutacaldéhyde, le formaldéhyde ou l'acide peracétique) qui sont considérées plutôt comme des techniques de désinfection et non de stérilisation. Cependant, ces techniques utilisent des gaz relativement toxiques tel que l'oxyde d'éthylène (EtO). La stérilisation par les rayonnements ionisants opère à basse température et permet par conséquent la stérilisation de matériaux thermosensibles.

### I.9 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à une recherche bibliographique, sur les généralités décrivant le comportement de la décharge électrique dans les gaz, et plus précisément celui de la décharge à barrières diélectriques à la pression atmosphérique, Les différents régimes observés et leurs caractéristiques.

Les quelques applications industrielles, liées au ce type des décharges ont été évoqués, et 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**

**MODELISATION NUMERIQUE DES**

**DECHARGES A BARRIERE**

**DIELECTRIQUE DBD**



## II.1.Introduction

Les travaux de modélisation sur les décharges utilisées en traitement de surface sont nombreux, toutefois aucun d'entre eux n'a pu prendre en compte l'ensemble des phénomènes mis en jeu

En effet, une description complète de ce type de réacteur doit reposer sur l'association de plusieurs modèles :

- un modèle électrique permettant une bonne description du couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées (électrons, ions) et le champ électrique [34].
- un modèle thermique ou hydrodynamique décrivant l'évolution du gaz porteur à l'intérieur de l'enceinte.
- un modèle chimique décrivant l'interaction et l'évolution des concentrations des différentes espèces actives présentes dans le plasma.
- un modèle des réactions de surface permettant d'évaluer les vitesses de dépôt et de gravure sur l'échantillon.

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

Le modèle électrique peut être considéré comme le noyau principal de la modélisation, et beaucoup d'auteurs se sont limités à ce seul modèle pour décrire leur décharge. Les autres modèles peuvent être vus comme des modules supplémentaires afin d'améliorer la modélisation [34].

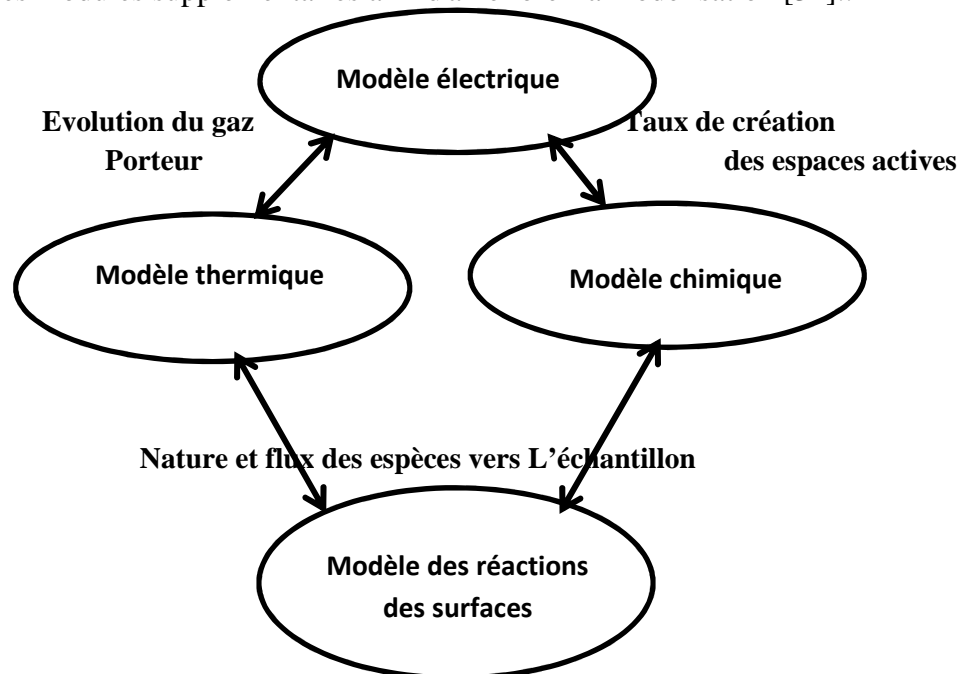


Figure (II.1) Schéma d'un modèle complet de réacteur DBD [34]

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

## II.2. Modèle électrique

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

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

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

L'équation (II-1) est une équation de continuité dans l'espace des phases position-vitesse (r, w) pour les fonctions de distribution  $f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$  des différentes particules présentes dans le

Plasma sous l'effet :

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

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

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

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

$n_i$  et  $n_e$  : les densités ioniques et électroniques.

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

Ce qui donnerait le système d'équations Suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{w}_e \cdot \vec{\nabla}_r f_e + \vec{\mathbf{a}}(\mathbf{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{collision} \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{w}_i \cdot \vec{\nabla}_r f_i + \vec{\mathbf{a}}(\mathbf{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{collision} \\ \vec{\nabla}_r \cdot \vec{\mathbf{E}} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) d\mathbf{w} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{array} \right. \quad (\text{II.3})$$



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

## II.2.1 Modèles microscopiques

### II.2.1.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann

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

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

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

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

Où  $\theta$  reflète l'anisotropie de la fonction de distribution.

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

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

## II.2.2 Modèles particuliers

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

L'intégration des équations du mouvement comptées à l'équation de Poisson est effectuée grâce aux méthodes 'Particule in Cell' (PIC)". La détermination des termes sources dus aux collisions électron-neutre ou ion-neutre est faite à l'aide de la méthode statistique de Monte Carlo. [34]

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

Dans ces types de décharge, les méthodes utilisées sont explicites, ce qui oblige à prendre un pas de temps assez petit devant la période plasma électronique afin de pouvoir réévaluer correctement le profil du champ électrique. Ce problème reste pas important pour des plasmas de densité moyenne mais devient inacceptable dans des régions type lueur négative ou la densité électronique peut atteindre 10cm.

➤ La méthode de Monte Carlo étant fine méthode statistique, sa précision n'augmente qu'en fonction de la racine carrée du nombre d'événements. Il faut donc pour obtenir une statistique correcte traiter un nombre de collisions assez élevé (par exemple il faut simuler quelques millions de collisions par cm.torr de décharge pour obtenir la fonction de distribution en énergie et position).

### II.2.3 Modèles fluides

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

Multiplications successives par l'équation de continuité. Par  $m_w$  l'équation de transfert de la

Quantité de mouvement et par  $\frac{1}{2}m_w^2$  l'équation d'énergie.

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

➤ L'équation de Boltzmann étant équivalente à une infinité d'équations de moments, il faut donc faire différentes hypothèses sur les moments d'ordre supérieur pour fermer le système.

Les termes associés aux collisions entre les différentes espèces de particules sont évalués en supposant connue la forme de la fonction de distribution des particules (maxwellienne, de Druyvesteyn ...). Pour obtenir une bonne description de ces termes, il faudrait pouvoir faire évoluer la fonction de distribution électronique suivant la région on l'on se situe. De façon plus précise elle devrait passer d'une distribution monocinétique dans la région cathodique à une distribu

tion thermique dans la colonne positive. [34]

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

### II.2.3.1. Modèle d'ordre zéro

On l'obtient en ne considérant que le premier moment de l'équation de Boltzmann c'est à dire l'équation de continuité pour chaque espèce de particules [34]

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} + \nabla \cdot n\vec{u} = \vec{S} \tag{II.5}$$

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

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

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

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

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

On obtient ainsi que :

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

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

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

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

### II.2.4 Modèle d'ordre 1

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

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

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

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

Sont néglige le terme de dérive temporelle  $\frac{\partial (nm\vec{u})}{\partial t}$  ce qui implique que la variation du flux par unité de temps doit être très inférieure à la fréquence de collision. Ceci est beaucoup plus valable pour les ions que pour les électrons car leur mobilité est plus faible.

- on néglige l'énergie de dérive devant l'énergie thermique. Cette hypothèse est vraie dans la lueur négative car dans cette zone. L'énergie de dérive est quasiment nulle. Par contre dans la zone cathodique, les électrons primaires (issus du bombardement de la cathode par les ions) sont accélérés dans la gaine par le fort champ électrique et ont donc des vitesses très orientées. L'énergie de dérive de ces électrons est donc du même [34]

Ordre de grandeur que l'énergie thermique. Cette hypothèse ne peut donc être vérifiée que pour des régimes collisionnels et des variations du champ électrique faibles devant le temps moyen entre deux collisions.

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

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

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

Bœuf '0 a utilisé ce modèle en régime stationnaire dans une géométrie bidimensionnelle pour Décrire une décharge continue dans l'hélium u une pression de 1 Torr.

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

### II.2.5 Modèle d'ordre 2

Pour améliorer cette description des phénomènes d'ionisation, on peut ajouter aux équations de continuité et de transport de la quantité de mouvement une équation de bilan d'énergie. obtenue

en multipliant l'équation de Boltzmann n par l'énergie totale puis en l'intégrant dans l'espace des vitesses.

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

Où  $\vec{Q}$  est le flux de chaleur

$$\vec{Q} = \frac{m}{2} \int (\vec{w} - \vec{u}) \leftrightarrow (\vec{w} - \vec{u}) \quad (II.11)$$

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

le terme de flux de chaleur est négligé  $\vec{Q}=\vec{0}$ .

L'énergie thermique est grande devant l'énergie de dérive.

➤ le tenseur de pression cinétique est isotrope  $\bar{P} = nkT\bar{I}$ . Ceci n'est pas correct pour les électrons présents dans la chute cathodique car ils possèdent dans cette zone des vitesses très orientées.

Le troisième moment de l'équation de Boltzmann va nous permettre d'obtenir l'énergie moyenne des électrons, le terme source d'ionisation de l'équation de continuité ne dépendra plus du champ électrique local E/P mais de l'énergie moyenne des électrons:  $S_{iz} = ne v_{iz}(\epsilon)$ . [R.34]

Ce ci consiste donc à supposer que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale des électrons (Approximation de l'énergie moyenne locale A.E.L.). Cette hypothèse est raisonnable dans la colonne positive d'une décharge luminescente mais n'est plus valable dans la région cathodique. Dans cette zone, l'ionisation dépend principalement de la queue de la distribution et ne peut donc être correctement décrite à l'aide de l'énergie moyenne qui est déterminée principalement par les électrons froids.

### II.3.Modèle à deux populations d'électrons

Dans ce type de modèle fluide, la fonction de distribution électronique est divisée en deux Parties les électrons froids du plasma forment le corps de la fonction de distribution et sont traités grâce à l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale. Ils sont donc décrits à l'aide des deux ou trois premiers moments de l'équation de Boltzmann.

Les électrons rapides forment quant à eux un faisceau mono énergétique et sont donc décrits par une équation de continuité et une équation d'énergie.

Ce type de modèle surestime la pénétration des électrons rapides ainsi que leur ionisation dans la lueur négative mais il donne néanmoins des résultats physiquement raisonnables. [34]

### II.4.Model hybrid fluid - Monte Carlo

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

dance à surestimer l'ionisation dans la lueur négative.

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

## II.5. Modeles chimique et thermique

### II.5.1 Modèle chimique

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

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

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

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

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

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

- par impact électronique sur l'espèce (i).
- par réactions entre l'espèce (i) et les autres espèces.

Il faut remarquer que l'ensemble des équations pour les espèces non chargées constitue l'équation de continuité du gaz porteur si l'on couple un modèle chimique avec un modèle thermique. S'est servi de ce modèle en négligeant le gradient spatial. Il est couplé à une résolution directe de l'équation de Boltzmann pour déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons et la densité des états vibrationnels dans un gaz d'azote en supposant le champ électrique réduit C/N constant (similaire à des zones de colonne positive). [34]

### II.5.2 Modèle thermique ou hydrodynamique

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

Et la pression du gaz porteur. Dans le cas d'un gaz faiblement ionisé, elles peuvent s'écrire sous la forme équation de conservation de la densité.

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

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

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

Équation d'énergie

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

$\vec{P}$  est le tenseur de pression cinétique ( $\vec{P} = NkT\vec{I}$ ),  $\vec{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses,

$\vec{C}$  le terme de transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les particules neutres,  $\vec{Q}$  le flux de chaleur résultant du gradient de température et  $\phi_e$ , le terme source d'injection d'énergie.

Ce type du modèle a été utilisé en régime stationnaire ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) par J.L Marchand [20] pour modéliser les plasmas.

