

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
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 Electriques et Haute Tension

THÈME

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

Préparé par : Mr.KASSAA MANSOUR

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr. ISMAILI.A	Pr	Président
Mme. BELHACEL.K	MAA	Examinateur
Mme. BOURENANE.H	MAA	Examinateur 1
Mme. BEDOUI.M	MAA	Encadreur

PROMOTION 2016 /2017

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon dieu, qui m'a donné la force pour accomplir ce travail.

*Je remercie en deuxième lieu mon encadreur **Madame M.BEDOUI**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret pour avoir dirigé ce travail.*

*Je tiens particulièrement à remercier **Monsieur A.ISMAILI**, Professeur au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.*

*Je tiens à remercier aussi **Madame K.BELHACHEL**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret pour avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse.*

*Je tiens également à remercier **Madame H.BOURENANE**, Maître Assistant au Département de Génie électrique à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail. Merci à tous pour le temps consacré à la lecture de ce document et les améliorations suggérées.*

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

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

Kassaa.M

Table des Matières

Introduction Générale.....	1
Chapitre I : Généralité sur les DBD	
I-1. Introduction	3
I-2. Plasma froide	3
I-2 -1 .qu'est qu'un plasma froid ?.....	3
I-2 -2. Comment génère-t-on un plasma froid ?.....	5
I-2 -2 . Description des réactions dans un plasma froid hors équilibre	6
I-2 -4.parametres physiques	8
I-3 . Spécifie a la pression atmosphérique.....	10
I-3-1. Loi de paschen.....	11
I-3-2 .Décharge a base pression(DC)	12
I-3-2-1. Description macroscopique d'une décharge continue : mécanismed'avalanche électronique	13
I-3-2-2. Propriétés de la décharge	13
I-3-2-3. Description d'une décharge luminescente	17
I.3.3. Décharge a barrière diélectrique	19
I-3-3-1. Principe de fonctionnement d'un DBD.....	20
I-3-3.2. Les applications des DBD	22
I-4. Régimes de décharge a barrière diélectrique	25
I-4-1. Décharge filamentaire	25
I-4-2. Les décharges homogènes contrôlées par barrières diélectrique	30
I-4-2-1. Structure spatiale et caractéristiquesélectriques.....	30
I-4-2-2. Mécanismes d'entretien d'une déchargéhomogène	32
I-5.Conclusion	35
Chapitre II : Modélisation Mathématique d'une Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique	
II-1. Introduction	36
II-2. Dispositif du réacteur plasma	36
II-3. Circuit électrique équivalent de la cellule de décharge.....	38
II-4. Calcul des grandeurs électriques internes de la DLPA	41
II-5. Equations pour charges déposées	44
II-6. Conclusion.....	45
Chapitre III. Résultats et interprétations	

Table des Matières

III.1 Introduction	46
III-2. Paramètres de base utilisée dans la simulation	47
III-3. Modèle électrique de la simulation sous matlab Simulink	47
III-4.Le comportement dynamique de la décharge lumineuse	48
III-5.Influence des paramètres sur le comportement de la décharge.....	50
III-5-1. Influence de la tension appliquée	50
III-5-2. Influence de l'épaisseur de diélectrique	51
III.5.3. Influence de la permittivité	52
III-6.Conclusion	54
Conclusion générale	55

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 . Schéma illustrant les quatres étapes de la formation de particules.....4

Figure I-2. Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma.....5

Figure I-3 . Tension de claquage pour différents gaz en fonction du produit p.d.....12

Figure I-4. Dispositif d'étude de Townsend.....13

Figure I-5. Caractéristique schématique courant-tension d'une décharge basse pression à courant continu.....14

Figure I-6 . Schéma d'une avalanche électronique.....15

Figure I-7 . Schéma de claquage de type Townsend..... 16

Figure I-8. Représentation schématique des différentes zones pouvant exister dans l'espace inter électrodes19

Figure I-9. Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD20

Figure I-10 . Principe de fonctionnement d'une DBD.....21

Figure I-11. Cellule de décharge DBD en continu pour le traitement de matériaux.....22

Figure I-12 . Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau..... .23

Figure I-13 . Schéma de principe d'une lampe à excimère cylindrique..... .24

Figure I-14. Mécanisme de type streamer avalanche primaire : création d'une charge..... .27

Figure I-15 . Avalanches secondaires créées par photo-ionisation dans le cas d'un streamer positif.....28

Figure I-16 . Avalanches secondaires créées par photo-ionisation dans le cas d'un streamer négatif.....29

Figure I-17 . Création du streamer et développement jusqu'à la transition à l'arc..... .29

Figure I-18 . Photographie de 10ns de la zone inter-électrodes d'une DLBD au maximum de courant de décharge 31

Figure I-19. Tension appliquée V (alim) ; tension gaz $V(g)$, et courant de décharge I_d , dans (a) le cas d'une décharge de Townsend dans l'azote ; (b) le cas d'une décharge lumineuse dans l'hélium.....33

Figure I-20 . Variation spatiale de la densité d'ions et d'électrons et champ électrique modélisés au maximum de courant en décharge lumineuse d'hélium..... 34

Figure I-21: Flux de métastables et d'ions modélisés sur un des diélectriques durant une période en décharge de Townsend.....33

Figure II-1. Réacteur DBD pour la configuration plane –parallèles.....37

Liste des figures

Figure II-2. chaine de causalité liant le courant du générateur à la tension aux bornes du dispositif DBD que.....	38
Figure II-3 :Circuit équivalent de la cellule de décharge modélisée avant la décharge.....	39
Figure II-4. Cellule de décharge modélisée après la décharge.....	39
Figure III-1 . Modèle électrique sous matlab simulink d'un DBD.....	47
Figure III-2. Schéma détaillée de block du courant de décharge	48
Figure III-3. Figure III- 3:(a Evolution temporelle du courant de décharge et la tension appliquée) Courbes de Lissajous	48
Figure III-4. Evolution temporelle de la tension du gaz v_g ; la tension de diélectrique V_d pour $f=10\text{kHz}$ et $V_a=2\text{ kV}$	49
Figure III- 5 a),b),c) Evolution temporelle du courant de décharge et la tension Appliquée et d) ;e) ;g)Courbes de Lissajous. Pour les tensions 2,3 et 4kv	51
Figure III- 6. a),b),c) Evolution temporelle du courant de décharge et la tension Appliquée et e) ,f) ,g) Courbes de Lissajous. Pour $d=1, 2, 3\text{mm}$	52
Figure III- 7. (a, b),(c Evolution temporelle du courant de décharge et la tension appliquée et e) ;f) ;g) Courbes de Lissajous. Pour $\epsilon_d=4.5, 5$ et 7 f.m^{-1}	53

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-1 Ensemble des réactions induites par impact électronique	7
Tableau III-1 Conditions utilisées dans la simulation.....	36

Liste des Symboles

Liste des symboles

δ	: degré d'ionisation.
n	: Densité du plasma.
ne	: nombre d'électrons libres par unité de volume.
np	: nombre d'ions positifs par unité de volume.
N	: Nombre de neutres par unité de volume ;
λ	: Le libre parcours moyen
λ_D	: Longueur de Debye.
r_1, r_2	: Les rayons des particules en collisions
T_e	: Température des électrons
n_e	: Densité des électrons
k	: Constante de Boltzmann
w_p	: Oscillation plasma
$(p.d)$: Pression * distance inter électrodes
V_b	: La tension de claquage
γ_{se}	: Le coefficient d'émission d'électrons secondaires de la cathode
α	: Le premier coefficient de Townsend
η	: coefficient d'attachement
μ_e	: Mobilité des électrons
E_0	: Champ électrique extérieur
ϵ_0	: Permittivité du vide.
ϵ_g	: Permittivité relative du gaz
S	: Surface des électrodes ;
I_d	: Le courant de décharge
C_d	: La capacité des diélectriques solides
C_g	: La capacité de gaz
V_a	: La tension externe appliquée
V_g	: La tension de gaz
V_d	: Tension de diélectrique.
e	: Charge de l'électron.

Abréviations

Abréviations

DLPA : Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique

DBD : Décharge à barrière diélectrique.

DBDH : Les décharges homogènes contrôlées par barrières diélectriques

DTPA : Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique

INTRODUOCTION GENERALE

INTRORDUOCTION GENERALE

La physique des plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique représente la partie essentielle à l'étude d'une décharge à barrière diélectrique, elle est actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche; c'est un domaine en plein essor. Différents types de plasmas, présentant des caractéristiques très différentes, peuvent être générés à la pression atmosphérique en changeant simplement la forme de l'excitation électrique, la géométrie du réacteur ou celle des électrodes. A l'heure actuelle, les décharges à barrière diélectrique (DBD), les torches micro-ondes et les micro-décharges sont les plus étudiées à travers le monde.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont connues depuis plus d'un siècle, et les premières expériences avec ces décharges ont été rapportées par Siemens [1]. Le champ d'applications de ce procédé est très large: génération d'ozone, activation et traitement de surface, laser CO₂, excilampes (lampe à excimères), depuis une dizaine d'années dans les écrans plats à plasma, etc., et touche de nombreux domaines industriels : électronique, textile, emballage, automobile

Le terme de « décharge électrique » englobe l'ensemble des phénomènes physicochimiques qui permettent de transférer de l'énergie d'une source extérieure (électrique et/ou magnétique) vers un gaz pour le rendre conducteur

Le principe en est simple. Un isolant électrique solide est mis entre les électrodes, dans le passage du courant, de telle façon que la tension appliquée sur les électrodes se répartisse entre le diélectrique solide et le gaz. Ainsi, lorsque le gaz devient conducteur, l'isolant solide se charge, la tension à ses bornes augmente, celle appliquée sur le gaz diminue ce qui induit l'extinction de la décharge avant que le niveau d'ionisation du gaz soit suffisant pour induire le passage à l'arc.

Cependant, dans le régime normal de fonctionnement à la pression atmosphérique, la décharge est composée d'une multitude de micro-décharges s'établissant perpendiculairement aux électrodes indépendamment les unes des autres. Ce caractère luminescent nuit à l'homogénéité de la couche déposée. Cependant, en travaillant dans certaines conditions bien définies, il est possible d'obtenir des décharges homogènes mêmes à la pression atmosphérique. Dans notre cas ou le gaz principal est He

Une équipe de chercheurs japonais a en 1987, publié les résultats concernant un régime apparemment luminescent établi à la pression atmosphérique. Pour éviter une évolution rapide de la décharge en arc électrique, cette équipe a utilisé la configuration des décharges contrôlées par barrière diélectrique (DBD).

Le contenu de ce mémoire est réparti en trois chapitres organisés de la manière suivante :

Le premier chapitre traite en premier lieu, une généralité sur plasma avec les différentes zones de caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles. Puis nous avons montré les propriétés des décharges luminescentes à pression atmosphérique. En deuxième partie on donne l'historique de la DBD, sa définition, la caractérisation et nous avons terminé par les applications des DBD.

Dans le deuxième chapitre nous décrivons et développons les équations mathématiques qui lient les grandeurs interne et externes de la décharge à partir du modèle électrique équivalent.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats de la simulation de différents grandeurs électriques (tensions et courant de décharge) avec une interprétation en sens physique dans le cas d'une DBD dans l'hélium et nous donnons les effets de différentes grandeurs sur la décharge (la tension appliquée, la distance inter-électrodes et la permittivité relative).

Enfin nous terminerons ce travail avec une conclusion générale.

Chapitre I:

Généralités sur la Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)

I-1. Introduction

La physique des plasmas, est actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche, l'usage est de structurer les recherches en physique des plasmas en trois grandes communautés, ces trois communautés de recherches ont en commun un ensemble d'outils, de méthodes et de résultats constituant la physique des plasmas.

L'objectif de ce chapitre est d'introduire les notions nécessaires pour appréhender ce travail. Nous commencerons par décrire les paramètres physiques et électriques d'un plasma froid et leurs applications et les différentes réactions dans décharge à barrière diélectrique. Dans un deuxième temps, nous présenterons les différents régimes d'une décharge à barrière diélectrique à la pression atmosphérique entre deux électrodes planes et parallèles, dans la deuxième partie dans ce chapitre nous consentirons sur le principe de fonctionnement des DBD et les différentes configurations planes parallèles puis on passe à l'étude de différents modèles d'un DBD à la pression atmosphérique.

I-2. Plasma froid

I-2 -1 .Qu'est qu'un plasma froid ?

Le terme de plasma, introduit en physique en 1928 par le physicien Langmuir, désigne un gaz ionisé électriquement neutre. Le plasma peut être considéré comme étant un gaz partiellement ou totalement ionisé [1], est donc un ensemble de particules comportant des espèces chargées. Le plasma est un milieu composé de mélange d'atomes, de molécules neutres, d'ions positifs, d'électrons et pour certains gaz (les gaz *électronégatifs*) d'ions négatifs. [2]

Le plasma est le quatrième état de la matière formant 99% de l'univers. Il se trouve dans la nature dans les nébuleuses, dans le nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles (cœur de l'étoile siège de réactions de fusion nucléaires) et dans l'environnement terrestre.

Le plasma peut être créé artificiellement dans les laboratoires tels que les décharges plasmas électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion dans les tokamaks. [3]. L'apport énergétique nécessaire pour passer de l'état gazeux à l'état plasma peut provenir d'une source de chaleur, d'un champ électromagnétique très intense, d'un bombardement de particules ou encore d'un champ électrique de forte amplitude.

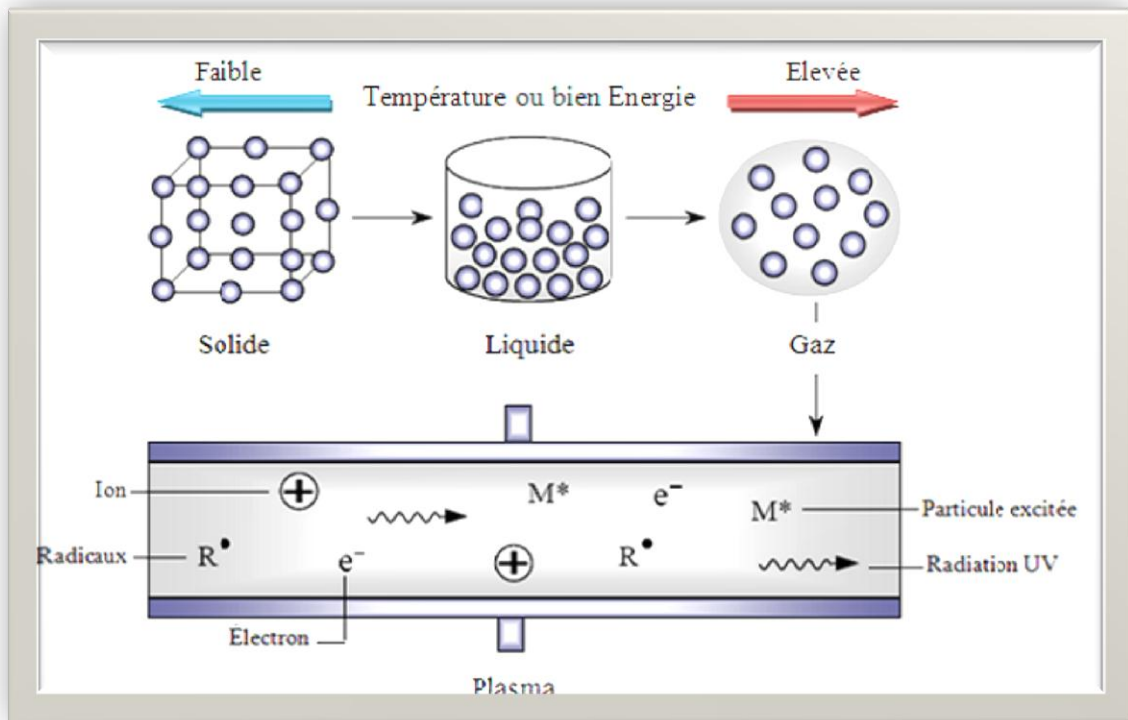


Figure I-1 : Schéma illustrant les quatre étapes de la formation de particules [4]

En réalité et par abus de langage, on désigne par le terme plasma tous les gaz ionisés quel que soit leur degré d'ionisation δ . Celui-ci varie dans des proportions très importantes suivant la nature du plasma considéré : de 10^{-4} pour des plasmas de décharge à faible intensité à 1 pour les plasmas, complètement ionisés, de fusion (plasma thermonucléaire, étoiles, etc.). Alors, on peut diviser les plasmas en deux catégories. La première concerne les plasmas « chauds », et nous consacrons dans ce travail à l'étude de plasma froide.[2]

Dans le cas hors équilibre thermodynamique : la température électronique T_e est très grande comparée à la température du gaz T_g . On parle alors de plasma froid. Dans ces conditions, le plasma est faiblement ionisé. Le degré d'ionisation (Eq I-1) reste inférieur à 10^{-4} . C'est ce type de plasma qui fait l'objet de ce mémoire .[5]

$$\delta = \frac{n}{n + N} \quad (I.1)$$

n : densité du plasma ($n \approx n_e \approx n_p$);

n_e : nombre d'électrons libres par unité de volume ;

n_p : nombre d'ions positifs par unité de volume ;

N : nombre de neutres par unité de volume ;

I-2 -2. Comment génère un plasma froid ?:

Deux types de technique permettent de générer un plasma froid à pression atmosphérique :

- **les techniques à faisceaux d'électrons** où les électrons sont créés puis accélérés sous vide. Ces électrons très énergétiques sont ensuite introduits dans le gaz à traiter après avoir traversé une fenêtre semi-conductrice. Dans ce gaz, qui est à pression atmosphérique, les électrons créent un plasma à mesure qu'ils provoquent des collisions avec les molécules de gaz.[6].
- **les techniques à décharge électrique** où les électrons sont directement créés et accélérés, à pression atmosphérique, dans le volume de gaz à traiter par l'application d'une haute tension entre deux électrodes. Ces électrons entrent en collision avec les molécules de gaz, [6] l'ionisation des molécules ou atomes est requise. L'ionisation se produit lorsqu'une molécule ou un atome gagne assez d'énergie d'une source extérieure d'excitation ou via une collision avec une autre particule.