### II.6 Modèle type étudié dans ce mémoire

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

Ou

$\vec{n}_k$  : densité d'électron

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

$\vec{S}_k$  ; le terme source qui dépend de l'ionisation  $\vec{\Gamma}_k = \vec{n}_k \cdot \vec{u}_k = Z \cdot (\vec{n}_k \cdot \vec{u}_k \vec{E} - \vec{\nabla} n_k \cdot \vec{D}_k)$  (II.17)

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

Ou :

$\mu_k$ : Et charge species de mobilités

$D_k$ : Coefficient de diffusion

$E$  : champ électrique

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

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

$\vec{S}_\varepsilon$  : Énergie moyenne d'électron

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

$\vec{S}_\varepsilon$ : Énergie d'électron totale dans le collision

$\mu_\varepsilon$  Et  $\vec{D}_\varepsilon$  : sont la mobilité d'électron et de coefficient de diffusion pour le flux d'électron respectivement.

$$\Delta \vec{V} = -\frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (II.20)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V \tag{II.21}$$

V : le potentiel électrostatique

q : charge d'électron

$\epsilon_0$  : 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. [31]

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

$$\begin{cases} \vec{n} (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho \\ \vec{n} (\vec{E}_1 \epsilon_1 - \vec{E}_2 \epsilon_2) = \rho \end{cases} \quad \text{L'équation de continuité} \tag{II.22}$$

Ou :

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

$\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  : les permittivité relative du gaz et du diélectrique respectivement

Les conditions aux limites du flux d'électron est :

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

$$\vec{V}_{e,th} = \sqrt{\frac{8 K T_e}{\pi m_e}} \tag{II.23}$$

Ou :

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

K : constante de Boltzmann

$m_e$  : masse d'électron

Le deuxième terme de l'équation (II.23) est le gain d'électron qui est due à l'effet de l'émission secondaire  $\lambda_p$  : c'est le coefficient de l'émission secondaire

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

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

$\epsilon_p$ : l'energie moyenne secondaire d'electron

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

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

Tableau II.1 Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium [31]

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



## II.8. Conclusion

La modélisation d'une décharge basse pression utilisée pour le traitement de surface est très délicate. Il faut pouvoir, suivant les objectifs que l'on s'est fixé, choisir entre les différents modèles (électriques, thermique, chimique, de réaction de surface). Parmi ceux-ci, le modèle électrique est toujours nécessaire, il constitue le noyau fondamental de toute modélisation d'une décharge. Suivant les conditions d'utilisation, on adoptera un modèle microscopique ou macroscopique.

Par rapport aux autres modèles (chimiques ou de réaction de surface) que l'on peut considérer comme des modules optionnels à prendre en compte suivant la finalité de la modélisation, le modèle thermique est, quant à lui un module nécessaire si l'on veut obtenir une description satisfaisante de la décharge. Le milieu gazeux porteur ne peut plus être considéré comme un gaz homogène en densité et en température. L'évolution des technologies informatiques nous permet maintenant de compter sans problèmes le modèle électrique (microscopique ou fluide) avec un modèle thermique.

**CHAPITRE III**  
**RESULTATS DE SIMULATION**  
**ET INTERPRETATION**

### III.1.Introduction

Dans ce travail, un modèle unidimensionnel de DBD Décharge diélectrique DBD a été étudié et simulé à la pression atmosphérique (APP) avec Gaz de l'hélium est présenté. Ce modèle résout la continuité Équations de Boltzmann pour les espèces chargées et le bilan énergétique des d'Équation électrons, couplée à l'équation de Poisson, par la méthode des éléments finis, En utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics, la simulation est effectuée avec une décharge de barrière diélectrique Plasma créé en utilisant une tension de pointe à 1 kV, une décharge Espace de 3 mm et une faible fréquence de 200 Hz.

Les résultats de la simulation de plasma DBD sont donnés en termes de temps Variations de caractéristique électrique plasma tel que la tension du gaz, Courant de décharge et charge. Le comportement de décharge étudié en fonction de l'externat Des paramètres tels que la largeur de l'espace de décharge et le Nature du diélectrique par la valeur de son diélectrique constante. Les décharges de barrière, parfois aussi appelées Décharges de barrière diélectrique (DBD) ou décharges silencieuses Possède des avantages essentiels dans le traitement de surface et Chimie plasmatique. DBD est une décharge à basse température, Travaillent habituellement à la pression atmosphérique. Le plasma DBD est Typiquement obtenu entre deux électrodes parallèles séparées Par une couche diélectrique avec un écart de quelques millimètres et Excité par la tension du courant alternatif (AC) avec la fréquence dans La gamme de 10 Hz à 100 kHz. La barrière diélectrique peut être En verre, quartz, céramique ou revêtement polymère.

### III.2 La méthode des éléments finis

#### III.2.1 Introduction

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 linéaire : 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.2.2 La discrétisation

La discrétisation consiste à « découper » le domaine  $\Omega$ , c'est-à-dire à chercher une solution du problème sur un domaine polygonal ou polyédrique par morceaux, il y a donc une redéfinition de la géométrie. Une fois la géométrie approchée, il faut choisir un espace d'approximation de la solution du problème, dans la MÉF, cet espace est défini à l'aide du maillage du domaine (ce qui explique aussi pourquoi il est nécessaire d'approcher la géométrie). Le maillage du domaine permet d'en définir un pavage dont les pavés sont les éléments finis.

Sur chacun des éléments finis, il est possible de linéariser l'ÉDP, c'est-à-dire de remplacer l'équation aux dérivées partielles par un système d'équations linéaires, par approximation. Ce système d'équations linéaires peut se décrire par une matrice ; il y a donc une matrice par élément fini. Cependant, les conditions aux frontières sont définies sur les frontières du système global et pas sur les frontières de chaque élément fini ; il est donc impossible de résoudre indépendamment chaque système. Les matrices sont donc réunies au sein d'une matrice globale. Le système d'équations linéaires global est résolu par l'ordinateur (des systèmes simples peuvent être résolus à la main et constituent en général des exercices d'apprentissage).

L'ÉDP est résolue aux nœuds du maillage, c'est-à-dire que la solution est calculée en des points donnés (résolution discrète) et non en chaque point du domaine  $\Omega$ . Cela nécessite de pouvoir interpoler, c'est-à-dire déterminer les valeurs en tout point à partir des valeurs connues en certains points. On utilise en général des fonctions polynomiales.

Un élément fini est la donnée d'une cellule élémentaire et de fonctions de base de l'espace d'approximation dont le support est l'élément, et définies de manière à être interpolantes.

Nous voyons ici poindre trois sources d'erreur, c'est-à-dire d'écart entre la solution calculée et les valeurs réelles le domaine  $\Omega$  correspond en général à des pièces matérielles, le calcul se fonde sur des versions idéales (sans défaut) des pièces, de la matière et des conditions aux limites .

- source d'erreur n'est pas spécifique à la méthode des éléments finis, et peut être prise en compte par la méthode contrainte-résistance .
- la géométrie idéale et continue est remplacée par une géométrie discrète, et les valeurs sont interpolées entre des points ; plus les points sont espacés, plus la fonction d'interpolation risque de s'écarter de la réalité, mais à l'inverse, un maillage trop fin conduit à des temps de calculs extrêmement longs et nécessite des ressources informatiques (en particulier mémoire vive) importante, il faut donc trouver un compromis entre coût du calcul et précision des résultats ;
- s'agissant de calcul numérique, il se produit inévitablement des erreurs d'arrondi, les nombres étant représentés par un nombre fini d'octets.

Toute l'habileté de l'ingénieur consiste à maîtriser ces erreurs notamment :

- en simplifiant la géométrie (defeaturing), (L'outil Defeature est capable d'enlever de petites courbes et surfaces non pertinentes. Ces petites courbes et surfaces sont l'une des principales sources d'éléments de faible qualité et des échecs de maillage) en enlevant des détails qui se situent loin des zones que l'on veut étudier et ayant une faible influence sur le résultat.
- en choisissant des maillages adaptés, par exemple, des maillages de type poutre pour des pièces élancées, ou de type coque pour des pièces fines, en découpant la pièce pour pouvoir faire des maillages réguliers sur certaines zones, en affinant le maillage dans les zones critiques...
- en ayant un regard critique sur le résultat.

Bien qu'il existe de nombreux logiciels exploitant cette méthode et permettant de « résoudre » des problèmes dans divers domaines, il est important que l'utilisateur ait une bonne idée de ce qu'il fait, notamment quant au choix du maillage et du type d'éléments qui doivent être adaptés au problème posé : aucun logiciel ne fait tout pour l'utilisateur, et il faut toujours garder un œil critique vis-à-vis de solutions approchées. Pour cela il existe des indicateurs d'erreur et des estimateurs d'erreur qui permettent d'ajuster les différents paramètres.

La solution trouvée, il reste cependant à déterminer les caractéristiques de la méthode ainsi développée, notamment l'unicité de l'éventuelle solution ou encore la stabilité numérique du schéma de résolution. Il est essentiel de trouver une estimation juste de l'erreur liée à la discrétisation et montrer que la méthode ainsi écrite converge, c'est-à-dire que l'erreur tend vers 0 si la finesse du maillage tend elle aussi vers 0.

Dans le cas d'une ÉDP linéaire avec opérateur symétrique (comme l'est l'opérateur laplacien), il s'agit finalement de résoudre une équation algébrique linéaire, inversible dans le meilleur des cas.

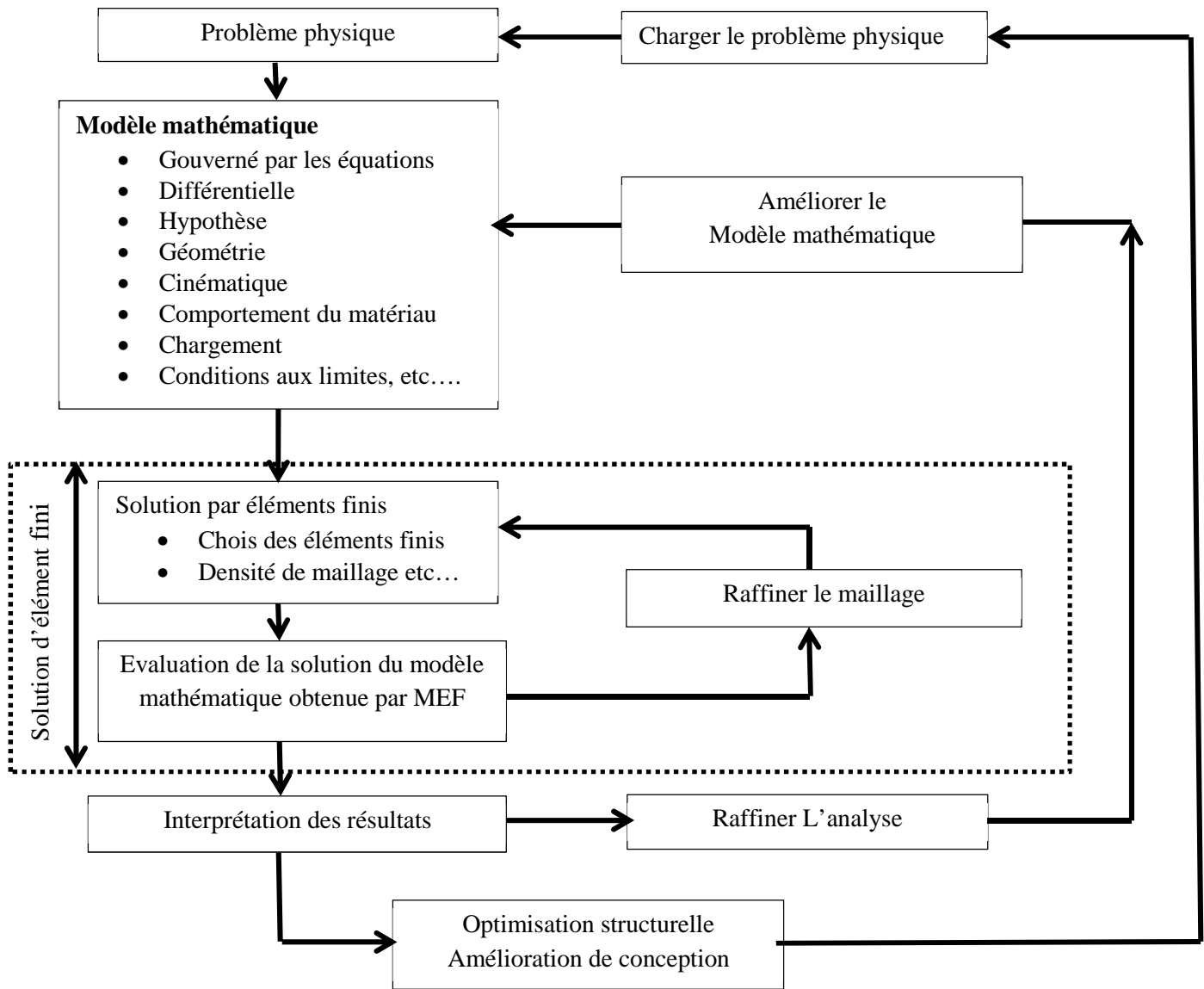


Figure (III.1) Processus de l’analyse par éléments fini [45]

Dans le cas de l’analyse des solides déformables, la méthode des éléments finis consiste à restreindre le champ de déplacement en tout point du milieu par la détermination du déplacement aux certains points définis du milieu qui sont les nœuds. Cette démarche s’appelle la discrétisation Figure (III-2).