Un gaz contient toujours initialement quelques électrons et ions qui sont formés, par exemple, du résultat d'une collision avec un rayon cosmique ou une radiation radioactive avec le gaz. Ces charges libres sont accélérées par le champ électrique et de nouvelles particules chargées peuvent ensuite être créées lorsqu'ils entrent en collision avec des atomes et des molécules dans le gaz ou avec les surfaces des électrodes. Cela mène à une avalanche de particules chargées qui sont éventuellement équilibrées par des pertes de charges, et un état plasma stationnaire se développe.[7]

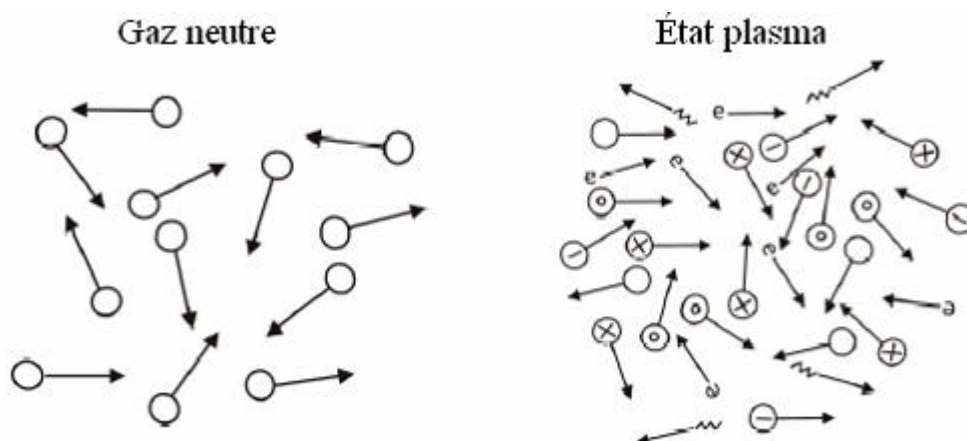


Figure I-2. Schéma de la différence entre un gaz neutre et plasma [7]

I-2 -3 . Description des réactions dans un plasma froid hors équilibre :

Le procédé de création de plasma est basé sur l'injection d'un gaz « plasma gène » dans une enceinte sous vide partiel ou à pression atmosphérique [8]. Les processus d'ionisation peuvent se produire quand par exemple les molécules d'un gaz sont soumises à une radiation à haute énergie, à un champ électrique ou à une haute énergie thermique. Les électrons libres sont alors accélérés, acquièrent de l'énergie et entrent en collision (élastique ou inélastique) avec des molécules ou des atomes. Les chocs inélastiques provoquent l'ionisation des molécules de gaz. Le gaz passe alors d'un état d'isolant électrique à un état de conducteur par production d'espèces libres chargées. L'apparition d'espèces ionisées et excitées initie un grand nombre de phénomènes réactionnels complexes (ionisation, dissociation, émission, recombinaison, neutralisation, désexcitation, attachement, ...).[1]

Il existe en réalité plusieurs types de collision :

I-2 -3-1. Collisions élastiques

Lors de ces collisions, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement sont conservées. Les particules lourdes échangent très facilement leur énergie par collision élastique alors que, lors de la collision d'un électron et d'une particule lourde, la fraction d'énergie est très faible. Un électron devra donc subir des milliers de collisions élastiques pour perdre son énergie.



I-2 -3-2. Collision inélastiques

La décharge électrique provoque des collisions, entre les électrons émis depuis la cathode vers l'anode et les espèces du gaz[3]. Toutes ces collisions inélastiques ont un seuil en énergie, les électrons doivent avoir une énergie supérieure à ce seuil pour donner lieu à la réaction. Après la collision, l'électron perd l'énergie seuil. Pour entretenir la décharge électrique et engendrent des processus primaires et secondaires d'excitation, de dissociation, d'ionisation et d'attachement. Les collisions inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réaction physico-chimique qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques de gaz [4]



A* : L'atome excité.

A) Les collisions avec transfert de charge

Où l'ion A^+ énergétique devient neutre A rapide, et le neutre B, initialement à la température du gaz, devient B^+ :



B) L'ionisation

Dans le cas des décharges RF basse pression, l'ionisation du gaz est due au processus d'interaction électron molécule. La collision entre un électron et une molécule donne un électron diffusé, un électron éjecté et un ion positif. Ces deux électrons sont accélérés par le champ électrique et donnent un nouveau processus.



C) L'Attachement

L'électron peut être saisi par une molécule pour donner un ion négatif. Ce processus se produit surtout lorsque le gaz est électronégatif.



D) Le détachement électronique : La collision d'un ion négatif avec un neutre donne deux neutres A et un électron émis.



E) La conversion ionique

L'impact d'ion sur une molécule conduit à la dissociation de cette molécule et l'apparition d'un nouveau type d'ion.

Sur le tableau suivant, nous avons regroupé un ensemble de réactions induites par impact électronique dans une collision inélastique [8] :

Tableau I-1 Ensemble des réactions induites par impact électronique.[8]

Nom de la collision électrique	Réaction
$A+e\rightarrow A^{*}+e^{-}\rightarrow e^{-}+A+h\nu$	excitation par impact électronique
$A+e\rightarrow A^{+}+2e^{-}$	ionisation par impact électronique
$AB+e\rightarrow e+A+B$	Dissociation par impact électronique
$AB+e\rightarrow A^{+}+B+2e^{-}$	ionisation dissociative
$A^{*}+e\rightarrow A^{+}+2e^{-}$	ionisation penning
$AB+e\rightarrow A^{-}+B$	Attachement dissociative
$A^{+}+B+e^{-}\rightarrow A+B$	Recombinaison
$e^{-}+A^{+}\rightarrow A^{*}+h\nu$	Recombinaison radiative
$e^{-}+A^{-}\rightarrow A+2e^{-}$	Détachement par impact électronique

Où A et B sont des espèces chimiques (particules neutres, atomes, molécules...).

I-2 -4. Paramètres physiques :

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants : Le libre parcours moyen, la longueur de Debye, la température du plasma, la densité et la distribution d'énergie des électrons.

I-2 -4-1. Libre parcours moyenne

Le libre parcours moyen (λ) est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) traverse entre deux collisions et, due à la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique. Il peut généralement être décrit par l'équation suivante :

$$\lambda = \frac{1}{\pi(r_1 + r_2)^2 \cdot N} \quad (\text{I-8})$$

Où r_1 , r_2 sont les rayons des particules en collisions; N est la densité du nombre de la particule (nombre de particules par unité de volume). C'est pourquoi les plasmas se font généralement à basse pression, en abaissant la pression, on diminue N , on a donc un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accéléré par le champ électrique entre les collisions et ainsi fournir un plus grand transfert d'énergie lors de la collision ce qui facilite l'ionisation et ainsi l'obtention d'un état plasma stable.[7]

I-2 -4-2. Degré d'ionisation :

Un paramètre intéressant pour caractériser un plasma est son degré d'ionisation noté δ . Il est défini par

$$\delta = \frac{n}{n + N} \quad (\text{I-9})$$

Le gaz est dit totalement ionisé lorsque le degré d'ionisation est égal à 1, faiblement ionisé pour de faibles valeurs de δ i.e. $\delta < 10^{-4}$. On peut donc classer les plasmas en deux grandes familles selon le degré d'ionisation, le critère choisi étant la nature des interactions dominantes. Pour les gaz fortement ionisés, les interactions dominantes se font entre les particules chargées. La fréquence de collisions électrons/électrons et électrons/ions est largement supérieures à celle des collisions électrons/neutres. Au contraire, les interactions des électrons avec les neutres sont largement dominantes pour des gaz à faible degré d'ionisation.[3]

I-2 -4-3. Longueur de Debye

La neutralité électrique des plasmas est seulement vraie de façon macroscopique. Le champ électrique de chaque particule interagit avec les charges électriques des particules avoisinantes. La distance après laquelle le potentiel d'une particule est « masquée » par les charges des particules autour est appelée la longueur de Debye. Cette longueur définit le volume (la sphère de Debye) dans laquelle la règle de neutralité peut être violée. Ce paramètre peut être généralement approximé par l'équation suivante [7]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \quad p d = p \frac{1}{w_p} 10^{-10} \quad (\text{I-10})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, e est la charge de l'électron, k est la constante de Boltzmann, T_e est la température des électrons, et n_e est la densité des électrons (nombre d'électrons par unité de volume).[7] Un gaz ionisé sera considéré un plasma si et seulement si sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma et si le nombre de particules dans la sphère de Debye est plus grand que l'unité. Typiquement, la longueur de Debye d'un plasma à basse pression ($\sim 300\text{mTorr}$) est autour de 1 mm et le nombre d'électrons dans la sphère de Debye se trouve autour de 10^4 - 10^7 électrons

I-2 -4-4. Températures électronique et ionique

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors équilibre thermodynamique. Les énergies des électrons, ions et molécules excitées étant différentes, il n'existe pas de température thermodynamique pour le plasma comme on peut la définir pour un gaz neutre. La valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit cependant une loi de distribution statistique qui peut être de type Maxwell-Boltzmann [9] et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation :

$$E_c = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot m \cdot v^2 = \left(\frac{3}{2}\right) \cdot k_B \cdot T \quad (\text{I-11})$$

Où E_c est l'énergie cinétique, m la masse de la particule, V la vitesse quadratique moyenne, T la température en Kelvin et k_B la constante de Boltzmann.

On définit ainsi trois températures :

T_e : pour les électrons ;

T_i : pour les ions ;

T_n : pour les espèces neutres.

Les masses des ions et des molécules étant proches, leurs températures sont voisines et de l'ordre de la température ambiante. Par contre la température électronique est beaucoup plus élevée.[3]

I-2 -4-5.Oscillations plasma

Supposons un plasma quasi-neutre. Si le nuage électronique est déplacé de sa position d'équilibre, un champ électrique tendant à annuler la densité de charge résultante est alors créé. Les électrons sont alors soumis à une force de rappel (qui s'apparente à la force de rappel exercée par un ressort sur une masse) et sont accélérés vers leur position initiale. Ils se mettent ainsi à osciller autour de leur position d'équilibre. La fréquence de ces oscillations, appelées oscillation plasma, est notée ω_p et est définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{I-12})$$

Où e est la charge élémentaire d'un électron

De plus, ayant défini la fréquence d'oscillation plasma, on peut définir un temps caractéristique t_p du plasma en posant

$$t_p = \frac{1}{\omega_p} \quad (\text{I-13})$$

Ce temps caractéristique est généralement le plus rapide que l'on peut rencontrer dans les problèmes de physique des plasmas.[3]

I-3. Spécificité a la pression atmosphérique

Le mécanisme de rupture d'un gaz non excité dépend de la valeur du produit pression x distance inter électrodes ($p.d$). Ainsi pour des valeurs du produit $p.d$ inférieures à quelques dizaines de Torr.cm, le claquage est habituellement de type Townsend ce qui conduit à une décharge homogène de grand rayon [10]. Pour des valeurs du produit $p.d$ plus élevées, le claquage est normalement de type streamer ce qui conduit à une décharge de faible rayon très énergétique et non homogène [2]

I-3-1 : Loi de Paschen

L'expérience montre que, lorsque une différence de potentiel Δv est appliquée entre deux plateaux conducteurs et parallèles distants de d et séparés par un gaz à pression p , un claquage se produit si Δv dépasse une certaine valeur seuil v_d appelée tension disruptive

Dans la plupart des gaz, on constate que le potentiel disruptif dépend de la masse de gaz contenue dans le volume séparant les deux plateaux divisée par la surface commune aux deux plateaux [11]

Pour allumer un plasma, la tension de claquage v_b pour le gaz doit être dépassée. Cette tension dépend de l'espacement entre les électrodes d et de la pression et est décrite par la loi de Paschen.

$$V_b = \frac{B(p d)}{\ln[A(p d)] - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_{se}}\right)\right]} \quad (\text{I-14})$$

Où A et B sont des constantes expérimentales et γ_{se} est le coefficient d'émission d'électrons secondaires de la cathode [7]

Cette loi est habituellement représentée par la courbe caractéristique $v = f(p \cdot d)$, où p est la pression du gaz et d la distance inter-électrodes et dépend de la nature du gaz introduit. (Figure I.3), sont représentées les courbes de Paschen obtenues respectivement dans le cas de l'air et de l'hélium ainsi que celles obtenues dans le cas d'autres gaz. [6]

Pour un gaz à pression atmosphérique ($p = 1,013.105 \text{ Pa}$), les courbes de Paschen passent par un minimum pour une distance inter-électrodes d'environ $10 \mu\text{m}$ ($p \cdot d = 0,5$ à 5 environ) Cela signifie que, pour la production de décharges à pression atmosphérique dans des conditions d'utilisation usuelles ($d \geq 1\text{mm}$), la tension de claquage est une fonction croissante de la distance inter électrode. [6]

Dans le cas de l'air, Pour très petite valeur de $p \cdot d$, la tension disruptive augmente quand $p \cdot d$ diminue. La pente est très forte et correspond au fait que le vide est un isolant parfait. Pour les valeurs plus importantes du produit $p \cdot d$ le potentiel augmente lentement quand le produit $p \cdot d$ augmente [11]

Pour les valeurs de pd supérieures à 1, on a une bonne approximation de v_d par la relation $V_d = 32000 p \cdot d$ avec P en baren centimètre et V_d en volt, d'où $V_d = 30$ kv pour $d = 1$ cm [11]

Lorsqu'on mesure le potentiel dans les gaz rares (argon, néon, hélium) pris à l'état pur, on obtient des valeurs cent fois plus faibles que dans l'air. [11]

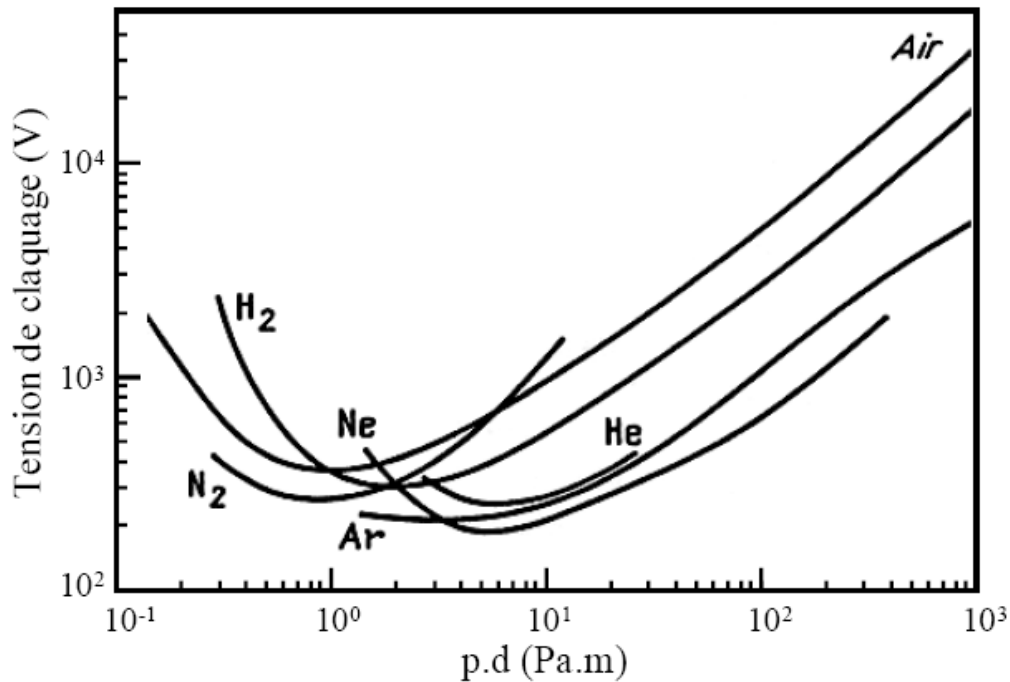


Figure I-3: Tension de claquage pour différents gaz en fonction du produit pd [6]

D'après les courbes de Paschen, on peut distinguer grossièrement deux types de décharge : les décharges à faible et à forte valeur pd , appelées par abus de langage décharges à basse et à haute pression. Bien que très sommaire, ce mode de classification permet de décrire les principaux mécanismes intervenant dans l'initiation et le maintien de la décharge, ainsi que les modes de fonctionnement les plus courants. [7]

I-3-2. Décharge à basse pression (DC)

Les premiers travaux sur les mécanismes d'initiation de décharge ont été menés par Townsend aux débuts des années 30. Le dispositif étudié est celui représenté sur la Figure (I-4) et reste à ce jour un des dispositifs de référence le plus étudié. Deux électrodes métalliques sont séparées par une distance $d = 50$ cm. Elles sont soumises à une tension continue V et placées dans un tube rempli de néon sous un torr ($1 \text{ Torr} \approx 1,3 \times 10^{-3} \text{ atm}$). Ces deux électrodes sont reliées à un circuit composé d'un générateur de tension continue et d'une résistance variable.