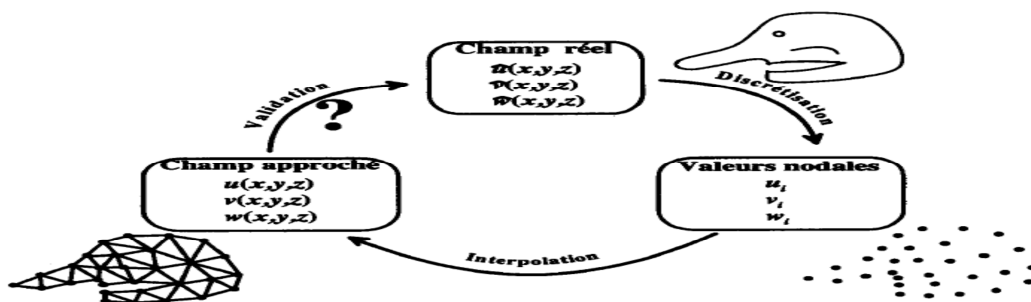


Figure (III.2) Principe de l’approximation [30]

Le champ du domaine entre les valeurs nodales est interprété par la fonction de forme ou fonction d'interpolation.

Une structure physique à analyser comporte des points permettant de définir sa géométrie, appelés nœuds physiques (joints de connexion, extrémités, etc). Par ailleurs, les éléments finis créés par le découpage de cette structure en sous domaines selon la méthode des éléments finis sont connectés entre eux par certain point d'attache appelés, nœuds du maillage. Les deuxièmes se trouvent de façon naturelle aux premiers. La discrétisation des structures en différents types d'éléments selon les besoins.

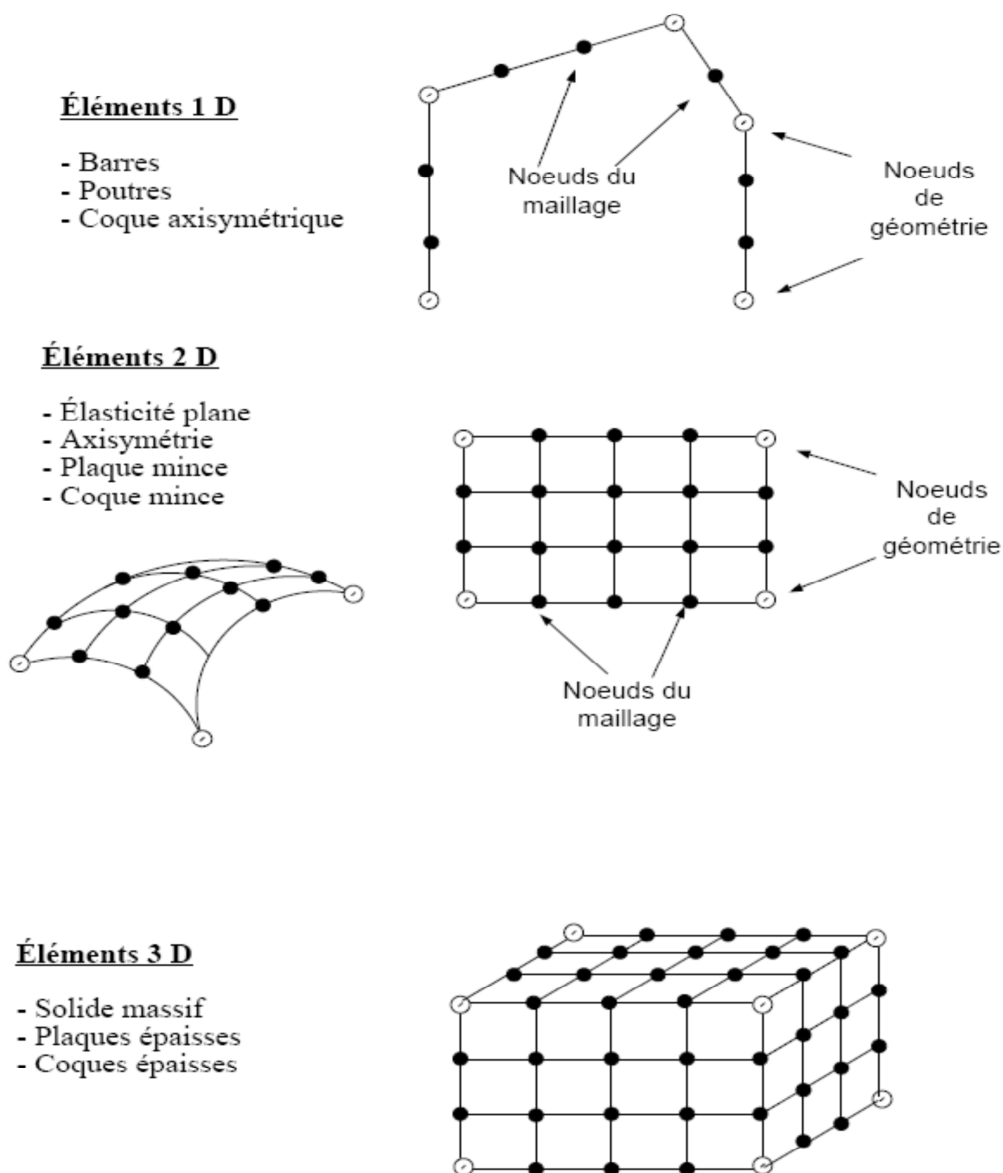


Figure (III.3) Discrétisation des systèmes [30]

### III 2.2.1 Types d'éléments

Les types d'éléments les plus utilisés sont présentés à la figure (III.4) Le classement se fait en fonction de l'espace et du degré du polynôme utilisés pour l'interpolation.

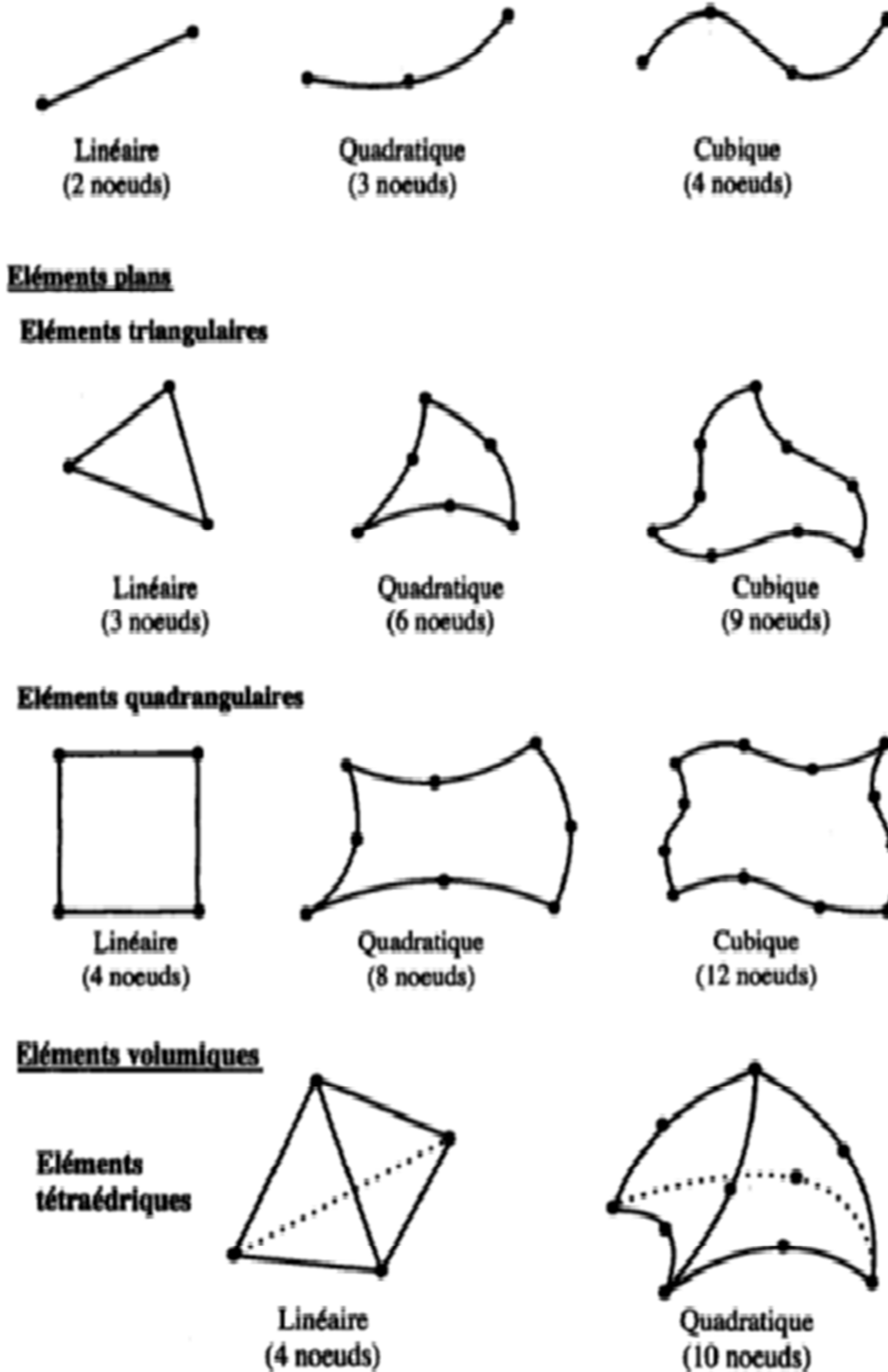


Figure (III-4) Différents types d'éléments [30]



### III 2.2.2 Interpolation

L'approximation du champ réel par le champ approximatif peut s'écrire par l'expression suivante :

$$\hat{u}(x,y,z) \approx u(x,y,z) = \sum_{\text{nœuds}} N_i(x,y,z) \cdot u_i \quad (\text{III.1})$$

où  $N_i(x,y,z)$  est la fonction de forme ou fonction d'interpolation associée aux nœuds  $i$  et  $u_i$  est le déplacement au même nœud. Les fonctions de forme représentent le poids associé à chacun des nœuds de l'élément permettant la prédiction de l'évolution du champ à l'intérieur du domaine d'interpolation.