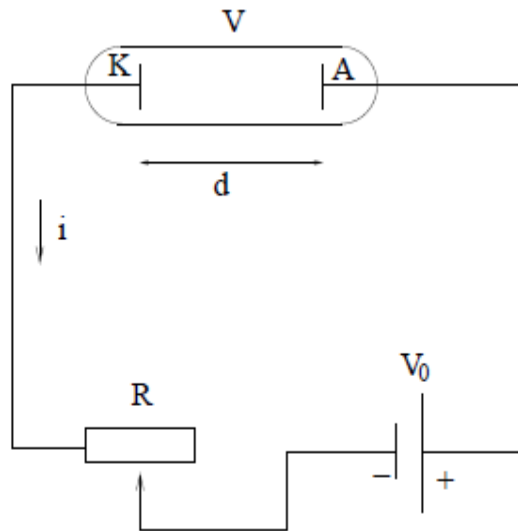


Figure I-4: dispositif d'étude de Townsend

I-3-2-1. Description macroscopique d'une décharge continue : mécanisme d'avalanche électronique

Le claquage visible à l'œil nu par la décharge produite correspond au moment où le potentiel dépasse la valeur seuil nécessaire à l'initiation de la décharge. Les électrons libres présents naturellement dans le gaz sont alors accélérés et chauffés par le champ électrique. Lorsque l'énergie cinétique acquise par un électron sur un lpm est supérieure à l'énergie d'ionisation d'un neutre, il peut par collision, ioniser une molécule du gaz et donner naissance à un ion positif et à un nouvel électron. Cet électrons est à son tour chauffé et accéléré par le champ, et va ainsi ioniser les molécules du gaz : c'est le phénomène d'avalanche. Ce phénomène tend à s'opposer aux réactions de recombinaison et d'attachement dans le cas de gaz électronégatifs. L'avalanche est la première phase de développement d'un plasma.[2]

I-3-2-2. Propriétés de la décharge

L'étude de ces décharges hors -équilibre a pour objective de mieux comprendre les phénomènes de base pour mieux connaître les propriétés électrique du plasma.

Un gaz soumis à une décharge de laboratoire, 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 V_{alim} (qui possède une résistance interne réglable R_{alim}), 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 . Nous considérons le cas où

les électrodes sont des plaques métalliques parallèles ; ainsi, nous obtenons le système complet « alimentation-décharge » illustré à la figure (I-4). Nous mesurons, la tension entre les électrodes V_g et le courant circulant dans le gaz I_{dech} . La décharge formée dans le gaz peut se présenter sur trois formes, au fur et à mesure qu' I_{dech} augmente : décharge obscure, décharge luminescente et décharge d'arc. Ces formes correspondent à trois zones différentes dans la caractéristique tension-courant du gaz (V_{dech} vs I_{dech}), et elles sont atteintes avec le système de la figure (I-5). Chaque zone peut être encore subdivisée en sous-régimes.

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 Figure (I-5). Cette caractéristique pour des électrodes planes, parallèles, de diamètre très grand par rapport à la distance qui les sépare et entièrement dans un gaz, a la forme typique représentée par la figure (I-5). Cette figure peut être décomposée en plusieurs segments correspondant à différents régimes de décharge.

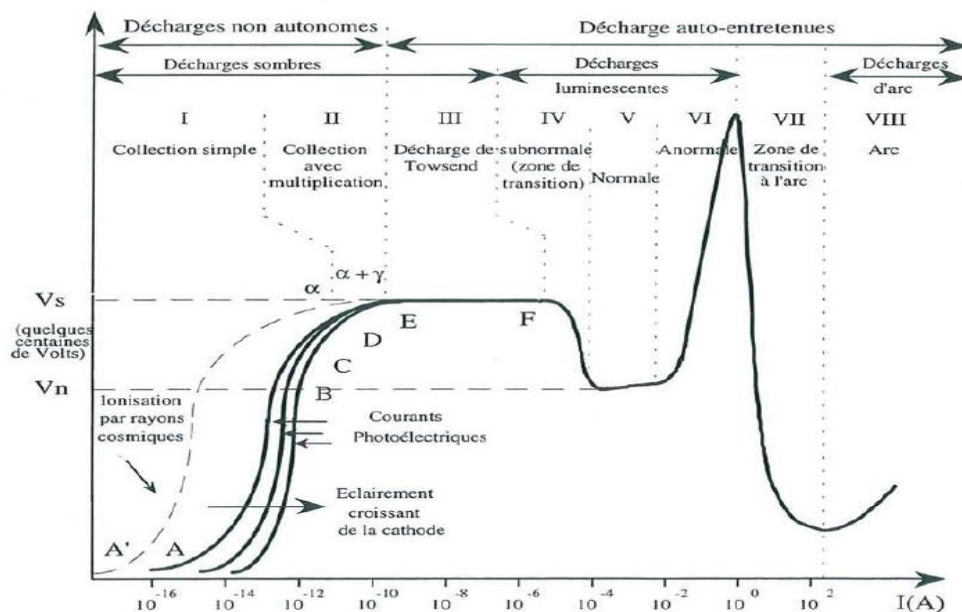


Figure I-5. Caractéristique schématique courant-tension d'une décharge basse pression à courant continu

A. Décharge obscure : il est passé à deux régimes :

➤ **Régime de non autonome :**

Les zones I et II correspondent aux décharges non autonomes. La décharge ne peut être entretenue que sous l'effet d'une source extérieure (effet photoélectrique ou thermoélectrique sur la cathode, rayonnement ...). Si cette source est coupée, la décharge s'éteint. Sous l'effet d'une

tension inférieure au seuil V_s , un faible courant électrique (inférieur à 10^{-10} A) circule dans le circuit.[12]

➤ **Régime de Townsend :**

La décharge devient auto-entretenu une fois la tension de claquage atteinte. Le premier régime auto-entretenu est appelé régime de Townsend. Ce régime produit un faible courant. En volume, la densité de charges est majoritairement ionique car les ions sont moins mobiles que les électrons. Néanmoins cette densité n'est pas suffisante pour déformer le champ électrique appliqué. Ce champ électrique est constant et égal à V/d (V étant la différence de potentiel entre les électrodes et d la distance inter électrode). Cette tension reste constante avec l'augmentation du courant dans la limite de la zone III. [13] Les espèces chargées peuvent alors se multiplier suivant deux processus :

Les électrons accélérés par le champ électrique vont créer par collision avec les particules neutres de paires électrons-ions (émission primaire)(voir figure I-6). Ce phénomène de multiplication électronique est caractérisé par le premier coefficient de Townsend α [12]

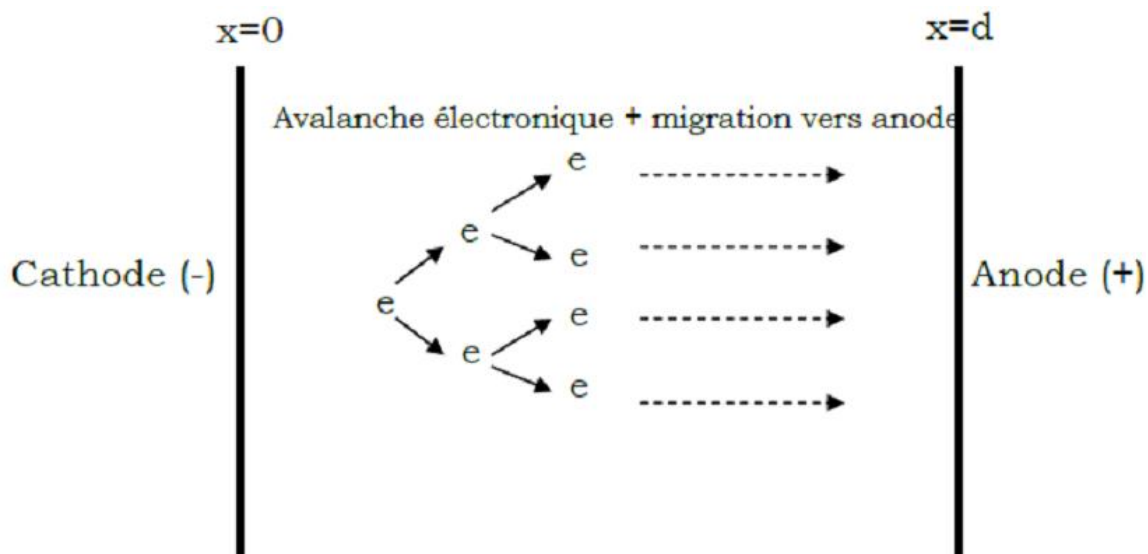


Figure I.6 Schéma d'une avalanche électronique [14]

Les particules bombardant la cathode en suffisamment d'énergie pour provoquer l'extraction d'un nouveau électron (émission secondaire)(figure I-7) ; caractérisée par le second coefficient de Townsend γ . Le coefficient γ représente la probabilité pour qu'un ion frappant la cathode émette un électron. Il dépend de plusieurs facteurs comme la nature des ions, de la surface de la

cathode, de son état de surface, de l'énergie de ions...[12] ,En tenant compte de ce processus, l'amplification du courant peut s'écrire

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

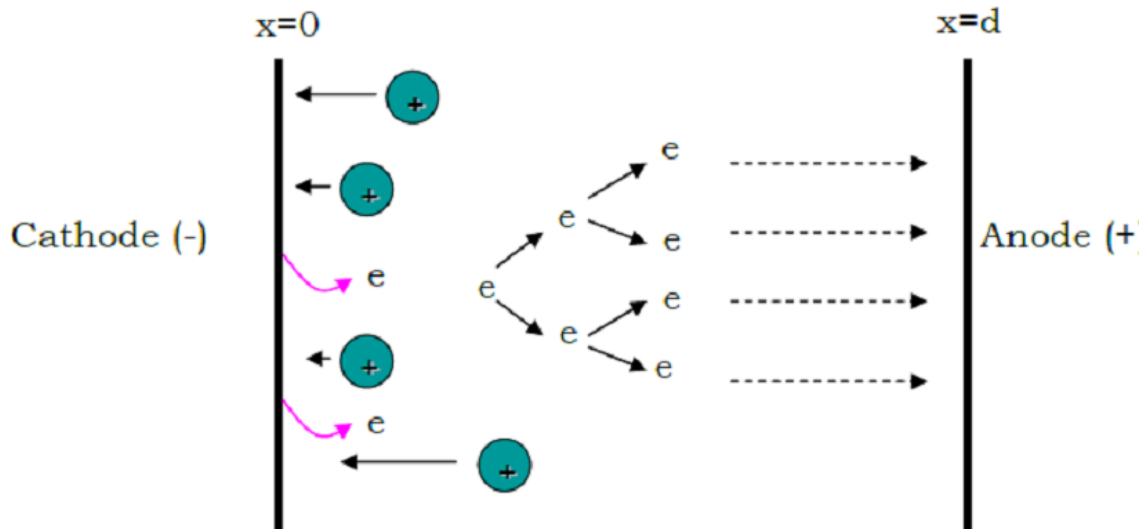


Figure I-7 Schéma de claquage de type Townsend[14]

La décharge devient autonome lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad [12]$$

B. Décharge luminescente :

➤ Régime luminescente subnormale :

La zone IV correspond aux décharges subnormales. L'ionisation du gaz devient efficace grâce à l'importance croissante de la charge d'espace. Le champ électrique se confine dans la région cathodique et la tension nécessaire à l'auto-entretien de la décharge diminue [12]

➤ Décharge luminescente normale

La zone V constitue les décharges luminescentes normales. La tension de décharge est quasi constante lorsque le courant augmente. Le phénomène provient de l'augmentation de la surface de la cathode participant à la décharge.[12]

➤ Décharge luminescente anormale

Ensuite, dans la région VI (décharge luminescente « anormale ») toute la surface de cathode est utilisée et le courant ne peut augmenter que si la densité de courant augmente, ce qui ne peut se faire, à partir du régime normal, que par une augmentation de tension (le régime normal est le

régime où la distribution du champ à une forme optimale vis à vis de l'ionisation, i.e. qui permet de satisfaire la condition d'auto-entretien à tension minimale). En effet, l'augmentation de la densité de courant entraîne une augmentation de la densité d'ions dans la gaine, d'où une diminution de l'épaisseur de gaine. Cette configuration (gaine plus courte qu'en régime normal) est moins efficace pour l'ionisation, et il faut augmenter la tension pour retrouver la condition d'auto-entretien d'où la croissance de la tension avec le courant dans ce régime.[13]

C. Décharge d'arc

Les zones VII et VIII correspondent aux régimes de décharges d'arc. Ces régimes sont caractérisés par l'apparition d'effets thermiques importants: le gaz et les électrodes sont fortement chauffés. Les électrons sont principalement émis par effet thermo-ionique. La tension nécessaire à l'entretien de la décharge devient très basse (quelques dizaines de Volts).[13]

I-3-2-3. Description d'une décharge luminescente

Lorsque la décharge est établie, l'espace inter électrodes se caractérise par l'apparition de différentes zones lumineuses figure (I-8), 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 :

➤ 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. [15].

➤ 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.

➤ 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. 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.

➤ 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.[3]

➤ La zone anodique :

L'anode étant un collecteur d'électrons, elle comprend la zone de charge d'espace négative avec un champ électrique plus important que la colonne positive.

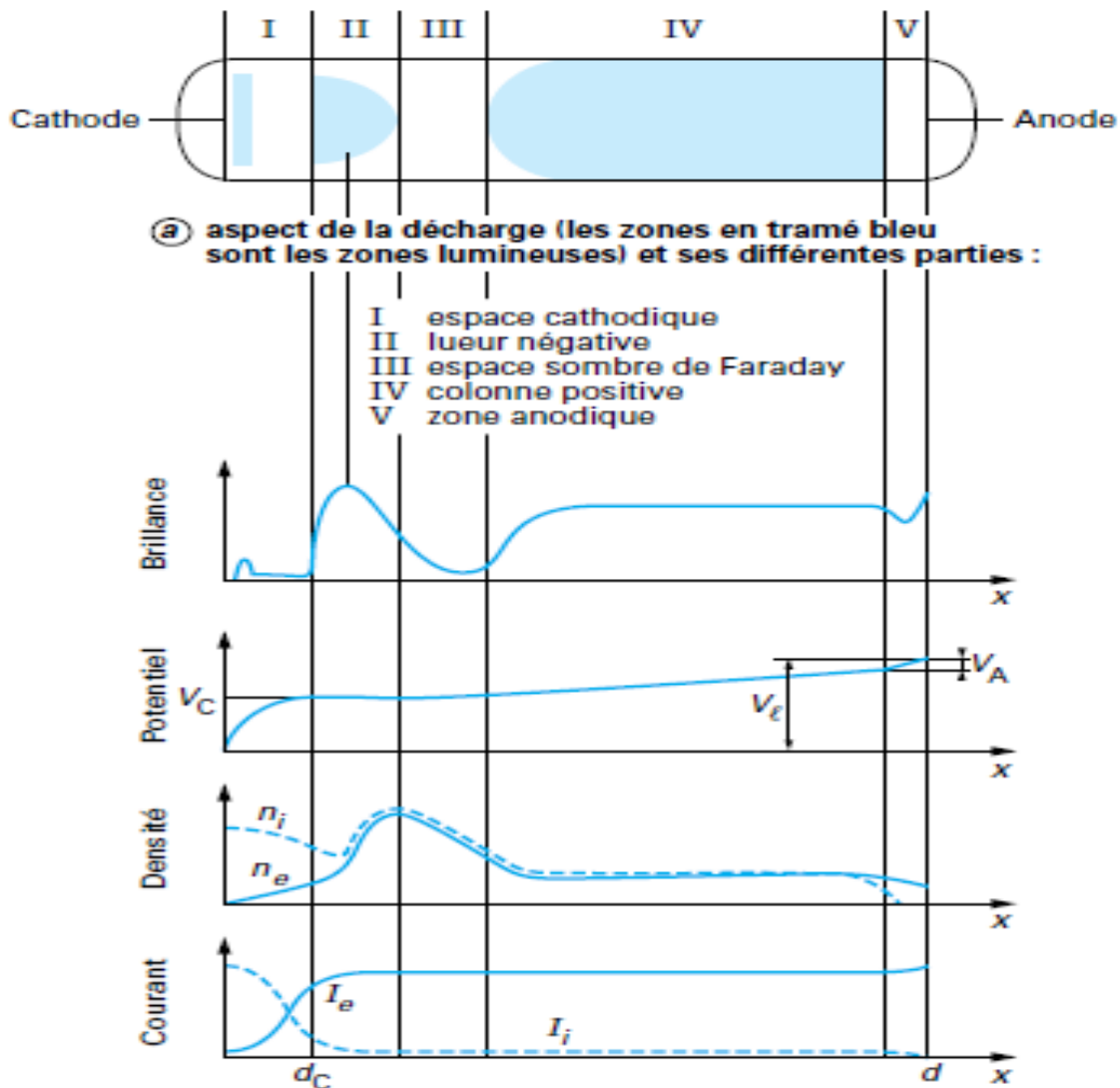


Figure I-8: Représentation schématique des différentes zones pouvant exister dans l'espace inter électrodes [12].