Pour que l'interpolation soit illicite, la fonction de forme doit :

- être continue sur le domaine;
- conduire à des valeurs uniques du champ en tout point du domaine pour un jeu unique de valeurs nodales;

$$N_i(x_j, y_j, z_j) = \begin{cases} 1 & \text{au nœud } j=i \\ 0 & \text{au nœuds } j \neq i \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

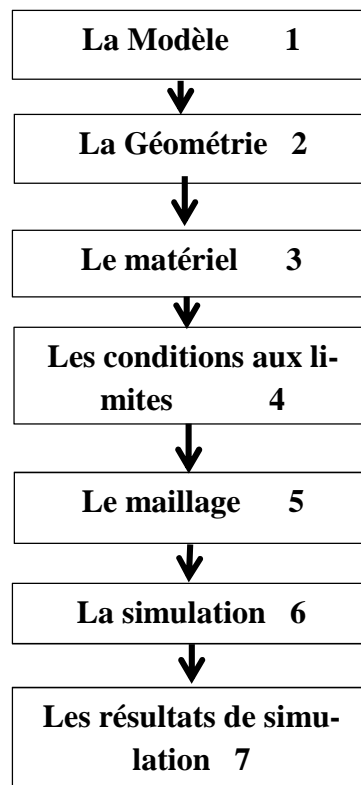
Cette condition permet que :

$$u((x_j, y_j, z_j)) = 1 \times u_i + \sum_{j \neq i} 0 \times u_j \rightarrow u((x_j, y_j, z_j)) = u_i \quad (\text{III.3})$$

### III.3. Déroulement d'une étude par élément fini et Comsol Multiphysics

COMSOL Multiphysics (FEMLAB) est un logiciel de résolution de modèles différentiels (PDE) Multiphysics (généricité, couplage mécaniques des fluides, électromagnétisme, mécanique des structures, thermique)

il utilise une interface graphique avec peu de programmation directe et une Interface MATLAB possible.



**Figure (III.5)** Etapes de déroulement d'étude à la simulation par Comsol Multiphysics[30]

Pour réaliser une étude par éléments finis, il faut que les objectifs de l'étude soient bien définis. Le cadre de l'étude, c'est-à-dire le temps et les moyens disponibles, doit être compatible avec les objectifs et la précision cherchée. Supposons toutes ces conditions remplies, l'étude proprement dite est organisée de façon logique selon les étapes suivantes [36]:

### III 3.1 Analyse du problème

Cette analyse doit fixer les paramètres du calcul et conduire à la réalisation d'un maillage. Cette phase basée sur l'expérience personnelle acquise dépend de nombreuses considérations. La difficulté essentielle est de trouver un bon compromis entre les paramètres propres au problème et ceux relatifs à l'environnement de travail. L'analyse du problème nous conduit à préciser un certain nombre d'hypothèses, et à effectuer des choix qui conditionnent les résultats [36].

### III 3.2 Choix du modèle

En calcul des structures, les plus classiques sont de type : poutre, élasticité plane, axisymétrique, coques mince ou épaisse, tridimensionnel à ces modèles mathématiques correspondent des familles d'éléments finis [36].

### III.3.3 Choix du type d'éléments

Il est fonction de la précision voulue, de la nature du problème, mais aussi du temps disponible. On choisira les éléments les mieux adaptés dans les familles disponibles [36].

### III.3.4 Choix du maillage

Il dépend essentiellement de la géométrie, des sollicitations extérieures, des conditions aux limites à imposer, mais aussi des informations recherchées : locales ou globales. Sans oublier bien entendu le type d'outils dont on dispose pour réaliser ce maillage [36].

### III.3.5 Hypothèses de comportement

Quel modèle retenir pour représenter le comportement du matériau. Le calcul est-il linéaire. Doit-on modéliser l'amortissement. Si le matériau est hétérogène ou composite, peut-on utiliser une méthode d'homogénéisation [36].

### III.3.6 Exécution du calcul

Ce bloc, le plus coûteux en temps machine est souvent exécuté en tâche de fond. Un fichier de résultats permet de vérifier que les différentes phases de calculs se sont correctement déroulées :

- Interprétation des données, vérification des paramètres manquants.
- Construction des matrices, espace utile pour les gros problèmes.
- Singularité de la matrice raideur, problème de conditions aux limites ou de définition des éléments [36].
- Convergence, nombre d'itérations, etc.

### III.3.7 Exploitation des résultats

Les calculs demandés dans le cahier des charges ont le plus souvent pour objectif de valider ou de vérifier le dimensionnement d'une structure. Les résultats obtenus et les conclusions relatives aux phénomènes à étudier devront être présentés de façon synthétique : tableaux, courbes, visualisation. Cela justifie largement l'utilisation d'un post-processeur, qui propose des outils pour sélectionner les informations que l'on veut étudier.

### III.4 Modèle de notre étude

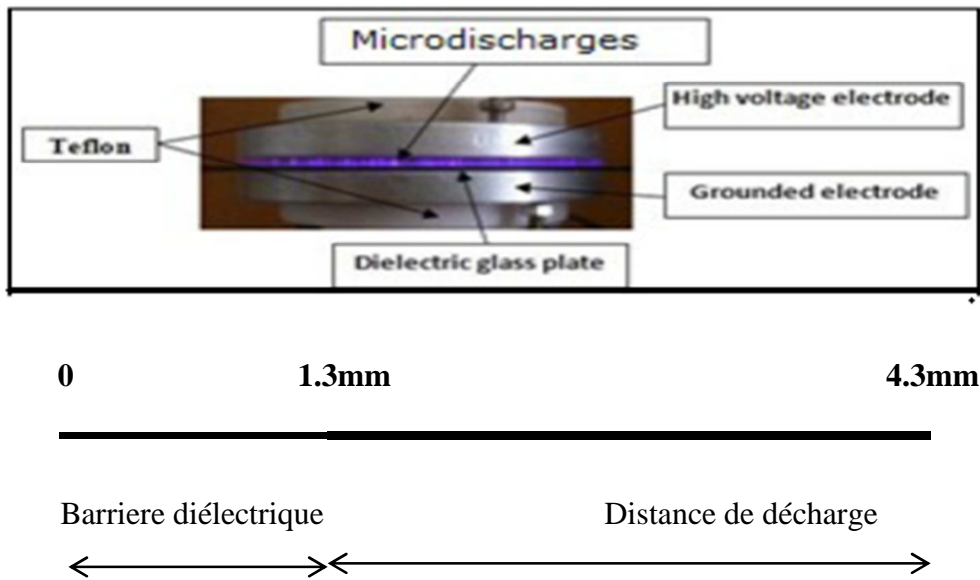


Figure (III.6) plan parallèle diélectrique à barrière Modèle 1D [39]

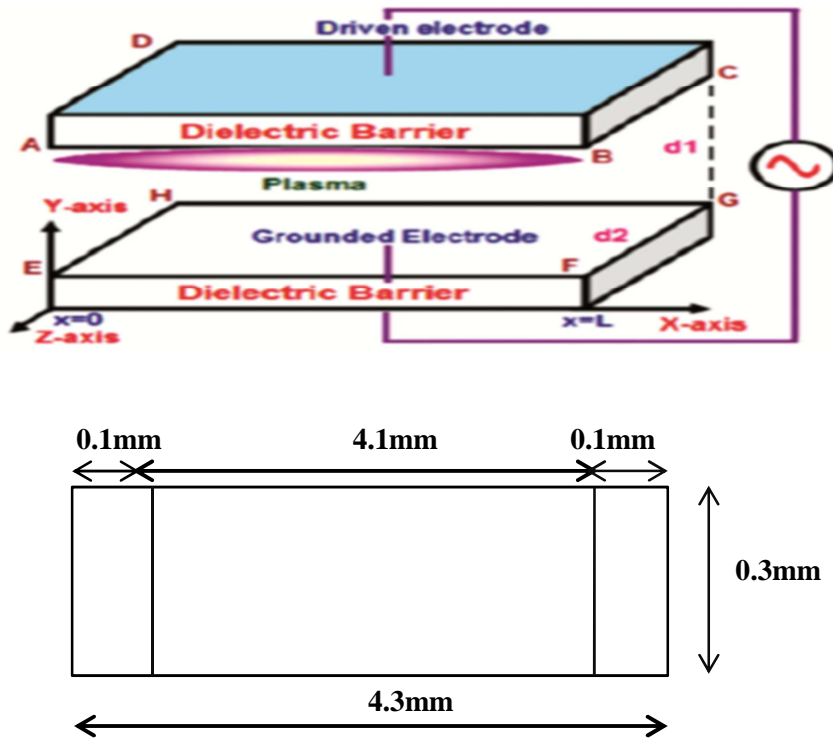


Figure (III.7) plan parallèle diélectrique à barrière Modèle 2D [39]

III.5 Paramètre de simulations

Paramètre	Désignation
Gaz Vecteur	Hélium
Distances inter électrodes	3mm
Amplitude de tension Appliquer	-1000 V
Fréquence d'excitation	200Hz
Surface et formes des électrodes	Rectangulaires ( $S=0.02\mu\text{mm}^2$ )
Permittivité relative du diélectrique	$\epsilon_r=10$
Epaisseur du diélectrique	0.2mm
Pression du Gaz	P=1atm
Pas du temps	0.01 $\mu\text{s}$

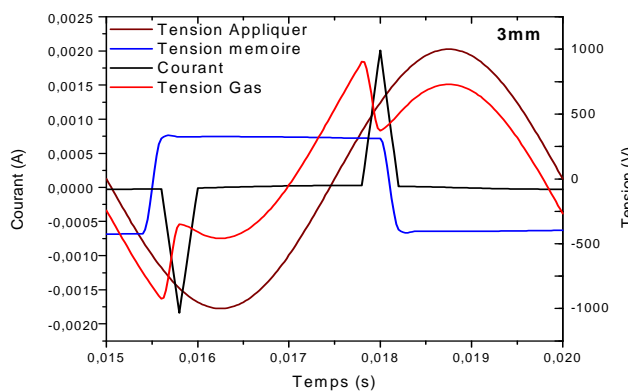
Tableau(III.1) Paramètre de simulations

III.6 Résultats et interprétations

III.6.1 caractéristiques électriques de la décharge à barrière diélectrique.

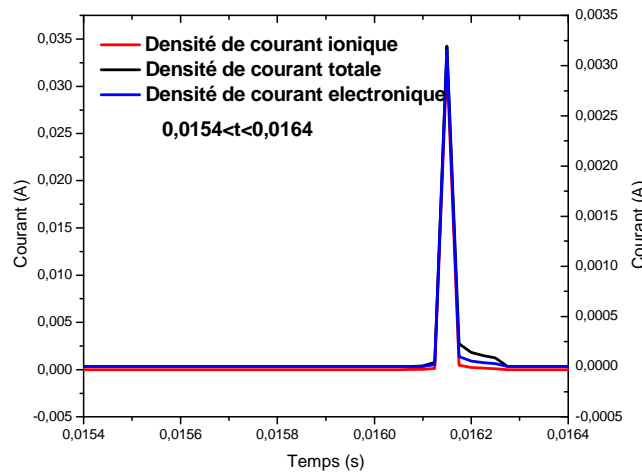
Les résultats du modèle de fluide pour de Plasma de DBD sont les densités des différentes espèces ( $n_e$ ,  $n_i$ ), le champ électrique (E) en fonction de la distance inter électrodes et la variation du paramètre de permittivités diélectrique  $\epsilon_r$

Cette simulation est effectuée à la pression atmosphérique à une température du gaz de 400 K. Une tension appliquée de 1kV avec une fréquence de 200 Hz et un coefficient d'émission secondaire de  $\gamma_p = 0,01$  sont utilisés comme paramètres d'entrée Dans cette modélisation. Figure (III.8) décrit l'évolution du temps calculée de la Caractéristiques électriques pendant un cycle de période de Tension appliquée. Les courbes de courant et de tension de gaz montrent un Modèle de décharge typique de l'Hélium, qui a un Pic de courant unique dans chaque demi-cycle de la tension appliquée.



Figure(III.8) Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliquer de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distances inter électrode de 3mm

Le pic actuel Figure (III.8) a une amplitude et une durée d'environ 2mA et 200 $\mu$ s, respectivement. La caractéristique de tension du gaz présente une chute rapide au même moment, le pic actuel apparaît et augmente à nouveau après le pic de décharge.



**Figure (III.9)** Variation spatiale des densités de charges à l'instant correspondant au Temps  
( $0.0154 \text{ s} \leq t \leq 0.0164 \text{ s}$ )

La figure(III.9) montrent les trois densités des charges, et qui sont à peu près les mêmes ainsi en remarque que la densité totale regroupe les deux densités (courant ionique et électroniques).

### III.6.2 Distribution du champ électrique et Les densités des particules.

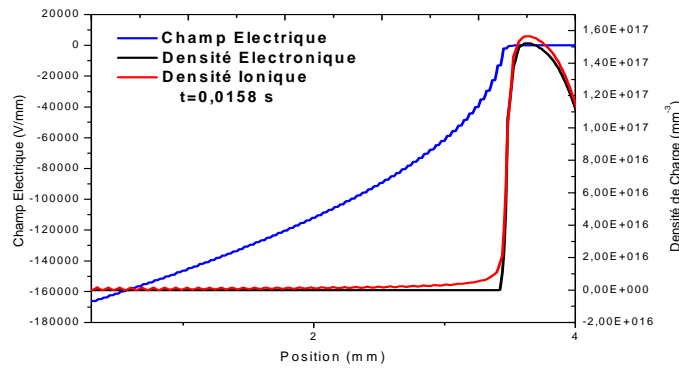
#### III.6.2.1 Maximum de courant a $t=0.0158\text{s}$

Les variations spatio-temporelles du champ électrique et des densités électroniques et ionique correspondant à la deuxième alternance du courant a  $t=0.0158\text{s}$  durant la première alternance de la Figure III.8 et représenté sur la Figure (III.9) cette caractéristique est similaire à celle d'une décharge lumineuse établie à la basse pression.

Du côté de la cathode (à droite), le champ électrique varie beaucoup et sa valeur maximale est de plus de 18 kV Les ions atteignent une densité de  $1.53 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  alors que celle des électrons est un peu plus faible c'est la gaine cathodique.

Ensuite, le champ électrique croît alors que les densités électroniques et ioniques sont très proches, c'est l'espace sombre de Faraday.

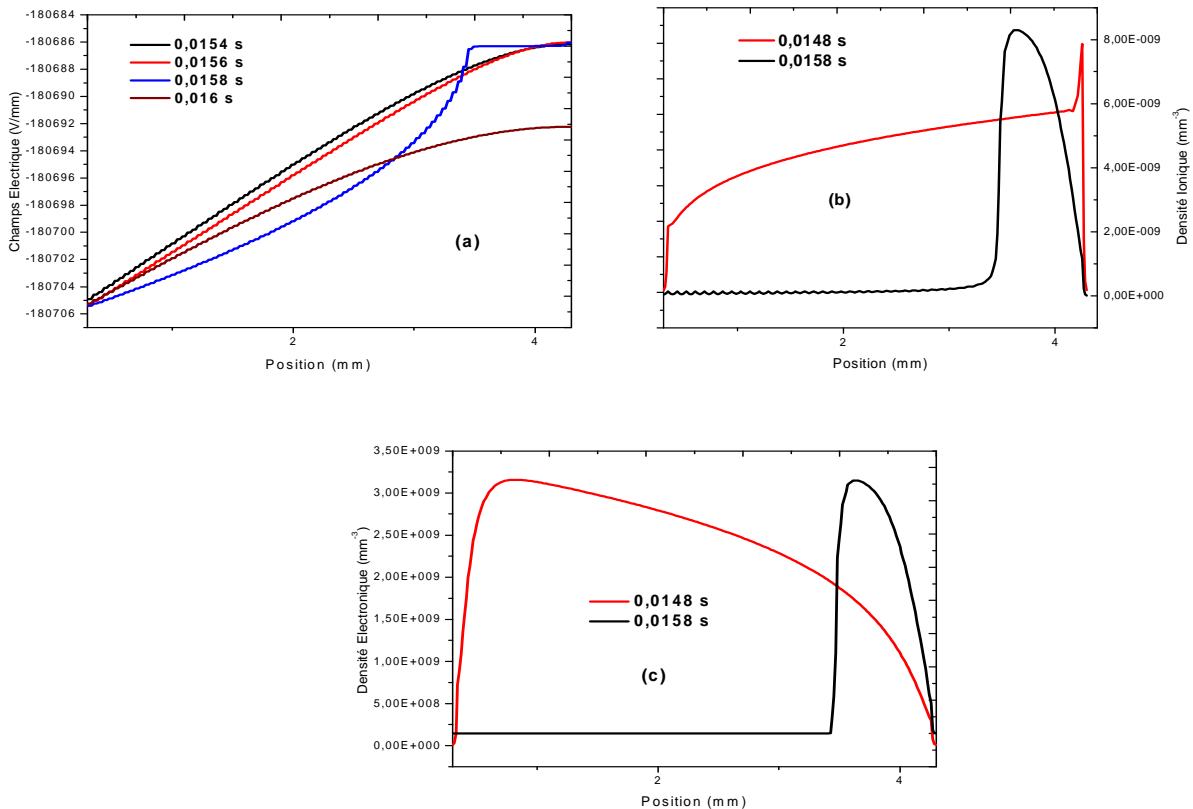
A la position de 3.5 mm le champ électrique est constant et il est de l'ordre de 1.6 kV/mm



**Figure (III.10)** Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l' instant correspondant au maximum de courant a  $t=0.0158$  s

La densité de courant ionique de la Figure (III.10) atteint alors sa valeur maximale de  $1.22\text{mA/mm}^2$  Pour un champ électrique de  $15\text{ kV/mm}$  avec une densité ionique légèrement inférieure a  $1.6 \cdot 10^{17}\text{ mm}^{-3}$  a la cathode la valeur de la densité de courant électronique et à peu près la même que celle ionique.

**III.6.2.2 Extinction de la décharge  $0.0148\text{ s} \leq t \leq 0.016\text{ s}$**

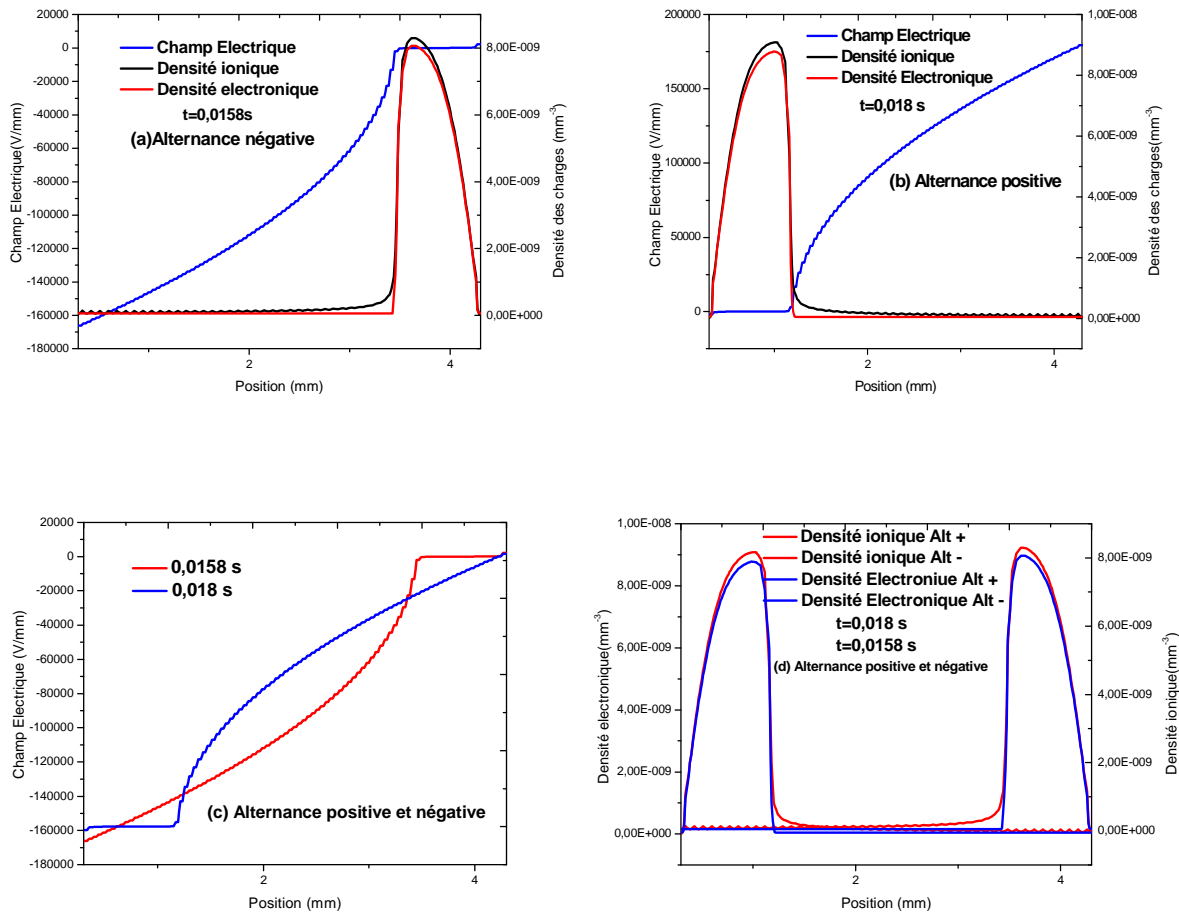


**Figure (III.11)** Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l' instant correspondant à Extinction de la décharge  $0.0148\text{ s} \leq t \leq 0.016\text{ s}$

Sur La Figure (III.11) nous avons représenté les variations spatiales du champ électrique et des densités électroniques et ionique pendant et après le maximum de courant  $0.0148 \text{ s} \leq t \leq 0.0158 \text{ s}$ . Ces figure (a),(b),(c) nous montre que le régime de décharge observé au maximum de courant, persiste pendant la chute de ce dernier. Ainsi la chute cathodique s'élargit de plus en plus et la valeur maximale du champ diminue, cette élargissement se fait d'abord de l'espace sombre de Faraday et de la lueur négative puis de la colonne positive dans cette zone, les densités de charges restent égales et le champ électrique est un peu faible.

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

**III.6.2.3 Zone de courant résiduel  $t=0.0158 \text{ s}$  et  $t=0.018 \text{ s}$**



**Figure (III.12)** Variation spatial du champ électrique et des densités de charges à l' instant correspondant à la Zone de courant résiduel  $t=0.158 \text{ s}$  et  $t=0.018 \text{ s}$

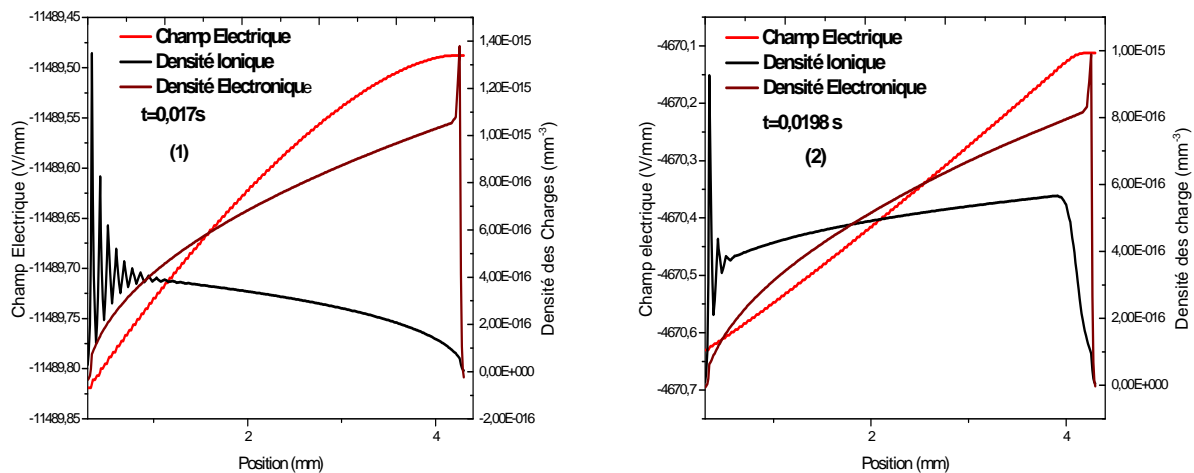
Les Figure (III.12) (a),(b),(c),(d) montrent les Variation spatial du champ électrique et des densités de charges à l' instant correspondant à la Zone de courant résiduel  $t=0.158 \text{ s}$  et  $t=0.018 \text{ s}$  qui montrent que le champ électriques augmentent et cette décroissante et la même que les densité

électroniques et ioniques respectivement au niveaux de l’anode en même temps la tension gaz décroît progressivement selon la figure (III.8) .

La Figure (III.12) (c) montrent que le champs électrique et inverse qui s’expliquent par le déplacement des électrons de l’anode vers la cathodes et inversement ce déplacement qui a l’origine du pic de courant inverse se fait avant l’inversion de la tension gaz alors aussi que le champs électrique et le même du côté positif et du cote négatif.

Ainsi l’existence de ce pic de courant du au mouvement des électrons qui restent dans l’espace inter électrodes au moment où la tension gaz s’inversent car c’est la colonne positive qui provoque automatiquement la disparition du pic de courant résiduelle.