I-3-3. Décharge à Barrière diélectrique

Les décharges à barrières diélectriques sont connues depuis plus d'un siècle; elle a été introduite par Siemens en 1857 pour la génération d'ozone [16]. Encore aujourd'hui, la génération d'ozone par une DBD en atmosphère d'air est l'application principale de ce type de plasma à travers le monde utilisé surtout pour le traitement de l'eau. [7]

Une DBD est une source de plasma froid hors d'équilibre, cette terme regroupe toutes les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant (diélectrique solide). Les matériaux couramment utilisés comme barrière diélectrique sont le verre, le quartz, l'alumine, des couches de polymères et certaines céramiques particulières ; 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.

Des configurations planes et parallèles en volume sont représentées à la Figure (I-9)

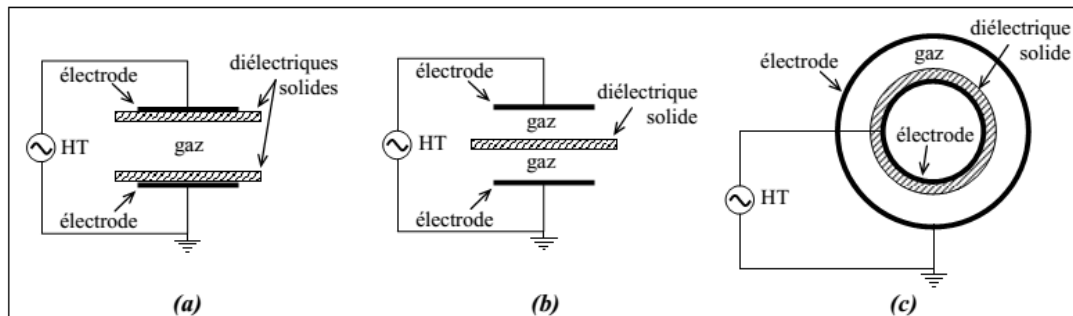


Figure I-9: Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD)[8]

Les configurations co-planaires 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-9 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. [2]

I-3-3-1. Principe de fonctionnement d'une DBD

Un gaz à l'état naturel est isolant mais peut devenir conducteur s'il est soumis à un champ électrique suffisant. Le passage de l'état isolant à l'état conducteur est une décharge électrique.[13]. Pour transporter un courant autre que capacitif dans l'espace de la décharge, le champ électrique se doit d'être assez intense pour causer l'effondrement du gaz. Or, comme on a pu le voir plus tôt, pour des valeurs élevées de pression (et de distance inter-électrodes), l'augmentation du courant entre deux électrodes métalliques entraîne généralement le passage vers un régime d'arc [17] par plusieurs étapes.

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-10 .a). Cette micro-décharge peut être représentée par le schéma équivalent de la Figure (I-10 .d) Le diélectrique en vis-à-vis de la micro-décharge se comporte comme l'isolant d'un condensateur, C_d , 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_d celle sur le diélectrique.

Si l'augmentation de cette tension (V_d) 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. Le diélectrique agit donc comme un ballast qui, dans le cas idéal, ne consomme aucune énergie. Il étant un isolant sa constante diélectrique et son épaisseur, en combinaison avec la dérivée dans le temps de la tension appliquée, dV/dt , détermine la quantité de courant qui peut passer à travers le diélectrique. Il ne laisse pas passer le courant DC et les décharges DBD sont nécessairement pulsées et requièrent donc l'utilisation de tension alternative pour fonctionner [18]

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-10.b). Au changement de polarité (Figure I-10.c), les charges précédemment déposées sur le diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ plus faible que lors de la première alternance : $V_g = V_a - V_d$ (avec V_a et V_d de signes contraires lors du changement de polarité).

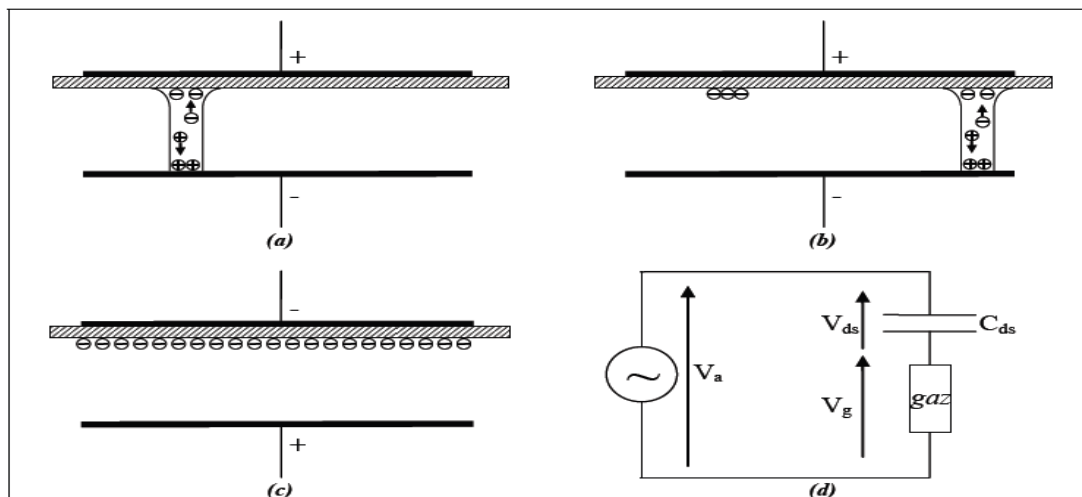


Figure I-10 : Principe de fonctionnement d'une DBD [2]

- Etablissement d'une première micro-décharge
- Extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle
- Changement de la polarité appliquée sur les électrodes
- Schéma électrique équivalent d'une micro-décharge

I-3-3-2. Applications des DBD

Les applications industrielles ou applications potentielles des DBD sont nombreuses [19] : production d’ozone, dépollution, destruction des composés organiques volatiles (COV), destruction des gaz d’échappement, traitement de surface (changement des propriétés de surface d’un matériau, ou dépôt de couches minces), stérilisation et désinfection, source de rayonnement, lampes UV sans mercure, écrans à plasma.[12]

A. Traitement de surface :

Les plasmas froids présentent un fort potentiel pour les traitements de surface, les espèces énergétiques créées par le plasma (photons, ions, molécules ou atomes excités) peuvent réagir avec les surfaces et être utilisées pour déposer des couches minces (couches barrières, couches à propriété optique...) ou modifier les propriétés de la surface (mouillabilité, perméabilité,...).[13], elles n’en n’ont pas suffisamment pour pénétrer dans le matériau au-delà de quelques dizaines de nm. De plus, ces mêmes espèces ainsi que les radicaux peuvent réagir avec les atomes de la surface modifiant ainsi la composition chimique de la surface du matériau. Lorsque le gaz contient du silicium ou du carbone, ces atomes peuvent se déposer et conduire à la formation d’une couche. Au contraire, les réactions de surface peuvent également conduire à la formation de groupements volatiles comme CO_x , H_2 , SiF_x et ainsi enlever de la matière au matériau initial. Ainsi, sous le terme générique traitement de surface, on regroupe : l’activation de surface, les dépôts de couches minces, la gravure ou le nettoyage, et la stérilisation.[2]

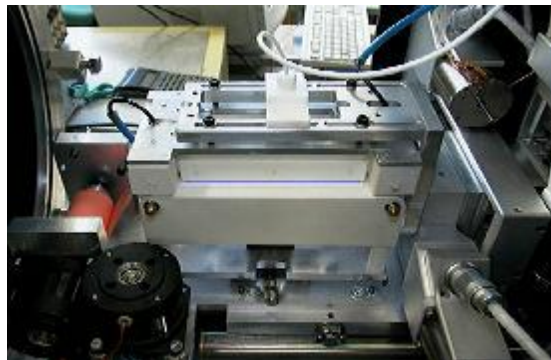


Figure I-11 : Cellule de décharge DBD en continu pour le traitement de matériaux. Dispositif réalisé par l’équipe MPP du laboratoire LAPLACE [13]

B. Production d'ozone

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone « O₃ » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air ($\sim 4N_2 + O_2$) de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N₂ » (moléculaire à son état fondamental). La figure (I-12) Présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone [3].

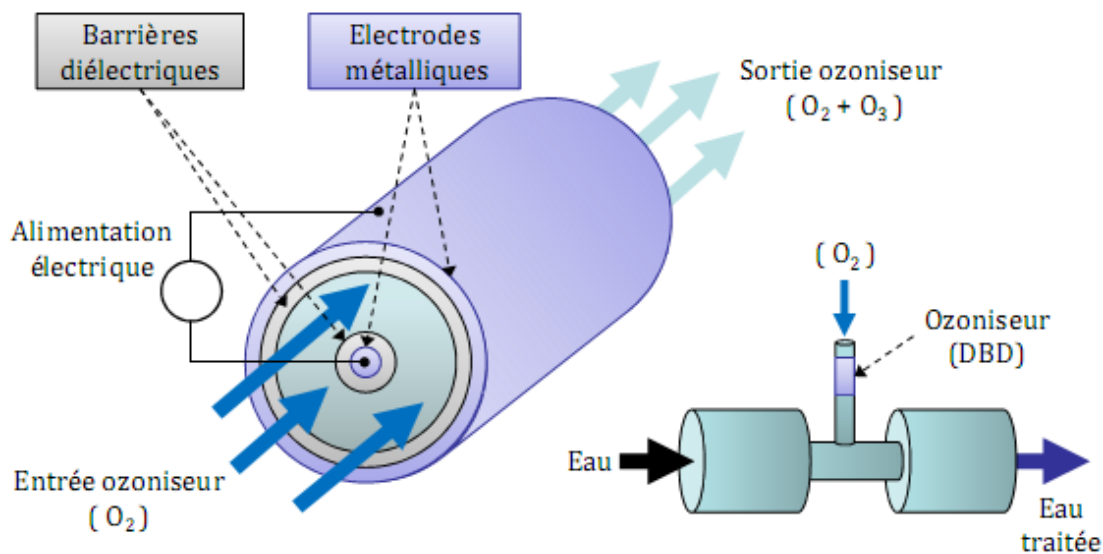
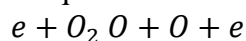
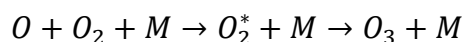


Figure I-12 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [3]

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



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



Ci-dessus, nous montrons seulement la réaction initialement désirée ; toutefois, dans la décharge il y a une multitude de réactions ; quelque unes contribuent à une génération supplémentaire d'ozone, tandis que d'autres sont indésirables, car elles provoquent la destruction de l'ozone ou simplement un surplus de consommation de puissance. [20].

C. Source de rayonnement

Les DBD sont également utilisées comme source de rayonnement. Les propriétés radiatives des DBD, notamment pour la production de photons énergétiques ultra-violet, sont utilisées

dans la photolithographie, pour l'éclairage et depuis quelques années pour le traitement médical. L'énergie des photons UV est suffisante pour inactiver ou détruire les microorganismes. Les photons UV peuvent, suivant l'application, être transformés en photons visibles grâce à la présence de phosphores disposés sur les parois (lampe plane, panneau à plasma PAP). Les décharges à barrières diélectriques sont également utilisées comme source de photons. Trois secteurs importants peuvent être distingués : les lampes à décharge, les panneaux à Plasma et les lasers à gaz. [13]

Dans les gaz rares ou dans les mélanges gaz rare-halogène, des lampes à excimères efficaces sont réalisées. Les réactions à trois corps sont nécessaires pour produire des dimères excités et l'utilisation de la pression atmosphérique est favorable à ce type de réactions. Le schéma d'une lampe à excimère est représenté sur la figure (I.13). Ces lampes ont de nombreuses applications : dépôt photo-induit de matériaux, photo-polymérisation de peintures spéciales, modification de surface, etc.. Le rayonnement VUV généré par les excimères peut être aussi utilisé dans les lampes fluorescentes. A l'aide de luminophores, le rayonnement VUV est transformé en rayonnement visible. Il est ainsi possible de produire des lampes fluorescentes sans mercure, ce qui présente un avantage évident pour l'environnement [21].

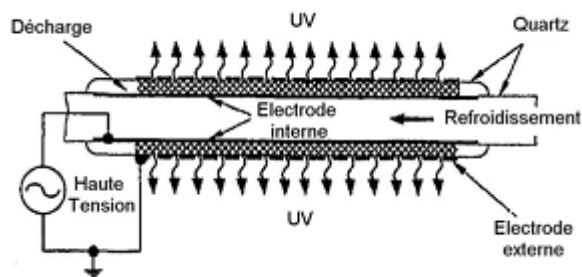


Figure I-13. Schéma de principe d'une lampe à excimère cylindrique[21]

Les décharges à barrières diélectriques sont également utilisées pour pomper les lasers CO₂ de forte puissance. Ces lasers permettent de générer un rayonnement infrarouge cohérent très puissant. Ils trouvent leur application dans la soudure et la découpe rapide de matériaux métalliques ou autres [21].

Les écrans à plasma sont un autre exemple d'utilisation des DBD comme source de photons, avec un succès industriel certain dans les années 2000, malgré la concurrence active des écrans LCD. Les conditions de fonctionnement des DBD dans les écrans à plasma sont cependant différentes de celles de la plupart des autres applications industrielles. En effet, dans les écrans à plasma, les dimensions des cellules de décharge sont de l'ordre de la centaine ou de quelques

centaines de micromètres, pour des pressions d'environ 500 torr dans un mélange de gaz rares, et, dans ces conditions, le produit pression-distance est relativement faible et le régime de fonctionnement est du type décharge luminescente. De plus la géométrie des électrodes permet de localiser les décharges de façon précise. Ainsi, les décharges successives sont parfaitement contrôlées et se produisent de façon parfaitement identique à chaque alternance de la tension d'entretien, contrairement à toutes les autres applications des DBD. Ces décharges ont été longtemps étudiées dans le groupe GREPHE du laboratoire LAPLACE (ex-CPAT), en collaboration avec la société Thomson Plasma, à la fois d'un point de vue expérimental et par la modélisation.[13]

D. Stérilisation

Un plasma froid peut également être utilisé afin de décontaminer un matériau ou un aliment l'utilisation d'un plasma froid est intéressante par rapport aux méthodes traditionnelles dans le cas où le matériau à traiter ne supporte pas une température trop élevée ou un traitement chimique. Les espèces actives utilisées pour la stérilisation sont principalement les photons UV émis par le plasma qui peuvent pénétrer profondément dans le matériau et les radicaux qui réagissent avec la surface [34].

I-4. Régimes de décharge a barrière diélectrique

I-4-1. Décharge filamentaire

Le mécanisme de rupture d'un gaz est dépendant de la valeur du produit «pression*distance inter-électrodes » (pd). pour des valeurs plus élevées supérieures à quelques de Torr.cm, le claquage normalement observé est de type " filamentaire " (aussi appelé streamer) .

A pression atmosphérique, les streamers se propagent en quelques dizaines de nanosecondes. Un streamer est une charge d'espace qui se propage de proche en proche, c'est une onde d'ionisation. De telles ondes ont aussi été étudiées pour des pressions de quelques dizaines de millibars [22].