### III.6.2.4 Allumage de la décharge $t=0.017$ s et $t=0.0198$ s



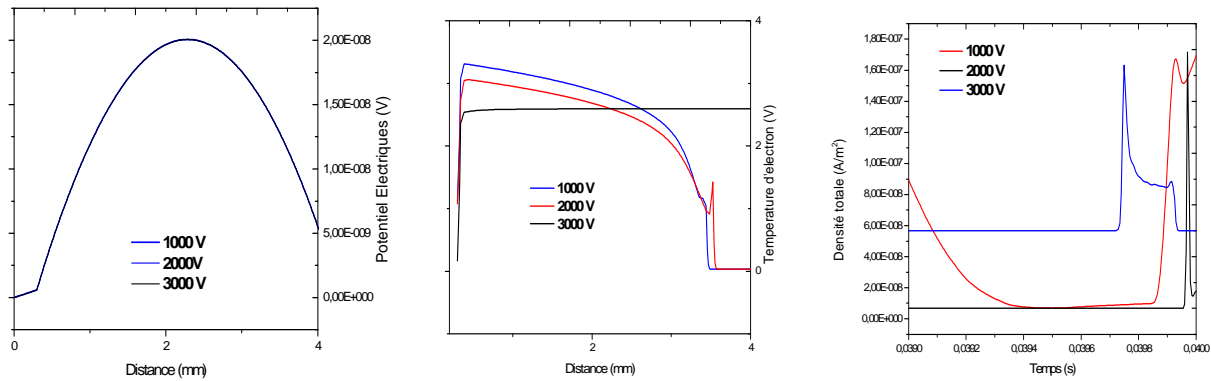
**Figure (III.13)** Variation spatiale du champ électrique et des densités de charges à l’ instant correspondant à Allumage de la décharge  $t=0.017$  s et  $t=0.0198$  s

Sur les Figure (III.13) (1), (2) en montrent que le déplacement rapide des électrons induit une charge d’espace positive et provoquent une augmentation de champs électrique fort de l’ordre de 12 kV et une densité de courant électronique et ionique de l’ordre de  $1.4 \cdot 10^{15} \text{ mm}^{-3}$  ce qui provoque l’émission de la lumière par la décharge du pic de courant résiduelle.

### III.7 Variation temporelle de potentielle électrique, température d’électron et la densité du courant totale

Pour l’évolution spatiotemporelle de la densité du courant total figure (III-14), on constate qu’il y a une variation de la densité du courant avec le temps dans les régions de la gaine cathodique et anodique, à cause de la variation du champ électrique dans ces zones, puisque la densité du courant a une relation directe avec le champ électrique.





Figure(III.14) Variation temporelle de la densité de courant ionique et De charge de surface.

### III.8 Comportement de la Variation du courant et de la tension gaz, tension mémoire en fonction des paramètres de la décharge.

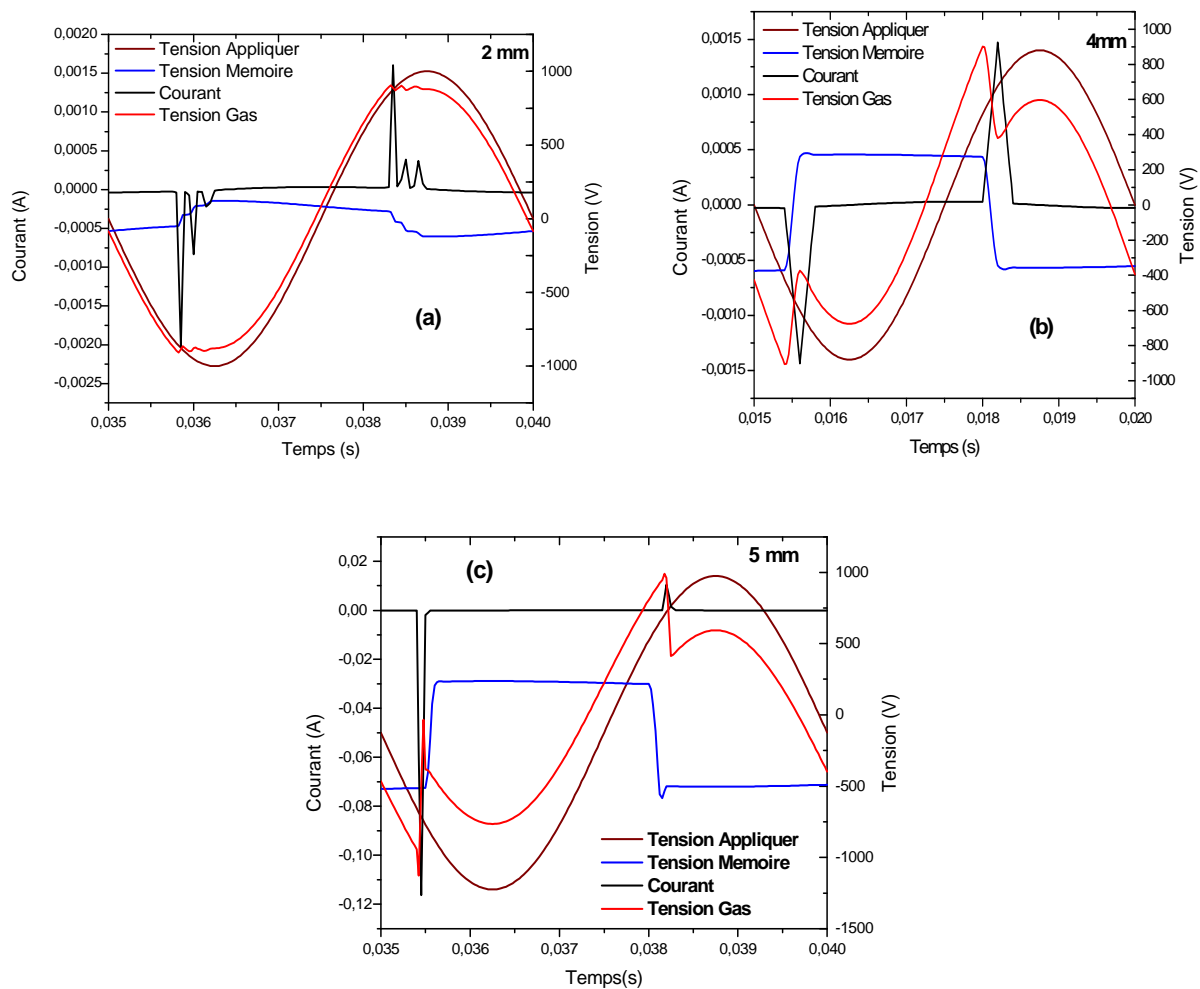
#### III.8.1 Influence des paramètres du réacteur DBD :

Les caractéristiques de décharge du réacteur DBD dépendent Fortement sur les paramètres de fonctionnement du système de décharge, Tels que: distance d'espace de gaz, épaisseur de barrière diélectrique, nature du matériau de la couche isolante, de la nature du gaz et de l'amplitude et Fréquence de tension appliquée.

L'effet de paramètres externes tels que l'amplitude de La tension appliquée, la fréquence et le coefficient de L'émission secondaires a été présentée dans un précédent Étude où nous avons constaté que la variation de L'amplitude de la tension appliquée et la valeur de la fréquence change la forme de la valeur du courant de décharge ,la valeur maximale de l'augmentation du courant de décharge avec l'amplitude de la fréquence de tension externe et ceci créer un deuxième pic de courant de décharge. La croissance Des pics de courant sont formés dans chaque demi-cycle de la tension Appliqué en même temps l'augmentation de la tension appliquée et la distance entre la micro-décharge devient plus petite.

#### III.8.2 Influence de l'écart inter-électrode

Dans cette partie, nous présentons l'effet de l'écart de décharge sur la Caractéristiques de l'hélium de DBD. Les résultats sont représentés pour un espace entre électrodes variant de 2 à 5 mm. Le diélectrique constant de la couche isolante maintenue Constante, égale à 10. Les Figure (III.15) montrent la variation temporelle du courant de décharge et Tension de gaz pour différentes largeurs d'écartement de décharge, à pression atmosphérique.



**Figure(III.15)** Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliquer de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distances inter électrode de 2mm,4mm,5mm

Les résultats de la simulation montrent un effet remarquable de l'épaisseur de la décharge de l'espace. En effet, il est clair que ce Type de décharge obtenu avec une épaisseur de 2 mm Figure (III-15) (a), avec une série de décharges dans la moitié positive de la période du cycle et la décharges dans le cycle période négatif de Courant, est différent des autres obtenus pour Épaisseurs supérieures Figure(III-15) (b), (c) où le courant de décharge à un seul pic alternant. Le premier pic de courant Figure (III-15) (a), est intensif.

L'intensité du pic de décharge, pour la largeur de l'intervalle de décharge des valeurs supérieures à 2 mm Figure (III-15) (b), (c), n'est pas Reproductible à temps

### III.8.3 Influence de de la constante de diélectrique $\epsilon_r$

Le résultat de la simulation Les Figures (III.16) (a),(b),(c),(d) montre que la valeur de La constante diélectrique a un effet sur les caractéristiques électriques. Les caractéristiques actuelles présentent deux pics au demi-cycle de Tension appliquée. L'intensité du second pic dépend Considérablement sur la valeur de la constante diélectrique. L'évolution de ce pic présente un minimum à  $\epsilon_r = 10$ .

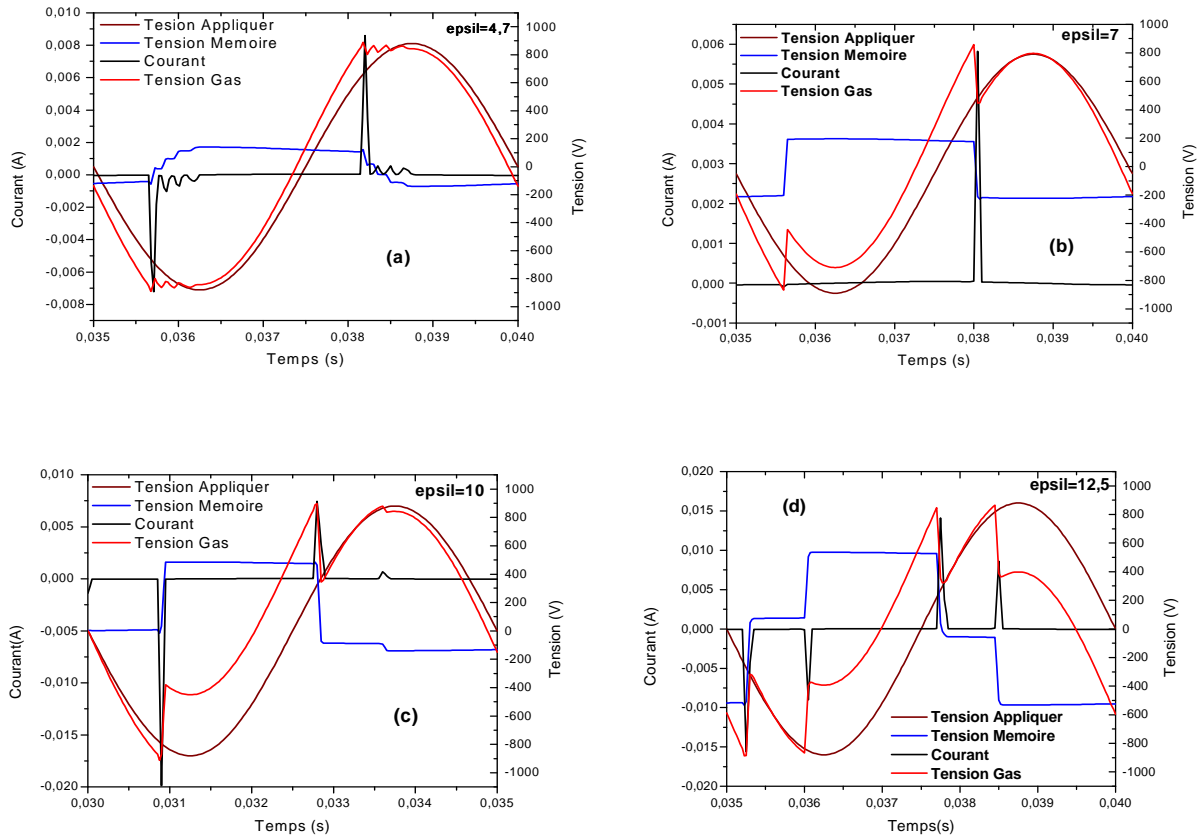


Figure (III.16) Caractéristiques du courant et de tension de gaz pour (a)  $\epsilon_r=4,7$ , (b)  $\epsilon_r=7$ , (c)  $\epsilon_r=10$ , (d)  $\epsilon_r=12,5$

### III.8.4 Influence de l'écart inter-électrode (deux diélectriques avec 2D)

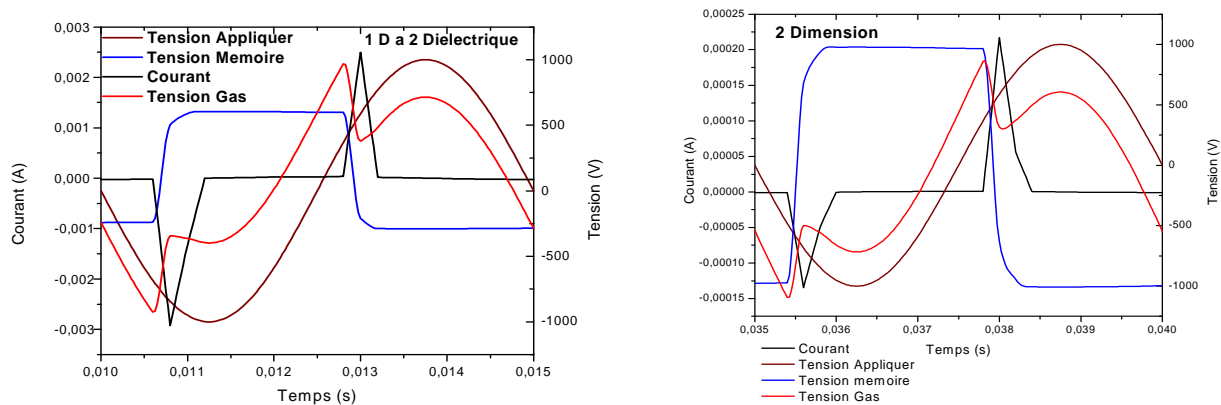
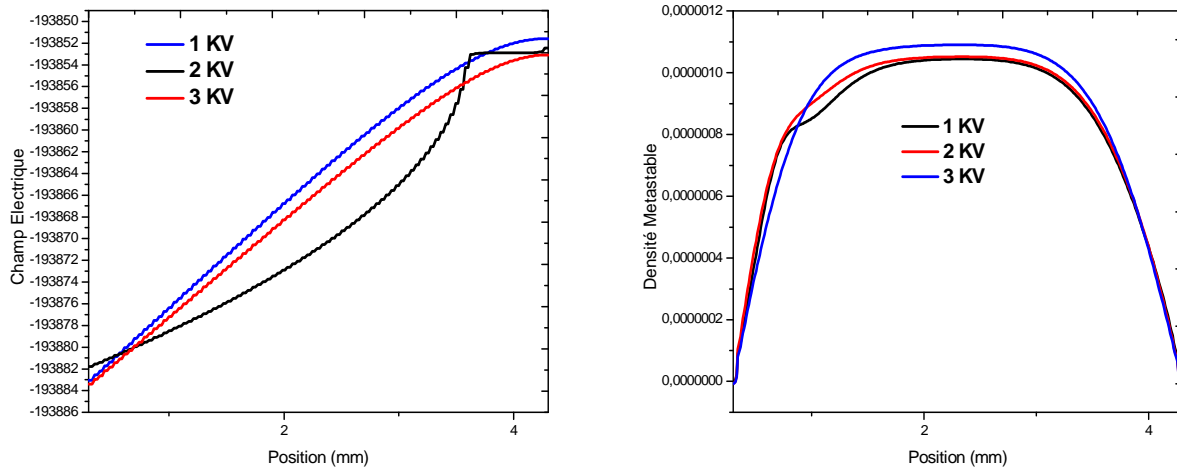


Figure (III.17) Temps d'évolution de courant de décharge et de tension gaz pendant une période avec une tension appliquer de 1kV et une fréquence de 200Hz et une distance inter électrode 3 mm a deux diélectriques et 2D dimension.

Dans le cas de 2D Figure (III.17) et deux diélectriques, l'effet de l'écart de décharge sur la Caractéristiques de l'hélium de DBD. Sont représentés pour Un espace entre électrodes variant de 3 mm

Le Diélectrique constant de la couche isolante maintenue Constante, égale à 10. sont a peut prêt les même sauf un peu de variation pour le courant de charge mais les résultats en montrer que la DBD et stable dans les deux cas (1D+2D+Deux diélectriques).

### III.8.5 Influence de la variation de tension appliqué $V(t)$ sur le champ électrique $E$ et les espèces métastables.



**Figure (III.18)** Temps d'évolution de champs électrique et de densité métastables pendant une période avec une tension appliqué de 1kV,2kV,3kV et une fréquence de 200Hz et une distance inter électrode 3 mm 1D

La variation spatiotemporelle du champ électrique est indiquée par la figure (III.18). On constate que lorsque le temps augmente, la zone de la colonne positive occupe plus de l'espace inter-électrodes et la zone de la gaine cathodique se contracte.

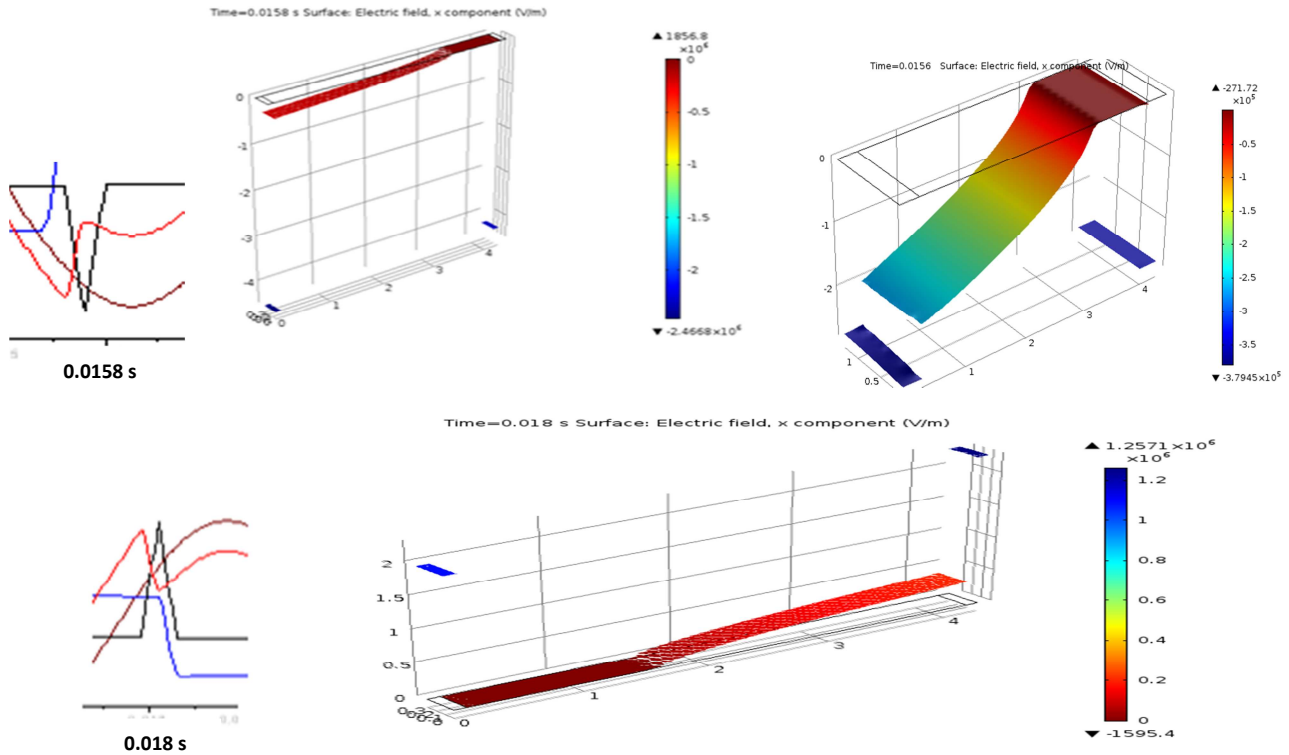
Lorsque le temps augmente la valeur du champ électrique diminue dans la gaine cathodique et de plus en plus faible dans le reste de l'espace.

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

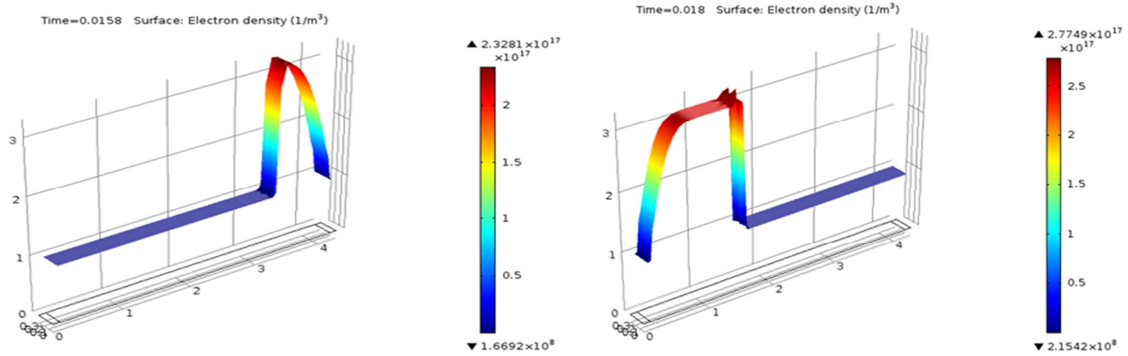
L'évolution spatiotemporelle de la densité des métastables, la densité de ces espaces augmente avec le temps, elle est répartie uniformément sur l'espace inter-électrodes, Les métastables sont aussi au même comportement du champ électrique.

III.8.6 Les courbes des surfaces 2D du champ électrique, Densité ionique et de densité électronique au maximum de courant (le pic)

III.8.6.1 Champ Electric



III.8.6.2 Densité électronique



III.8.6.3 Densité ionique

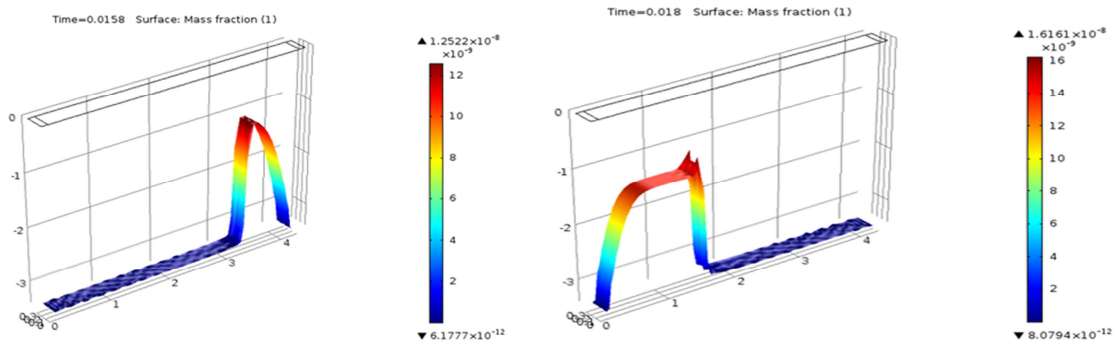


Figure (III.19) Les courbes des surfaces 2D du champ électrique, densité électronique et de densité ionique au maximum de courant a 0.0158 s et 0.018 s (pic)

La variation surfacique du champ électrique et des densités des charges est indiquée par la figure (III.19) montrent le phénomène physiques qui se déroulent à l'intérieur de la barrière c'est -adire aux niveaux de la distance inter électrode en prend par exemple la variation de densité de courant ioniques ou en voir la décharge aux niveaux de cathode et de l'anode et aussi pour les densités électroniques ces résultats explique la conformité des résultats graphiques obtenue.