Le mécanisme à l'origine de l'apparition d'un streamer est une avalanche de Townsend appelé avalanche primaire. Deux cas se présentent : soit le streamer se développe en direction de la cathode et on parlera de streamer positif, soit en direction de l'anode et dans ce cas, on parlera de streamer négatif [2]

I-4-1-1. Théorie du streamer :

A. Avalanche primaire :

Le phénomène de claquage dans un gaz à pression atmosphérique débute par le processus de création d'une avalanche électronique primaire. L'avalanche électronique est initiée par un électron unique appelé électron germe (seed electron). Cet électron est présent à l'origine dans l'intervalle gazeux du fait des rayons cosmiques ou bien de la radioactivité naturelle des matériaux. Comme dans les décharges basse pression, la présence de cet ou de ces électrons germes est indispensable à la formation du plasma. Lorsqu'il est soumis à un champ électrique, l'électron est attiré vers l'anode et se trouve accéléré sur une distance correspondant au libre parcours moyen. Il va ainsi acquérir assez d'énergie cinétique (dans le cas où le champ appliqué est supérieur au champ de claquage) pour ioniser les molécules du gaz. Chaque collision électronique entraînant l'ionisation va ainsi fournir un électron libre supplémentaire qui à son tour participera à l'ionisation du gaz. Le nombre d'électrons N_e dans l'avalanche dépendra de N_0 le nombre d'électrons initial (à $x=0$), de α le coefficient d'ionisation et de η le coefficient d'attachement dans le cas d'un gaz électronégatif. Le nombre d'électrons créés après une distance x parcourue le long de l'axe de propagation du champ électrique sera égal à :

$$N = e(\alpha - \eta)x$$

α : coefficient d'ionisation – nombre moyen paires électron/ion créées par impact électronique sur les neutres par unité de longueur (cm^{-1}) [23]

η : coefficient d'attachement α de Townsend – nombre moyen d'électrons perdus par attachement sur les molécules du gaz par unité de longueur (cm^{-1})

Les électrons ayant une masse très inférieure à celle des ions créés lors de l'avalanche électronique, vont donc dériver beaucoup plus vite sous l'effet du champ extérieur. Les charges positives et négatives vont par conséquent se séparer Figure(I-14) , créant un champ induit opposé au champ extérieur.. On va donc très rapidement avoir une séparation des charges entre les électrons situés en tête d'avalanche et les ions positifs qui restent dans leur sillage. [6]

Les électrons en tête d'avalanche vont dériver vers l'anode avec une vitesse de dérive égale à $V_d = \mu_e E_0$ avec μ_e : mobilité des électrons et E_0 : champ électrique extérieur. Les électrons vont également diffuser radialement et augmenter le diamètre de la tête d'avalanche. Dans le cas de l'air, on a typiquement une densité électronique de 10^{11} cm^{-3} en tête d'avalanche pour un diamètre de l'ordre de $10^{-2} - 10^{-1} \text{ cm}$. Du fait du non-respect de la condition de neutralité, une avalanche électronique primaire n'est pas un plasma. La séparation de charge appelée charge

d'espace va induire un champ électrique colinéaire au champ électrique primaire appliqué entre les deux électrodes, ce qui va entraîner une distorsion de celui-ci. Au-devant de la tête d'avalanche, le champ électrique externe et le champ électrique créé par la charge d'espace vont se renforcer. Par contre, entre les deux centres de charge, le champ externe et le champ de la charge d'espace vont être de direction opposée. Le champ résultant dans cette région sera donc plus faible.[23]

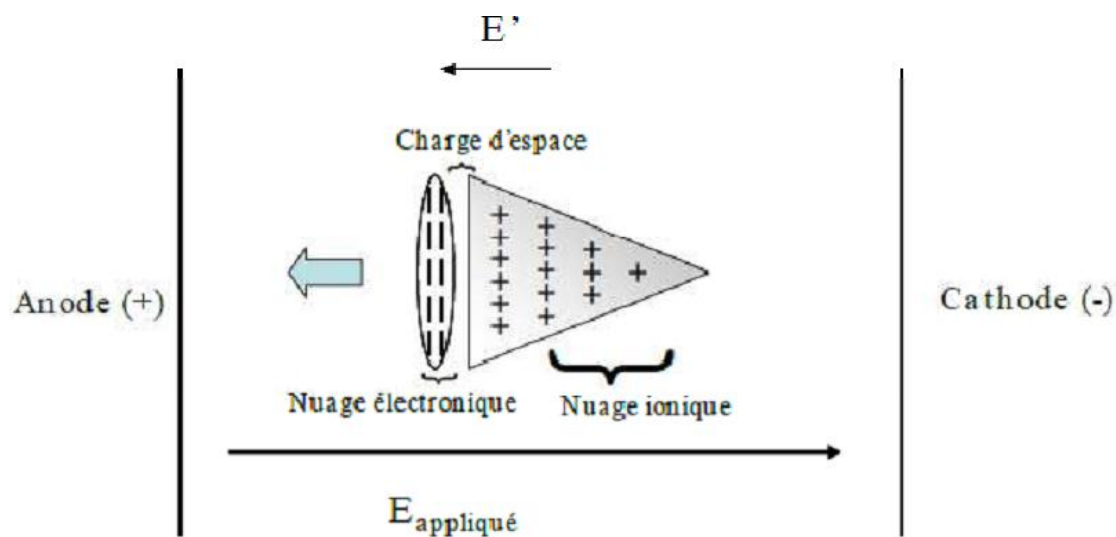


Figure I-14: mécanisme de type streamer avalanche primaire : création d'une charge[14]

B. transition avalanche-streamer

Au processus d'ionisation par collisions électrons-ions s'ajoute un processus de photo-ionisation qui engendre des avalanches secondaires. Lors de cette étape, il est possible de distinguer deux types de streamer : le streamer négatif et le streamer positif [10]

Pour que l'avalanche primaire puisse se transformer en streamer, elle doit avoir acquis une amplification suffisamment élevée. Cette condition est atteinte lorsque l'avalanche primaire a généré 10^8 électrons. Cela équivaut à ce que le champ induit par le dipôle soit l'équivalent du champ appliqué. Ce critère est appelé « critère de Meek » [24].

➤ Streamer positive :

Lorsque l'avalanche primaire rejoint l'anode, au moment où son amplification est maximum et où la zone faiblement ionisée se crée, le _streamer_ va se former. Il va ensuite se propager et croître de l'anode vers la cathode. Cette croissance est causée par des avalanches secondaires qui se créent au voisinage de la tête du streamer .elles sont initiées par des électrons émis par photo-ionisation. ces électrons sont rapidement attirés dans le streamer et se mélangent aux ions issus de l'avalanche primaire pour former un plasma quasi-neutre. Les ions de l'avalanche

secondaire, se déplaçant bien plus lentement que les électrons, sont à leur tour intégrés à la tête du streamer. Ils forment la nouvelle tête, chargée positivement, du streamer qui s'étend de cette manière. Ces charges attirent à leur tour les électrons issus d'une deuxième génération d'avalanche secondaire et ainsi de suite jusqu'à rejoindre la cathode.

Cette description correspond à la propagation d'un streamer positif, comme on peut l'observer avec une distance inter-électrode faible et une sur-tension peu élevée, ce qui est le cas pour les DBD.

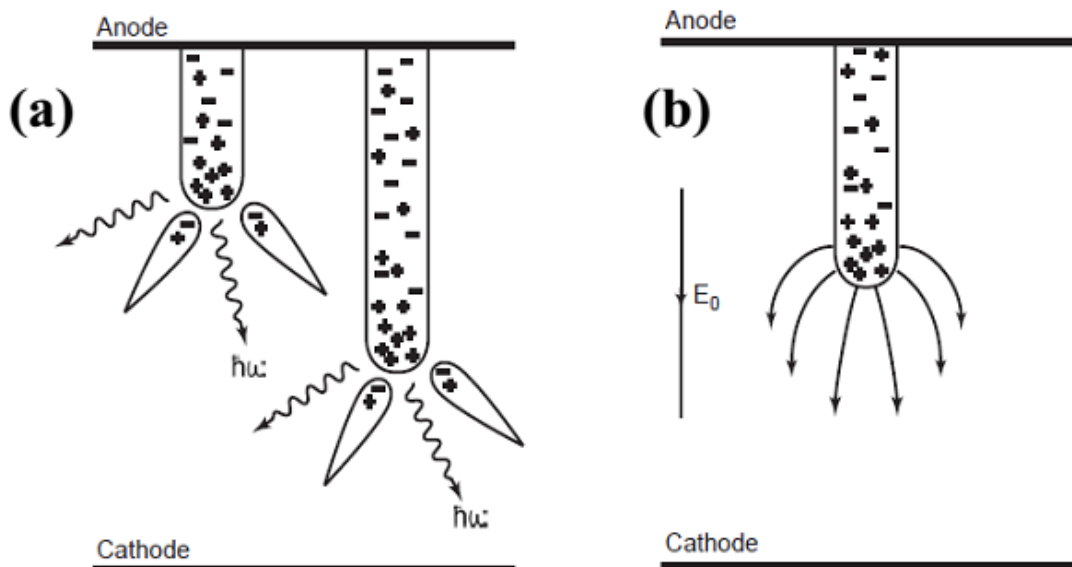


Figure I-15 : Illustration d'un streamer cathodique (positif) [3]: (a) la propagation de streamer positif et (b) le champ électrique près de la tête de streamer. [14]

➤ Streamer négative :

Lorsque la distance inter-électrodes est grande et que la sur-tension appliquée est importante, un streamer négatif peut se propager. Dans ce cas, le champ de charge d'espace de l'avalanche primaire peut être suffisamment grand pour initier un streamer avant d'atteindre l'anode et la transition avalanche -streamer a lieu dans l'espace inter-électrodes.[26], Les caractéristiques de propagation sont différentes de celles présentées dans le cas du streamer positif, car dans ce cas la dérive des électrons a lieu dans la même direction que celle du streamer. Dans ce cas, la photo ionisation et les avalanches secondaires se dirigent vers l'anode c'est-à-dire vers la tête du streamer chargée négativement.[14]

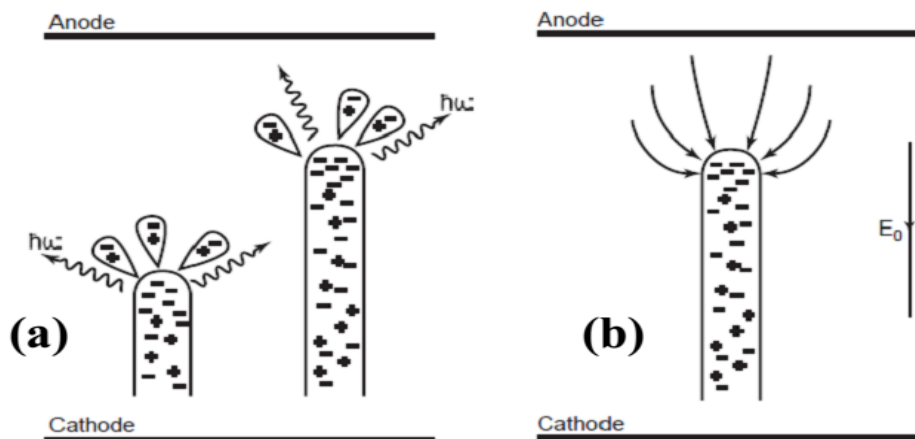


Figure I-16 : Illustration d'un streamer anodique (négatif) [3]: (a) la propagation de streamer négatif et (b) le champ électrique près de la tête de streamer. [14]

C. Formation d'un canal

Une fois que le streamer a rejoint l'anode, la phase de claquage est terminée et un filament, mince canal de décharge partiellement ionisé, se forme. Dans une DBD, la présence du diélectrique empêche la transition du filament à l'arc (canal hautement ionisé), figure (I-17), et limite sa durée de vie à une dizaine de nanosecondes.

Dans le cas d'une décharge entre deux électrodes métalliques, un canal conducteur s'établit lorsque le filament atteint les deux électrodes. Si l'alimentation électrique le permet, ce canal peut transiter vers un arc électrique. En revanche, dans le cas d'une décharge à barrières diélectriques, le comportement de la décharge est différent. Le filament charge les diélectriques lorsqu'il atteint la surface. Le champ électrique dans le gaz chute et le filament s'éteint.

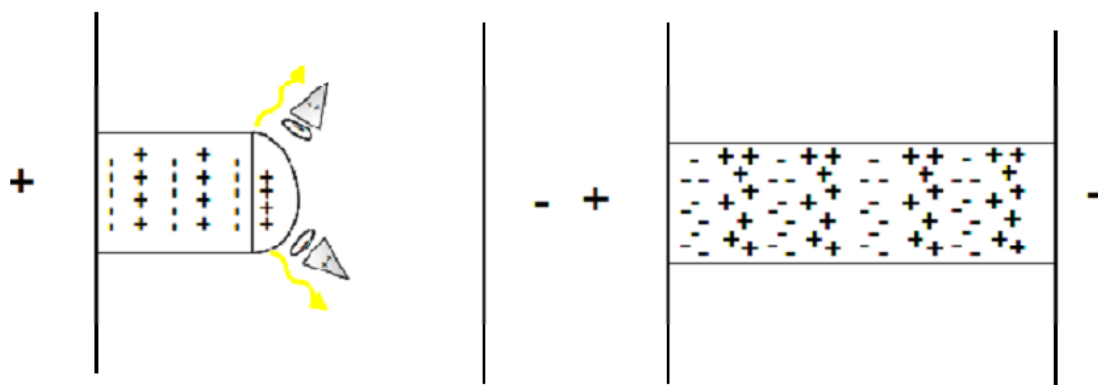


Figure I-17 : Création du streamer et développement jusqu'à la transition à l'arc [14]

I-4-2. Les décharges homogènes contrôlées par barrières diélectriques (DBDH)

Engel *et al.* [27] ont rapporté en 1933 l'existence d'une décharge homogène a haute pression dans l'air et dans l'hydrogène. Cependant, ces décharges qui devaient être initiées à basse pression et nécessitaient un contrôle en température des électrodes, apparurent très instables.

Quelques décennies plus tard, en 1971, Bartnikas *et al.* [28] ont observé, dans une décharge a barrière diélectrique dans l'hélium, un régime stable différent du régime filamentaire classique. Mais ce n'est qu'en 1987, qu'Okazaki *et al.* [29] définissent les conditions d'obtention d'un nouveau régime de décharge ne présentant plus les impulsions de courant caractéristiques de la décharge filamentaire classique. Cette décharge parfaitement homogène est appelée "Décharge lumineuse à la Pression Atmosphérique" (DLPA) ou "Atmosphérique Pressure Glow Discharge (APGD). A partir de la, Kogoma *et al.* [29] vont ensuite s'appliquer à l'étude de diverses configurations de procédés DBD, comme par exemple l'utilisation de grilles métalliques recouvertes d'un diélectrique pour accroître le domaine d'utilisation des décharges homogènes a l'air, l'argon et l'oxygène.

Parallèlement, en France, Massines *et al.* [30] se sont appliqués a la compréhension de la physique des décharges homogènes dans l'hélium (DLPA) puis dans l'azote, on parle alors de : décharge de Townsend a la Pression Atmosphérique(DTPA) ou Atmospheric Pressure Townsend Discharge (APTD) [31].

I-4-2-1. Structure spatiale et caractéristiques électriques :

Contrairement à la décharge filamentaire, les décharges homogènes sont caractérisées par une répartition spatiale de la lumière radialement homogène sur toute la surface des électrodes, il est important de noter que dès l'amorçages jusqu'au maximum du courant, la lumière est maximale à l'anode dans le cas de la DTPA et maximale à la cathode dans le cas de(DLPA) figure (I-18)[32]

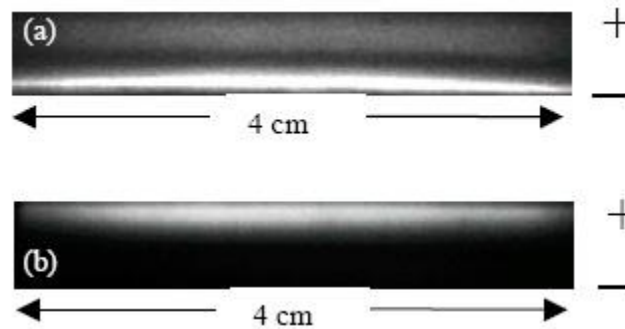


Figure 1-18 : Photographie de 10ns de la zone inter-électrodes d'une DLBD au maximum de courant de décharge (a) Hélium, (b) Azote [14]

A. La décharge luminescente à la PA (DLPA) dans l'hélium

Une décharge luminescente, comme celle obtenue en hélium, est caractérisée par un seul pulse de courant par demi-période, d'une durée de quelque microseconde (figure 1.18 (a)). Cette caractéristique intrinsèque de la décharge luminescente suggère un développement unique de la décharge dans tout l'espace inter-électrodes.

B. La décharge de Townsend à PA (DTPA)

Il en est de même pour la décharge de Townsend observée en azote (figure 1.18 (b)), mais le pulse de courant qui apparaît à chaque demi période est plus étendu, d'une durée de quelques dizaines de microsecondes. Dans chaque cas la forme du courant est identique d'une décharge à la suivante, quelle que soit l'alternance, positive ou négative

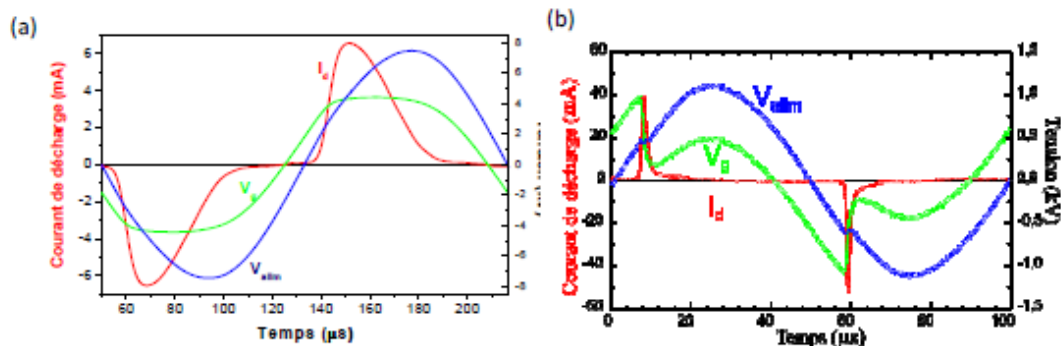


Figure I-19 : tension appliquée V (alim) ; tension gaz $V(g)$, et courant de décharge I_d , (a) dans l'azote ; (b) dans l'hélium[32]

C. La décharge multi-pics

La transition vers le régime filamentaire a lieu lorsque l'on augmente la puissance et/ou que le taux d'impuretés ou de gaz électronégatif devient trop important. La pression joue un rôle

important en azote car on observe une transition vers le régime multi-pics, en dessous de 300 mbar.

Le régime multi-pics, issu d'une décharge luminescente ou de Townsend, se caractérise par une multiplication des décharges au sein même d'une demi-période. A la différence régime filamentaire, ce phénomène est entièrement reproductible d'une demi-période à la suivante. D'autre part, la durée des multi-pics (de l'ordre de la microseconde) est relativement longue par rapport au régime filamentaire et l'intensité du courant est du même ordre de grandeur qu'en régime homogène [26].

I-4-2-2. Mécanismes d'entretien d'une décharge homogène

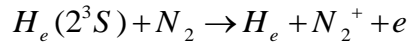
La condition d'entretien de la décharge est la production en nombre suffisant d'électrons germes entre deux décharges afin d'amorcer la décharge sous faible champ à l'alternance suivante. Messines et al ont montré que ce processus est intimement lié aux espèces métastables et à l'ionisation Penning. En fonction du gaz, comme précisé précédemment, cette interaction aboutit à une décharge de Townsend ou luminescente dont la physique a été décrite à l'aide de mesures et de simulations effectuées par l'équipe de Messines et de Doubovski. Ces mécanismes sont présentés ci-dessous en fonction du type de gaz (gaz rare ou azote).

A. Hélium et gaz rare

Tandis que dans l'azote, la décharge est de type Townsend, dans l'hélium la décharge présente la structure d'une décharge luminescente (DLPA). Cette différence s'explique par un degré d'ionisation maximal du gaz de l'ordre de 10^{-11} dans N_2 et de 10^{-8} dans l'He. Dans les deux cas, un claquage de Townsend est à l'origine de la décharge. Ce claquage est obtenu si l'effet mémoire d'une décharge à la suivante est suffisamment important.

Les travaux menés par le passé semblent montrer que, dans les décharges de gaz rares (argon, hélium), les espèces chargées (ions et dans une moindre mesure les électrons) sont piégés dans la colonne positive.[32] Ces métastables vont produire des ions et des électrons par ionisation Penning qui vont favoriser un claquage sous faible champ à l'alternance suivante. Les métastables d'hélium ayant des niveaux d'énergie élevés – $H_e(2^3S)$:19.82 eV et $H_e(2^1S)$:20.61 eV.[26]

Il est potentiellement capable d'ioniser n'importe quelle impureté présente dans le réacteur. Ainsi en présence d'impuretés d'azote (seuil d'ionisation = 15.6 eV), l'ionisation Penning est décrite par l'équation [26]



La Figure (I-20) présente la distribution spatiale du champ électrique calculé au maximum du courant, de la densité électronique et de la densité de H_e^{2+} , espèce ionique dominante dans la décharge. Le champ électrique présente une distribution spatiale typique d'une Décharge luminescente [32]

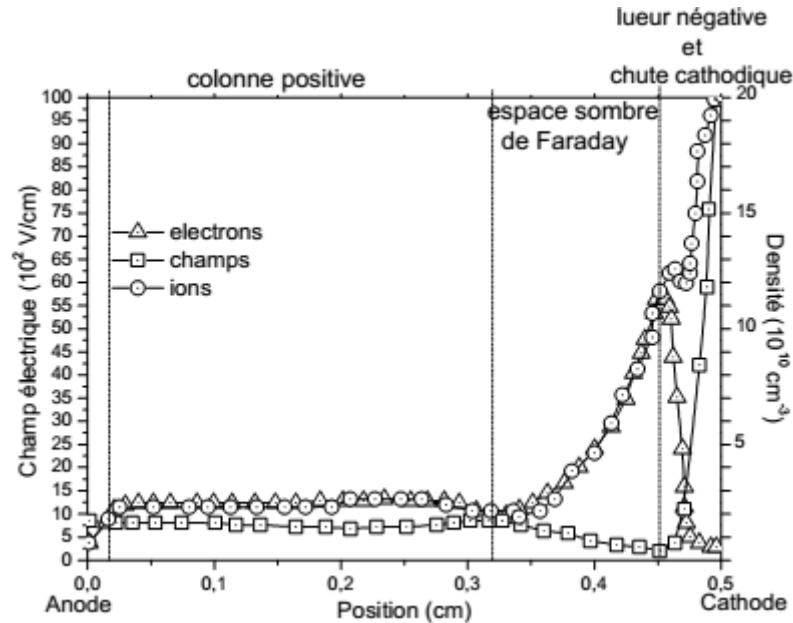
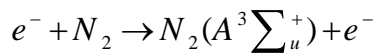


Figure I-20 : Variation spatiale de la densité d'ions et d'électrons et champ électrique modélisés au maximum de courant en décharge luminescente d'hélium[32]

B. Décharge de Townsend en azote

Comme il a été mentionné plus tôt, les « streamers » des DBDF proviennent de grandes avalanches d'électrons dues au champ électrique très élevé qui crée assez d'ions pour localiser le champ électrique. Ceci est observé quand la distance inter-électrodes devient grande comparée avec le libre parcours moyen des électrons. À température ambiante, la transition entre un claquage Townsend et « streamer » apparaît typiquement lorsque le produit pression-distance ($P \cdot d$) est autour de 100 Torr.cm. Ceci dit, la valeur limite du produit $P \cdot d$ dépend de α et de γ . Si α augmente suffisamment lentement avec le champ électrique et si γ est suffisamment grand, le produit $P \cdot d$ peut être élevé tout en maintenant un claquage de Townsend. Autrement dit, l'obtention d'un claquage de Townsend pour un produit pression * distance élevé suppose qu'un mécanisme exacerbe l'émission d'électrons secondaires à la cathode avant que le champ soit suffisant pour induire la formation d'une avalanche électronique localisée trop importante. On évite alors le passage aux streamers.

Les résultats de modélisation numérique présentés sur la Figure (I-19) montrent les flux de métastables et d'ions sur un des deux diélectriques durant une période. Le flux de $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ à la cathode est de l'ordre de $7.10^{14} \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$ lors de l'amorçage, soit un cinquième de la valeur maximale atteinte par le flux d'ions. Cette forte valeur du flux de $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ s'explique par l'absence de colonne positive. En effet, dans une décharge de Townsend, le champ électrique est quasiment uniforme dans l'espace inter-électrodes. De ce fait, la densité d'électrons est maximale à l'anode tout comme celle des $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ qui sont créés par impact électronique selon la réaction (R1):



Ces espèces étant neutres, leur déplacement est conditionné par la diffusion, c'est-à-dire le gradient de concentration. Leur densité étant forte à l'anode, une partie atteint la surface malgré la faible diffusion à la pression atmosphérique[8]

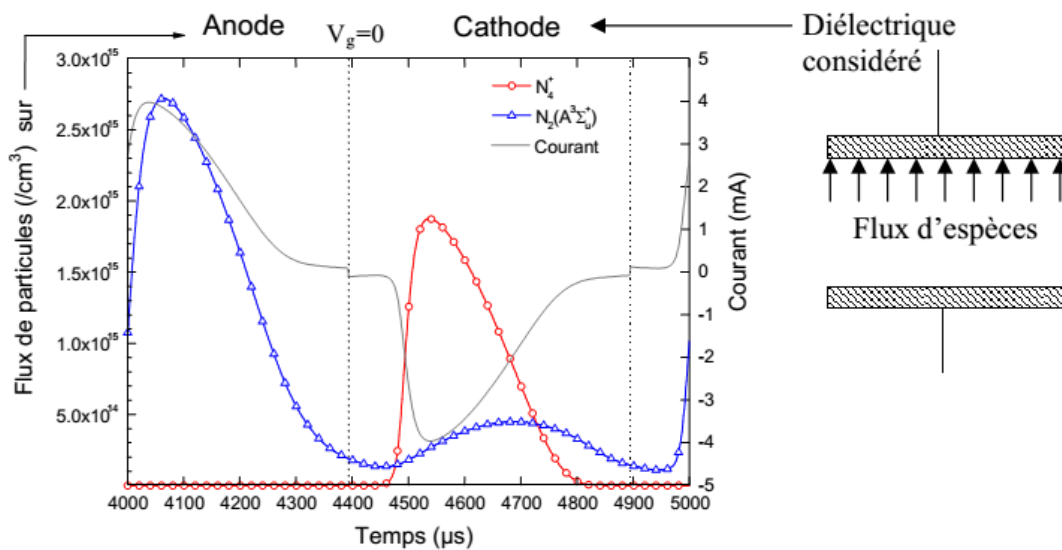


Figure I-21: Flux de métastables et d'ions modélisés sur un des diélectriques durant une période en décharge de Townsend [7]

I-5. Conclusion

L'étude des décharges hors –équilibre à base pression permet de comprendre les phénomènes de base pour mieux connaître les propriétés électrique du plasma. Alors, Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions simples sur les plasmas froids, leurs propriétés électriques et les différentes réactions mises en jeu dans une décharge. Les grandeurs électriques importantes ont été présentées, comme la capacité des barrières diélectriques et la tension de claquage du gaz. Nous avons ensuite évoqué les différentes régions créées dans l'espace inter électrodes lorsque la décharge est une décharge luminescente.

Chapitre II :

Modélisation Mathématique d'une Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique

II-1. Introduction

Pendant longtemps les décharges à barrières diélectriques DBDs ont été exclusivement liées à la génération de l'ozone. Les décharges à barrières diélectriques sont des décharges dont la plupart filamenteuses. Dans les décharges filamenteuses la tension dans le gap est uniforme. Une détermination expérimentale de l'évolution temporelle des grandeurs électriques internes dans une DBD filamenteuse est très difficile. Dans les dix dernières années, la génération de DBD homogènes dans certains gaz dans des conditions spécifiques ont été obtenus . Cette structure des décharges homogènes a une tension de gap uniforme et fournit la possibilité d'un accès dans le processus de l'évolution temporelle des grandeurs électriques internes dans le gap de décharge, il peut être modéliser ces grandeurs électrique par un circuit équivalent et développer mathématiquement .toute modélisation passe par une phase d'étude et d'identification préalable du système à modéliser. cette partie a pour objectif d'étude les caractéristiques électriques (la tension, le courant) de la cellule de décharge dans le cas d'un décharge à barrière diélectrique à la pression atmosphérique dans l'hélium(DLPA).afin d'en déduire les phénomènes physiques essentiels qui doivent être pris en compte pour modéliser au mieux cette décharge d'un point de vue électrique.

Nous décrivons le circuit électrique équivalent à la cellule de décharge. Et enfin, sur la base de ce circuit, nous déterminerons les relations liant les grandeurs électriques internes de la décharge aux courants et tension mesurés. [2]

II-2. Dispositif du réacteur plasma

Cette partie est dédiée à l'étude de la décharge luminescente à la pression atmosphérique (DLPA) dans l'hélium. Le développement du modèle de circuit électrique équivalent de la DLPA ayant été réalisé à partir des résultats expérimentaux [33] .

La décharge est générée dans un réacteur composé de deux électrodes plan parallèle , Il forme un cylindre vertical de 50 mm de diamètre , et d'une deux diélectrique isolante de quartz et Couplé à une source AC haute tension (HV), l'espace rempli par l'hélium à une distance de 8 mm ,l'injection de gaz à partir le système de pompage .



Figure II-1. Réacteur DBD pour la configuration plane –parallèles [34]

Le modèle électrique de DBD qui permet de déterminer l'évolution temporelle de toutes les grandeurs électriques dans le gap de décharge . des équations montrent les relations instantanées entre grandeurs électriques internes (tension de gap, le courant de décharge, l'énergie interne consommée) et de grandeurs électriques externes pour une forme d'onde de tension d'excitation externe alternative , et fournit donc des fondements théoriques afin de calculer simultanément toutes les grandeurs électriques dans le gap de décharge à partir des grandeurs électriques externes mesurées. Ce modèle est auto-cohérent, c'est-à-dire les grandeurs électriques peuvent être calculées à partir d'autres grandeurs sans violer les principes physiques connus, par exemple l'énergie et les charges de conservation. Ce modèle est un modèle global, c'est-à-dire, toutes les grandeurs électriques sont incluses dans ce modèle. [14]

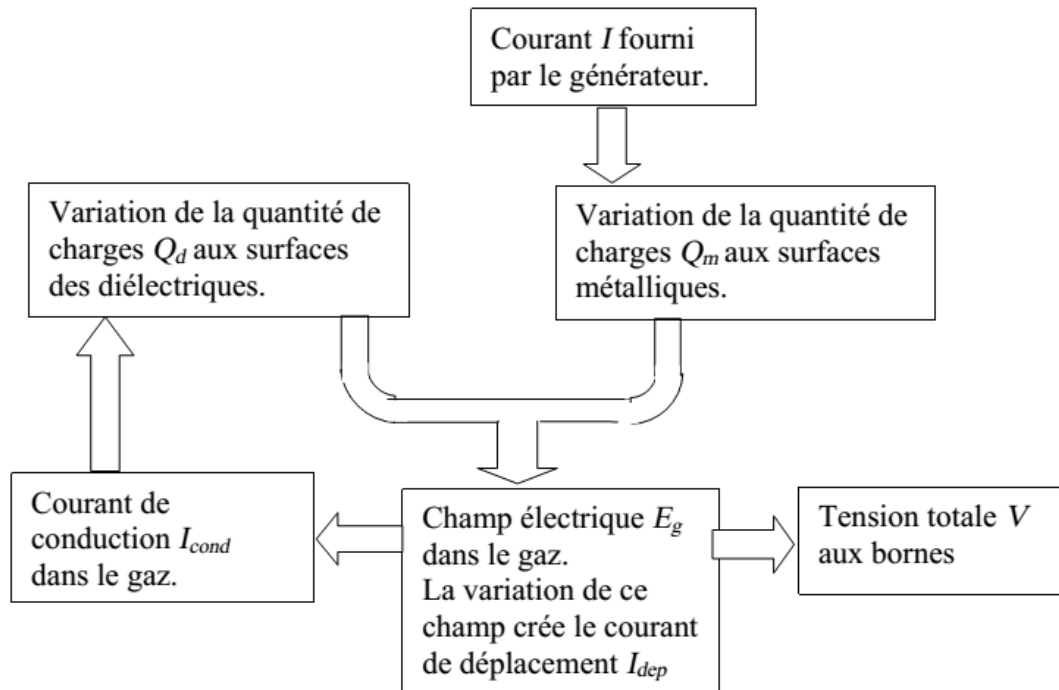


Figure II-2. Chaîne de causalité liant le courant du générateur à la tension aux bornes du dispositif DBD.

II-3. Circuit électrique équivalent de la cellule de la décharge

Le comportement électrique d'une décharge dans un gaz est défini à partir du courant de décharge I_{dis} et de la tension appliquée sur le gaz V_g . Cependant, dans le cas d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD), ces grandeurs ne sont pas directement mesurables, elles doivent être calculées à partir des mesures du courant circulant dans la cellule de décharge I_{dis} et de la tension V_a appliquer sur la cellule de décharge[2].

Il y en a deux régions d'opération pour le DBD, avant création du plasma. Si la tension appliquée n'est pas assez élevée pour provoquer une décharge électrique dans l'écart inter électrodes, la décharge dans l'espace gazeux ne se produit pas et est en dehors de l'état. Dans cette étape, le modèle électrique équivalent du réacteur DBD peut être considéré comme constitué de deux condensateurs dans une connexion série, avec C_g et C_d représentent les valeurs équivalentes de la capacité de l'espace gazeux et du barrières diélectrique, respectivement, le circuit électrique équivalent est représenté sur la Figure (II-3) [34]

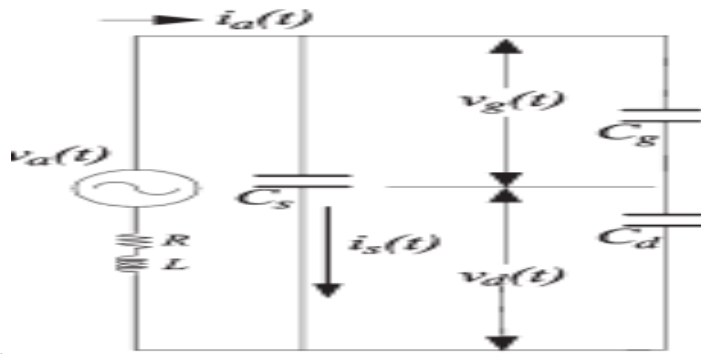


Figure II-3 : Circuit équivalent de la cellule de la décharge modélisée avant la décharge [34].