### **III.9 Conclusion :**

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

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

La présente étude a montré que le claquage du gaz se fait sous un champ faible, alors la décharge est obtenue par génération successive d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs est de l'ordre de microseconde. Cet accord qualitatif nous permet de considérer que le code de la description globale du fonctionnement de la décharge à La pression atmosphérique est fonctionné correctement.

**CONCLUSION  
GÉNÉRALE**

## **Conclusion générale**

L'objectif de ce mémoire était de modéliser en 1D une décharge à barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique, en utilisant les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Dans le cadre de ce travail, la décharge est entretenue par émission secondaire d'électrons de la cathode bombardée par les ions positifs. Ces décharges sont obtenues en appliquant une tension sinusoïdale d'amplitude de l'ordre de 1 kV, à une fréquence de 200 Hz, entre deux électrodes planes et parallèles et recouvertes par des couches diélectriques dont l'épaisseur est comprise entre la centaine de  $\mu\text{m}$ , et quelques mm .

Cette modélisation montre que la décharge luminescente établie dans l'hélium à la pression atmosphérique est caractérisée par un courant périodique, mono impulsional par alternance. Les pics de courant calculés ont une durée de quelques microsecondes. Concernant les autres caractéristiques (potentiel et champ électrique, densité des différentes particules), la décharge a qualitativement la même structure que celle habituellement obtenue à basse pression. Cette étude a confirmé le rôle des électrons présent dans le gaz

Avant un amorçage. Ces électrons sont à l'origine de la dissymétrie des impulsions de courant positives et négatives qui induisent un comportement caractéristique de l'évolution du courant entre deux décharges et montrent que la déchargé est stable et homogène. Donc le nombre d'électrons restant dans le gaz sera suffisant pour initier un nouveau claquage du gaz à l'alternance suivante. Ce claquage se faisant sous faible champ, une densité résiduelle d'électrons dans l'espace inter-électrodes au moment de l'amorçage de la décharge constitue l'une des conditions d'obtention du régime luminescent. En outre, à chaque alternance de la tension appliquée, la décharge est conditionnée par les conséquences de la décharge précédente et conditionne à son tour la décharge suivante. De cette manière, les critères caractérisant la décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques ont pu être confirmés. Enfin les résultats de simulation obtenus montrent la justesse du model développée.



**Références**  
**Bibliographiques**

## Références Bibliographiques

- [1] A.M. Pointu, J. PERRIN, J. JOLLY Plasmas froids de décharge : Propriétés électriques..  
Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 830 (02/2007) .
- [2] Y.P.raizer, Springer Verlag Gaz discharge physics, Berlin(1991)
- [3] P.Fauchais Plasma thermiques : Aspects fondamentaux. . Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 810 (02/2007)
- [4] Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure Siemens W 1857 Jpn. J. Appl. Phys. 66-122
- [5] Eliasson B, Hirth M et Kogelschatz U Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications - Hal 1987 J. Phys. D Appl. Phys. 20 1421-37
- [6] Braun D, Gibalov V et Pietsch G Two-dimensional modelling of the dielectric barrier discharge in air 1992 Plasma Sources Sci. Technol. 1 166-74
- [7] D, Gibalov V et Pietsch One-dimensional modelling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps Braun G 1991 J. Phys. D. : Applied Physics 24 564-72
- [8] F et Gouda A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure Massines G 1998 J. Phys. D : Appl. Phys. 31 3411-20
- [9] Goossens O, Dekempeneer E, Vangeneugden D, Van de Leest R and Leys Surface and Coatings Technology par C 2001 142-144 474-81
- [10] Khamphan Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend C 2004 Thèse de l'université par Paul Sabatier Toulouse France
- [11] Ehlbeck J, Doerk T et Uhlenbusch J 1997 12th Int.Conf. on Gaz Disch Comparative modelling of NOx and SO2 removal from pollutant gases using pulsed-corona and silent discharges Müller S, Schwarz J., and Appl. 1 196-99, Greifswald, Allemagne.
- [12] Preparation and Infrared Properties of Aluminum Oxide Films Tanaka Y 1955 J. Opt. Soc. Am. 45 9 710-13
- [13] Kogelschatz U Plasma froids Génération, caractérisation et technologies 1992 10th Int. Conf. on Gaz Swansea, Wales Hassouni K, Massines F et Pouvesle Disch. and Appl. 2 972-80, J M 2004 Publication de l'université de Saint-Etienne 49-108 France
- [14] Adler F et Müller Discharge characteristics of dielectric barrier discharge (DBD) based VUV/UV sources 2000 J. Phys. D.: Appl. Phys. 33 1705-15
- [15] Mildren R P et Carman R J Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation 2001 J. Phys. D.: Appl. Phys. 34 L1-L6
- [16] Carman R J, Mildren R P, Ward B K et Kane D M Improving the efficiency of a fluorescent Xe dielectric barrier light source using short pulse excitation 2004 J. Phys. D.: Appl.Phys. 37 2399-407
- [17] Boyd I W et Zhang J Y Nuclear Instruments and Methods in Physics Research par 1997 B 121 349
- [18] Kogelschatz U, Eliasson B et Egli W 1997 Invited paper ICPIG, Toulouse, France ; J. Phys. IV, Colloque C4, France C4 47-66
- [19] Zhang J Y, Bie L J, Boyd I W et Dusatre V Photo-induced growth of dielectrics with excimer lamps 1997 E-MRS Sprng Meeting BVII.3 Strasbourg France

- [20] Plasma Chemistry and Plasma Processing Kogelschatz U 2003 Invited Review, 2003-46
- [21] Characterisation of HfO deposited by photo-induced chemical vapour deposition Zhang J Y et Boyd I W 2002 Appl. Surf. Sci . 186 64
- [22] The development of a silent discharge-driven excimer UV light source Kogelschatz U, Esrom H, Zhang J Y et Boyd I W 2000 Invited paperE-MRSIUMRS -ICEM 2000, Symposium D , Strasbourg France D-II.1
- [23] Dielectric barrier discharge Xu X 2001 Thin Solid Films 309 237-42
- [24] Kubodera S, Honda M, Kitahara M, Kawanaka J, Sasaki W et Kurosawa K 1995 Jpn.J. Appl. Phys. 34 L618-20
- [25] A vacuum ultraviolet flash lamp with extremely broadened emission spectra par Kubodera S, M, Kitahara M, Kawanaka J, Sasaki W et Kurosawa K 1996 Appl. Phy Lett. 69 452-54
- [26] High frequency excitation waveform for efficient operation of a xenon excimer dielectric barrier discharge lamp Urakabe T, Harada S, Saikatsu T et Karino M 1995 7th International Symposium on the Science & Technology of Light Sources 159, Kyoto, Japan 27-31 August
- [27] “Modeling of glow discharge in dielectric barrier” par Mankour Mohameda\*, Hartani Kadaa & Belarbi Ahmed Wahid Indian Journal of Pure & Applied Physics Vol. 54, , pp. 701-712,
- [28] Introduction à la méthode des éléments finisH2014
- [29] Numerical Simulation of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium gaz using COMSOL Multiphysics Roukia Abidat, Saïda Rebiai, Lyes Benterrouche
- [30] Etude Des Caracteristiques D'une Decharge Luminescente A Pression Atmosphérique Par Benhadda Yamina Sujet de Magister2010 université USTO Oran.
- [31] Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD Mémoire présenté par LATROUS Abdelhadi
- [32] Modélisation D'une Décharge DC Pulsée Dans L'azote: - Simulations Numériques al' aide D'un Code Couplant La Dynamique Des Particules Chargées A Celle Du Gaz Neutre Comparaisons Avec L'expérience Présentée l'Université Henri Poincaré, Nancy 1 Spécialité: Mécanique Et Energétique par Emmanuel GUI-BERTEAU
- [33] Etude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique par SARIDJ Ahmed
- [34] Utilisation de Comsol Multiphysics dans la réalisation de modèles numériques :par Eric FERRET - Cyril IACONELLI Réunion GMN 3A 06/12/2011.
- [35] “Modeling of dielectric barrier discharge-induced fluid dynamics and heat transfer” par Balaji Jayaraman, Wei Shyy, , Progress in Aerospace Sciences 44 (2008) 139–191
- [36] “Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure“ par Yu B Golubovskii, V A Maiorov, J Behnke and J F Behnke, , J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) 39–49.
- [37] “modeling of atmospheric DBD parameters effect on plasma electrical characteristics” par R. Abidat, S. Rebiai, , 1<sup>st</sup> International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy IC-NCRE'13, September 22-23, 2013, Jijel Algeria

- [38] "Multipeak behavior and mode transition of a homogeneous barrier discharge in atmospheric pressure helium" par Dezhen Wang , Yanhui Wang, Chengsen Liu, ,Thin Solid Films
- [39] Radio frequency discharge benchmark model comparison par M Surendra IBM T J Watson Research Center, , PO Box 218, NY 10598, USA Received 11 July 1994, in final form 28 October 1994.
- [40] Etude Electrique De La Physique D'une Décharge De Townsend A La Pression Atmosphérique Et De Son Interaction Avec Un Générateur Modèle Et Expérience par Nicolas NAUDE
- [41] Etude Paramétrique De La Décharge Electrique Avec Barriere Diélectrique. Mémoire master génie électrique 2015
- [42]Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique. Par Benguedri université de Toulouse.
- [43] Application à la méthode des éléments finis par OUINAS Djamel
- [44] Modélisation d'une décharge luminescente à pression atmosphérique par ARARIA Rabah université USTO Oran.

التفريغ الكهربائي هو ظاهرة فيزيائية في وسط غازي مما يؤدي إلى تأيين الغاز اعتماداً على عوامل عدة، يمكن لهذا التفريغ أن يصدر ضوءاً في المجال المرئي. يمكن تحفيز عملية التفريغ بوسائل مختلفة كما أن وجود حاجز عازل بين القطبين (الموجب و السالب) مملوء بالغاز خصائص مهمة جداً مثل التعقيم، الهيليوم لديه توليد الأوزون، معالجة النفايات السائلة الغازية والمعالجات السطحية، وشاشات البلازما وهذا العمل المخصص لعرض البيانات المعرفة على كثافة الأيونات لإظهار ما هي المعالم الهامة في ذلك بهدف تقديم DBD كما تستعمل هذه فوائد التكنولوجيا في مجال الجهد العالي وشبكة الكهرباء و أهميتها الجديدة هي أنها أحدثت قفزة صناعية هائلة و هذا بفضل تعويض الطاقة القديمة بسرعة أكبر في الرفع في القدرة الإنتاجية و بدون تلوث داخل المؤسسات الصناعية

كلمات المفتاحية: حاجز عازل , وسط غازي , التفريغ الكهربائي

## Résume

Les décharges à barrières diélectriques présentent certains avantages vis à vis des décharges d'arc le plus classiques. Cette décharge présente des caractéristiques tout à fait intéressantes qui touchent plusieurs domaines comme la génération d'ozone ,le traitements d'effluents gazeux, les traitements de surfaces ,écrans à plasma ; la stérilisation , ce travail consacré à la présentation de l'états de connaissances sur DBD ainsi les différents paramètres de la variation de tension et de la distance inter électrode ainsi que le paramètre de permittivité diélectrique qui influe sur la décharge de DBD et voir aussi toutes les variations possibles telles que la densité du courant électronique ,la densité ioniques ..etc. Pour montrer quels sont les paramètres importants dans l'objectif de présenter les avantages de cette technologie dans les domaines des hautes tensions et du réseau électrique et aussi pour remplacer la décharge classique avec DBD dans le monde industriels.

**Mots clé :** DBD, décharge diélectriques, barrière diélectriques

## **Abstract:**

The dielectric barriers Discharges have certain advantages over the most conventional arc discharges. This discharges has quite interesting characteristics which affects several fields such as ozone generation, gaseous effluent treatments, surface treatments , Plasma screens, Sterilization, this work is devoted to the presentation of states knowledge on DBD thus the different parameters of the voltage variation and the distance inter-electrode as well as the dielectric permittivity parameter that influences the discharge of DBD and to see also all possible variations such as electronic current density, ion density ... etc, to shows what is the importance's parameters in objective to presents the advantages of this technology in the domains of high voltages and electric network and also to compare the classical discharge with DBD in the application and velocity treatments in economic industrials world.

**Keywords:** DBD, dielectric discharge, dielectric barrier