La cellule de décharge modélisée après la décharge est représentée schématiquement sur le schéma électrique équivalent figure (II-4), le diélectrique est modélisé par une capacité équivalente C_d représentée réellement par deux barrières diélectriques : C_{d1} et C_{d2} , [36] qui représentent respectivement les capacités équivalentes des diélectriques recouvrant les électrodes reliées à la masse et à la haute-tension.

Lorsque le plasma est créé, un canal résistif apparaît en parallèle à C_g . Il est à noter qu'une capacité parasite peut être considérée en parallèle à C_g et C_d . Les mesures réalisées par plusieurs chercheurs ont néanmoins montré que cette capacité était négligeable devant celles du gaz et du diélectrique. La figure (II.4) représente le schéma électrique équivalent ainsi obtenu. [6]

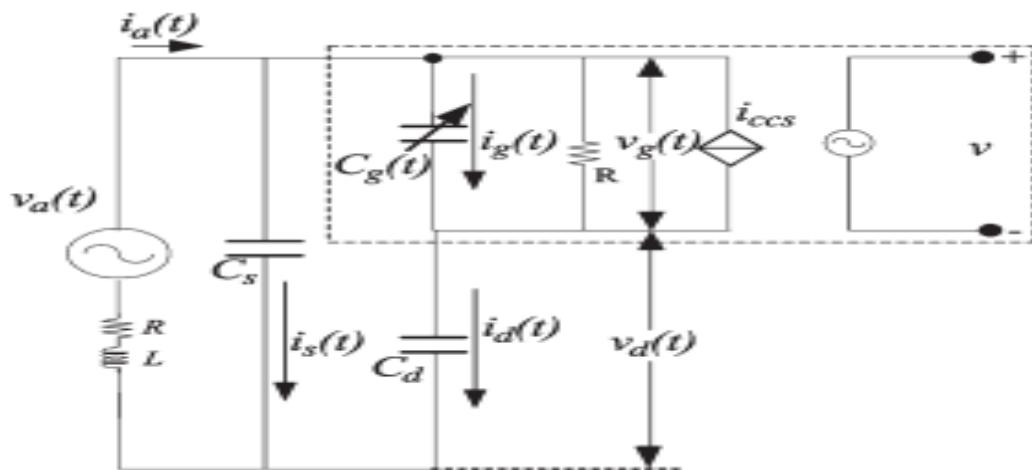


Figure II-4. Cellule de décharge modélisée après la décharge [34]

Les valeurs de C_{d1} et C_{d2} dépendent de la section considérée. En effet, lorsque la décharge est éteinte, il faut considérer une section égale à celle des électrodes (19.6 cm^2) alors que lorsque le gaz est claqué la tension appliquée dépasse la tension de rupture, donc l'ionisation du gaz dans

l'espace inter électrode [5]. Le courant de décharge augmente de façon remarquable dans l'espace inter électrode [34]. Il faut considérer que la section de la décharge égale à celle des électrodes, nous considérerons toujours la section des électrode 19.6 cm² et une distance inter-diélectriques de 8mm.[2]

Nous avons :

$$C_g = \frac{S_g \epsilon_0 \epsilon_g}{\ell_g} = 2.2 \text{ pf} \quad (\text{II-1})$$

avec : ϵ_0 : permittivité du vide (8,854.10⁻¹²F.m-1) ;

ϵ_g : permittivité relative du gaz (0.7 F.m-1 dans le cas de l'hélium) ;

S : surface des électrodes ;

d : distance inter-diélectriques.

$$C_d = \frac{C_{d1} * C_{d2}}{C_{d1} + C_{d2}} = 19.53 \text{ pf} \quad (\text{II-2})$$

Avec :

C_{d1} : capacité équivalente au diélectrique recouvrant l'électrode reliée à la masse;

C_{d2} : capacité équivalente au diélectrique recouvrant l'électrode reliée à la haute tension ;

$$\text{OU } C_d = \frac{S_d \epsilon_0 \epsilon_d}{2\ell_d} = 19.53 \text{ pf} \quad (\text{II-3})$$

$$C_{d1} = C_{d2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d * S_d}{\ell_d} = 39.06 \text{ pf} \quad (\text{II-4})$$

Avec : ϵ_d : permittivité relative du diélectrique (4.5 F.m⁻¹ dans le cas de quartz) ;

S : surface des électrodes ;

d : distance inter-diélectriques.

La valeur de capacité équivalente du réacteur DBD peut être donc calculée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{C_{DBD}} = \frac{1}{C_{gaz}} + \frac{1}{C_{diélectrique}} \quad (\text{II-5})$$

$$C_{DBD} = \frac{C_{gaz} * C_{diélectrique}}{C_{gaz} + C_{diélectrique}} = 1.97 \text{ pf} \quad (\text{II-6})$$

II-4. Calcul des grandeurs électriques internes de la DLPA

Selon le schéma électrique donné à la Fig. (II -4), les équations suivantes peuvent être Obtenu en utilisant les lois de Kirchhoff :[34]

La tension des diélectriques solides, également appelée tension mémoire, est représentative de la décharge des diélectriques.

$$V_d = V_{d2} + V_{d1} \quad (II-7)$$

La tension appliquée sur le gaz, V_g , est déduite de la tension appliquée, V_a , et de la tension de la capacité équivalente des diélectriques solides, V_d , [2]

$$V_g(t) = V_a(t) - V_d(t) \quad (II-8)$$

D'autre part, nous avons :

$$I_a(t) = I_s(t) + I_d(t) \quad (II-9)$$

$$\frac{dV_d(t)}{dt} = \frac{I_d(t)}{C_d} \quad (II-10)$$

$$\frac{dV_g(t)}{dt} = \frac{I_g(t)}{C_g} = \frac{1}{C_g} (I_d(t) - I_{disc}(t)) \quad (II-11)$$

On dérive l'équation (II-8) par rapport au temps et on remplace l'équation (II-10) et (II-11) dans l'équation (II-12) après dérivation, on obtient :

$$\frac{dV_a(t)}{dt} = \frac{dV_d(t)}{dt} + \frac{dV_g(t)}{dt} \quad (II-12)$$

$$\frac{I_d(t)}{C_d} + \frac{1}{C_g} (I_d(t) - I_{disc}(t)) = \frac{dV_a(t)}{dt} \quad (II-13)$$

Ceci conduit finalement à écrire le courant de conduction $I_d(t)$ comme suit :

$$I_d(t) = \frac{C_g \frac{dV_a(t)}{dt}}{1 + \frac{C_g}{C_d}} + I_{disc}(t) / (1 + \frac{C_g}{C_d}) \quad (II-14)$$

Le courant total est ainsi composé de deux termes. Le premier terme représente le courant de déplacement relatif à la charge et décharge de la capacité totale du réacteur. Le second terme représente la contribution du mouvement des particules chargées dans le volume actif du gaz.[6]

Soit encore :

$$I_d(t) = \frac{C_{DBD} dV_a(t)}{dt} + I_{disc}(t) / (1 + \frac{C_g}{C_d}) \quad (\text{II-15})$$

Le courant circulant dans le gaz, I_d , peut être séparé en deux composantes distinctes : d'une part, le courant dû à l'effet capacitif du gaz, I_g , et d'autre part, le courant de décharge I_{dis} , dû à l'ionisation du gaz.

$$I_d(t) = I_{dis}(t) + I_g(t) \quad (\text{II-16})$$

La capacité des diélectriques solides (19.53pf) est environ 9 fois plus élevée que celle du gaz (2.2pf). La variation de la tension appliquée V_a donc se reporter principalement sur C_g entre deux décharges, le courant comprend une composante de déplacement.

Cette composante de déplacement peut s'écrire : [21]

$$I_{depl}(t) = C_g \frac{dV_g(t)}{dt} \approx C_g \frac{dV_a}{dt} \quad (\text{II-17})$$

Lorsque la tension du gaz devient suffisamment importante, il y a un claquage. Quand la tension du gaz devient quasiment constante, la variation de la tension d'alimentation se reporte alors sur les diélectriques.

Le courant pendant la décharge peut s'écrire alors:

$$I_{cond} = C_d \frac{dV_d}{dt} \approx C_d \frac{dV_a}{dt} \quad (\text{II-18})$$

On remarque que l'amplitude du courant pendant la décharge est définie uniquement par la capacité des diélectriques solides C_d et par la variation de la tension d'alimentation en fonction du temps.

Le courant de décharge, elles doivent être calculée à partir des mesures du courant circulant dans la cellule de décharge I_{dis} et de la tension V_a appliquer sur la cellule de décharge.

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - I_g(t)$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - C_g \frac{dV_g(t)}{dt}$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - C_g \frac{d(V_a(t) - V_d(t))}{dt}$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - C_g \frac{dV_a(t)}{dt} + C_g \frac{dV_d(t)}{dt}$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - C_g \frac{dV_a(t)}{dt} + C_g \frac{1}{C_d} I_d(t)$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) - C_g \frac{dV_a(t)}{dt} + C_g \frac{1}{C_d} \frac{d \int I_d(t) dt}{dt}$$

$$I_{dis}(t) = I_d(t) \left(1 + C_g \frac{1}{C_d}\right) - C_g \frac{dV_a(t)}{dt} \quad (\text{II-19})$$

Il existe plusieurs facteurs affectant les courants de décharge à savoir la tension appliquée, l'épaisseur et la permittivité du solide isolant. généralement les charges de surface associées à la décharge s'évaluent selon le niveau de tension, la polarité et l'épaisseur du l'isolant solide.[6]

On remplace l'équation (II-19) dans l'équation (II-16), on obtient :

$$I_g(t) = I_d(t) \left(C_g \frac{1}{C_d}\right) - C_g \frac{dV_a(t)}{dt} \quad (\text{II-20})$$

À partir de l'équation (II-10), on obtient:

$$V_d(t) = \frac{1}{C_d} \int_0^t I_d(t) dt + V_d(0) \quad (\text{II-21})$$

Où $V_d(0) = V_d(t=0)$, le voltage initial en C_d , Si on remplace l'équation (II-21) dans l'équation (II-8), on obtient

$$V_g(t) = V_a(t) - \frac{1}{C_d} \int_0^t I_d(t) dt + V_d(0) \quad (\text{II-22})$$

$$V_g(t) = V_a(t) - \frac{1}{C_d} \int_0^t (I_a - I_s) dt - V_d(0)$$

$$V_g(t) = V_a(t) - \frac{1}{C_d} \int_0^t \left(I_a(t) - C_s \frac{dV_a(t)}{dt} \right) dt - V_d(0)$$

$$V_g(t) = V_a(t) - \frac{1}{C_d} \int_0^t I_a(t) dt + \frac{C_s}{C_d} V_a(t) - V_d(0)$$

$$V_g(t) = V_a \left(1 + \frac{C_s}{C_d}\right) - \frac{1}{C_d} \int_0^t I_a dt - V_d(0) \quad (\text{II-23})$$

En cas d'une tension d'excitation alternative. Nous supposons que la tension d'alimentation externe appliquée V_a est sinusoïdale et strictement.

$$V_d(t + \frac{T}{2}) = \frac{1}{C_d} \int_0^{t+\frac{T}{2}} I_d dt + V_d(0) \quad (II-24)$$

$$V_d(t + \frac{T}{2}) = \frac{1}{C_d} \int_0^{\frac{T}{2}} I_d dt + \frac{1}{C_d} \int_{\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} I_d dt + V_d(0)$$

$$\begin{aligned} V_d(t + \frac{T}{2}) &= \frac{1}{C_d} \int_0^{\frac{T}{2}} I_d dt - \frac{1}{C_d} \int_0^t I_d dt + V_d(0) \\ &= -V_d(t) \end{aligned} \quad (II-25)$$

Si on remplace l'équation (II-21) dans l'équation (II-25), on obtient :

$$V_d(0) = -\frac{1}{2C_d} \int_0^{\frac{T}{2}} I_d(t) dt \quad (II-26)$$

Si on remplace l'équation (II-26) dans l'équation (II-21) et (II-22), on obtient les deux voltages de gap et du diélectrique sous les conditions initial mentionnés précédemment :

$$V_d(t) = \frac{1}{C_d} \int_0^t I_d(t) dt - \frac{1}{2C_d} \int_0^{\frac{T}{2}} I_d(t) dt \quad (II-27)$$

$$V_g(t) = V_a(t) - V_d(t)$$

$$V_g(t) = V_a(t) - \frac{1}{C_d} \int_0^t I_d(t) dt + \frac{1}{2C_d} \int_0^{\frac{T}{2}} I_d(t) dt \quad (II-28)$$

II-5. Equations pour charges déposées :

A partir de la tension V_g appliquée sur le gaz et du courant de décharge I_{dis} la puissance surfacique moyenne dissipée dans la décharge est calculée par : [2]

$$P = \frac{1}{T * S} \int_0^T V_g(t) * I_{dis}(t) dt \quad (w \text{ cm}^2) \quad (II-29)$$

Avec : T : période de la tension appliquée sur la cellule de décharge (s) ; S : surface (19.6 cm^2)

$$Q_{dis}(t) = \int_0^t I_{dis}(t) dt \quad (\text{II-30})$$

$$Q_a = \int_0^t I_a(t) dt \quad (\text{II-31})$$

Pour obtenir la courbe de Lissajous, nous devons tracer la charge Q transférée par le plasma en fonction de la tension V_a aux bornes du réacteur.[6]

II-6. Conclusion

dans la première partie de ce chapitre nous avons présenté le principal intérêt de la modélisation des décharges luminescentes contrôlée par barrières diélectriques pour comprendre les mécanismes électrique qui régissent la décharge à la pression atmosphérique. Un modèle électrique équivalent représente les caractéristiques électriques de la décharge c'est l'objet de la deuxième partie, ce modèle est représenté par des équations qui sont établies et décrites selon la loi de Kirchhoff. Nous donnons des relations dynamiques entre les quantités électriques internes instantanées et les grandeurs électriques externes donc permet de calculer le processus d'évolution temporelle de tous les grandeurs électriques internes.

Chapitre III

RESULTATS

ET

INTERPRETATIONS

III-1. Introduction

Dans ce chapitre, nous avons présenté, les caractéristiques électriques de la décharge lumineuse à la pression atmosphérique dans l'hélium, pour une configuration planes parallèles (tension/courant) dans un gaz monoatomique tel que l'hélium (He) .Ces plasmas sont créés dans des décharges alternatives (AC) .Si on considère un type de décharge à barrière diélectrique, les fréquences des signaux d'alimentation utilisés sont généralement situées autour du kHz. L'effet d'une telle décharge sur l'écoulement des neutres est susceptible de se manifester au bout de quelques dizaines de millisecondes .

De manière analogue, nous avons étudié l'influence des différents paramètres de la décharge (valeur efficace de la tension appliquée , l'épaisseur et permittivité relative de diélectrique) sur ses caractéristiques électrique.[33]

III-2. Paramètres de base utilisée dans la simulation

Le comportement dynamique de ces paramètres de décharge, qui ne sont pas mesurable dans le processus réel, peut également être obtenu en utilisant le modèle de simulation électrique, ce qui facilite considérablement l'étude du comportement dynamique de la DBD [34]

Pour présenter les résultats temporels de la simulation de la tension et du courant, nous sommes amenés à préciser les valeurs de quelques paramètres d'entrée tels que la capacité du diélectrique solide et du gaz et la tension appliquée. Les données nécessaires pour l'exécution des calculs de la décharge pour le gaz monoatomiques sont regroupées dans le tableau III-1

Gaz vecteur	Hélium
Distance inter-électrodes	8 mm
Amplitude de la tension appliquée	2kv
Fréquence d'excitation	10khz
Surface et forme des électrodes	Rectangulaire 19.6 cm ²
Permittivité relative du diélectrique	4.5 (quartz)F.m ⁻¹
Epaisseur des diélectriques	2mm
Pas du temps(s)	1e ⁻⁷

Tableau III-1 : Conditions utilisées dans la simulation.

III-3. Modèle électrique de la simulation sous matlab simulink

Sur la base du circuit équivalent proposé à la Fig (III-1) un modèle de simulation électrique qui développé dans la figure(III.1). dans ce modèle, l'amorçage et l'extinction des décharges homogènes sont contrôlés par deux commutateurs idéaux Sw1 et Sw2. un générateur d'impulsions, qui est programmé en fonction de l'amorçage et l'extinction de la décharge, il sert à contrôler les actions de deux commutateurs. par contre le temps de contrôle est déduit à partir de mesure de tension de claquage V_b et la fréquence de la tension appliquée.[34]

Dans chaque demi-cycle de la tension appliquée et avant la phase de claquage, le bloc "pulse" contrôle Sw₁ pour être fermé et Sw₂ pour être ouvert; Par conséquent, tout le circuit peut être considéré comme être un circuit purement capacitif (C_s est en parallèle avec C_g et C_d) Quand aucune décharge n'a lieu. Dans la phase de rupture, Le bloc "Pulse" contrôlent Sw₁ pour être ouverts et Sw₂ à fermer. Cette action déconnecte C_g du circuit et conduit à la connexion du circuit équivalent de la décharge, qui comprend un condensateur C_{g1} en parallèle avec une résistance R_1 , et un bloc "CCS"

Les valeurs de C_{g1} et R_1 sont de $0,5 C_g$ et $5 \text{ k}\Omega$, respectivement. R et L sont utilisés pour modéliser l'effet de l'impédance du fil et des conducteurs, qui sont fixés à 100Ω et $0,5 \text{ mH}$, respectivement [34].

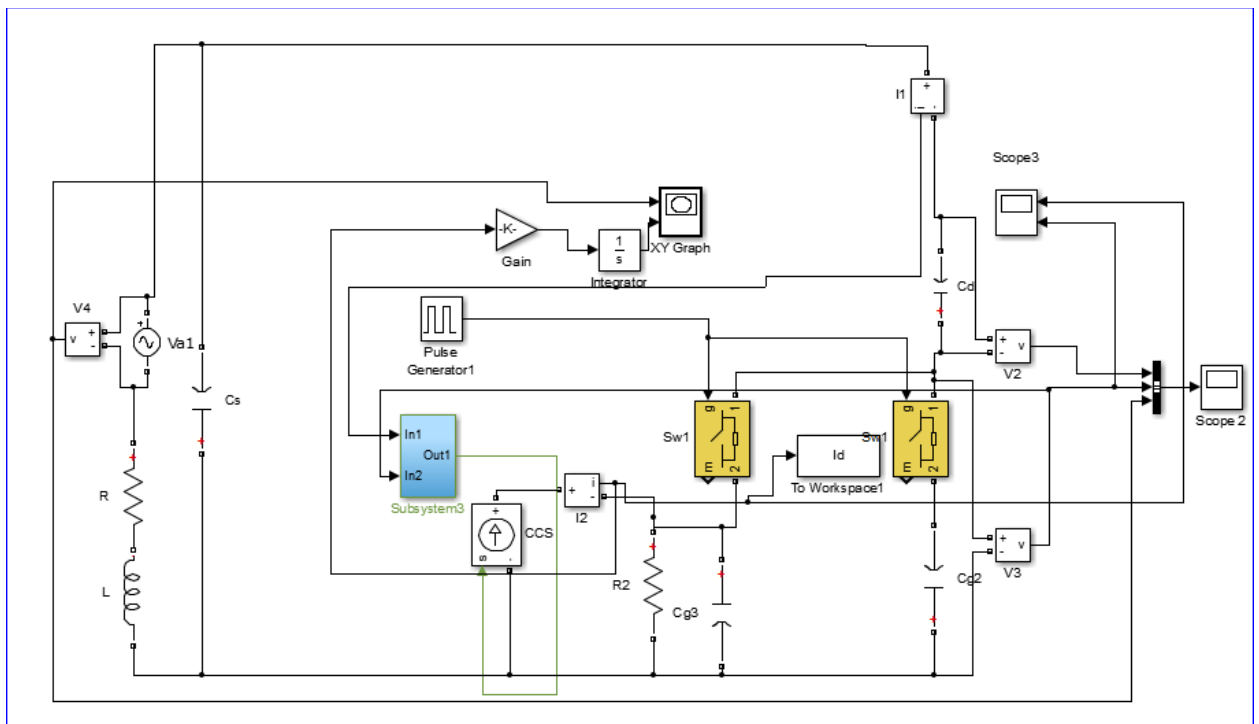


Figure III-1. Modèle électrique sous matlab/ simulink de la DBD

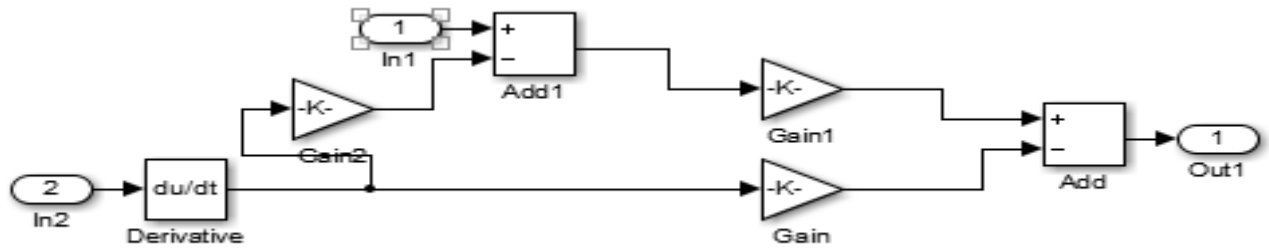


Figure III-2. Schéma détaillée du bloc "CCS".

III-4. Le comportement dynamique de la décharge luminecente

La figure (III-3.(a)) montre l'évolution temporelle du courant de décharge et la tension appliquée, Le courant de décharge est formé d'une impulsion unique par alternance, il atteint sa valeur maximale à $t = 20 \mu s$, après le début de l'alternance pour déclencher le processus de la décharge, Il est périodique et son amplitude maximale est de 93 mA pour chaque alternance, son temps de montée qui est de l'ordre de $2 \mu s$. Les impulsions de courant restent identiques d'une période à une autre et ont la même périodicité que la tension appliquée.

Nous observons dans la courbe de Lissajous figure (III.3.(b) quand le voltage dépasse une certaine valeur de V_b . Dans ce cas, la figure de Lissajous est une droite, correspondant au pic du courant, dans la première phase (A), des filaments se créent et continuent à se développer jusque à ce que la tension atteigne sa valeur maximale, dans la deuxième phase (B) la valeur de la tension diminue et le plasma s'éteint. il n'y'a pas de décharge dans cette zone jusque au début de la deuxième décharge dans le quelle le transfert de charges reprend à la troisième phase (C), à la fin de la quatrième phase(D), la tension diminue de nouveau et le plasma reste éteint jusque à la prochain décharge.

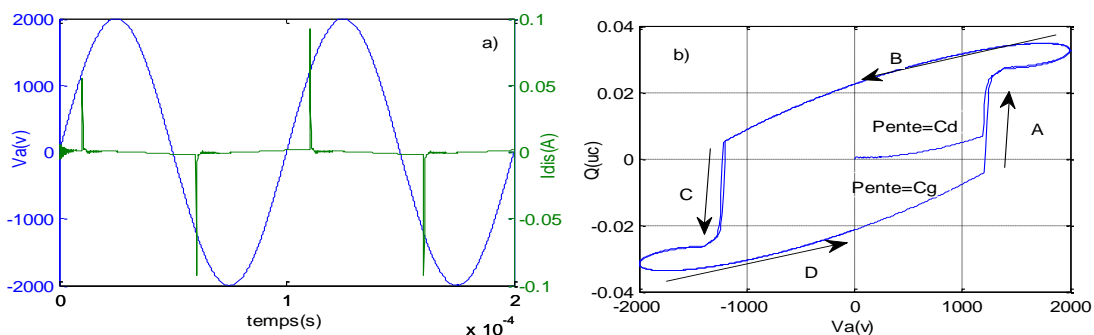


Figure III- 3. l'évolution temporelle : a) du courant de décharge ;b) pour les courbes de Lissajous .

Chapitre III : Résultats et Interprétations

Sur la figure (III-4), nous avons choisi de représenter, les variations temporelles de la tension du gaz, la tension mémoire (tension du diélectrique solide) et la tension appliquée.

On constate qu'au début de chaque alternance la tension du gaz et la tension mémoire ne sont pas nulles, elles sont de formes égales et de signes opposés. On remarque que la valeur initial de la tension du gaz pour une tension appliquée 2kv est de 1kv , Cette tension n'est pas assez élevée pour provoquer l'amorce du gaz, la tension nécessaire pour amorce la décharge est de valeur 1.29 kv , une fois que l'amplitude de V_a dépassé V_b , un flux de charge est généré dont l'intensité de courant présente une augmentation brusque due à la dynamique de la conductivité du gaz , il constitue le courant le plus important correspondant à la valeur maximale atteinte par la tension du gaz et d'accumulation des charges créées dans le gaz vers les surfaces des diélectriques qui recouvrent les électrodes induits une tension mémoire, La valeur de la tension $V_g(t)$ représente une valeur constante pendant la décharge. après l'amorçage de la décharge . Cette tension, proportionnelle à la polarisation des diélectriques solides fait rapidement décroître la tension gaz et provoque l'extinction de la décharge. la valeur maximale de la tension de diélectrique est égale 1.75 kV lorsque la tension de gaz est zéro.

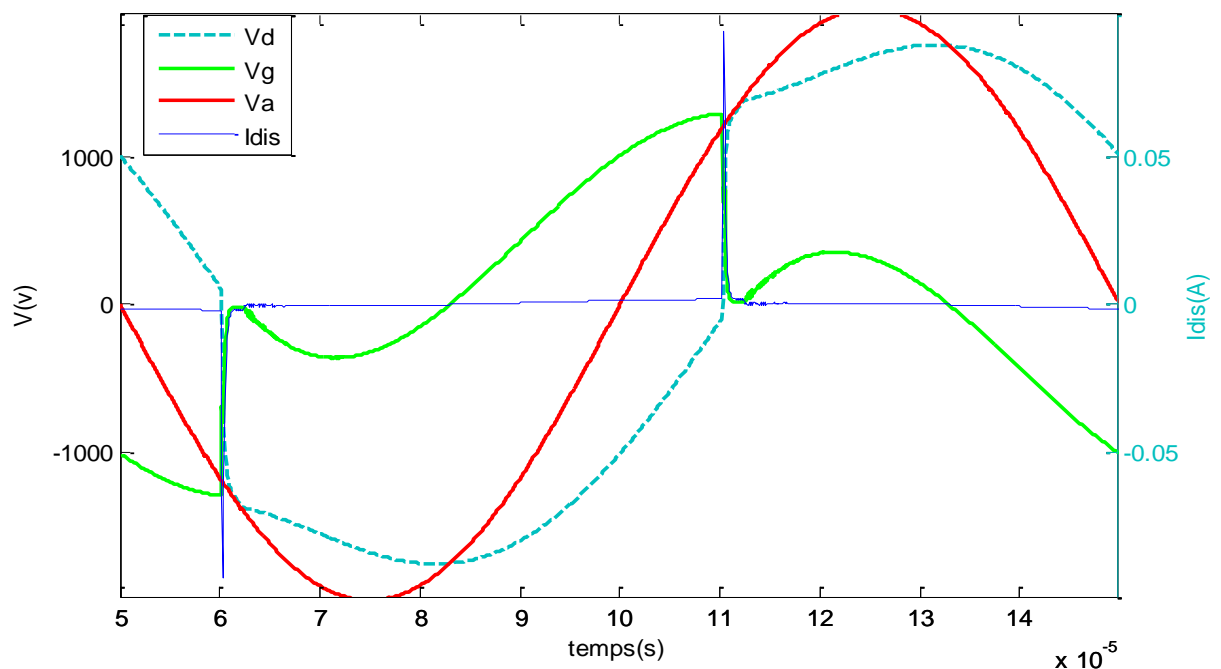


Figure III.4 Evolution temporelle de la tension de gaz v_g ; de la tension de diélectrique V_d $V_a=2$ kV

III-5. Influence des paramètres sur le comportement de la décharge

Pour comprendre le phénomène de la décharge et les différents paramètres qui influent sur la structure de la décharge il faut varier à chaque fois l'un de ces paramètres (primitivité ; tension appliquée et l'épaisseur) et fixées les autres données, dans ce cas les données représentées dans le tableau(III.1) comme données de base.

III-5-1. Influence de la tension appliquée

Pour comprendre l'influence de la tension appliquée sur le courant de décharge nous avons appliqué des tensions différentes. $V_a=2 ; 3$ et 4 kv.

La figure (III.5) (a, (b et (c) montre l'évolution du courant de décharge, on constate que le courant de décharge apparaît sous la forme d'un pic à chaque alternance de la tension. qui a la même périodicité que la tension externe, est observé par demi-cycle de la tension appliquée dans tous les cas. L'amplitude du courant est généralement de plusieurs milliampères, et sa durée est d'environ $2 \mu s$. Avec l'augmentation de la tension de ($2 ; 3 ; 4$ kV), l'amplitude maximale du courant augmente de ($93 ; 113 ; 120$ mA) respectivement. Il est noté que, entre deux décharges consécutives, le courant égal à 0.

dans les courbes de Lissajous figure (III.5.(d, (e ,(g) nous constatons quand le voltage dépasse une certaine valeur V_b , dans ce cas, la valeur de la charge augmente brusquement à cette valeur lorsque la décharge est créée, l'allure de Lissajous est une droite jusqu'à le claquage pour les deux alternances, la surface de ces courbes augmente proportionnellement avec la tension appliquée, sa valeur maximale de $0.034 ; 0.047$ et 0.06 uc pour les tensions de $2, 3$ et 4 kv respectivement.

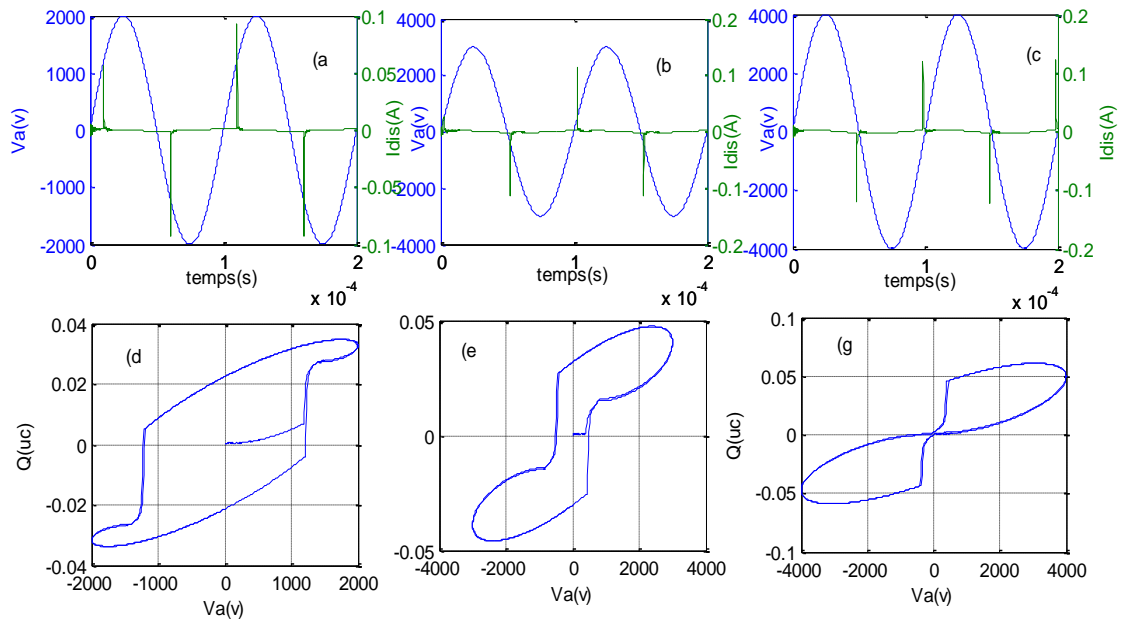


Figure III- 5. L'évolution temporelle : a) ;b) ;c) du courant de décharge d) ;e) ;g)

pour les courbes de Lissajous à la tension 2,3,4kv

III-5-2. Influence de l'épaisseur de diélectrique

De la même manière que pour la tension appliquée, nous avons effectué les calculs et en faisant varier la valeur de l'épaisseur pour étudier l'influence de ce paramètre sur la structure du courant de décharge.

On augmente la distance d à 1, 2 et 3 mm

D'après la formule (II.3), nous calculons les nouvelles valeurs des capacités des diélectriques

Pour $d=1\text{mm}$; $C_d=39.07\text{ pf}$

Pour $d=2\text{mm}$; $C_d= 19.53\text{pf}$

Pour $d= 3\text{mm}$; $C_d= 13.02\text{pf}$

Les courbes de la figure (III.6) représentent les variations temporelles du courant de décharge et la tension appliquée, pour les distances de 1 ; 2 et 3 mm.

Sur la figure (III.6 (a, (b, (c)) nous observons que le courant à la même structure pour les différentes épaisseurs, L'amplitude du courant est généralement de plusieurs milliampères, et sa durée est d'environ 2 us. L'amplitude maximale du courant diminue de 114 ; 93 ;60 mA pour $d= 1, ; 2 ; 3\text{ mm}$ respectivement.

Chapitre III : Résultats et Interprétations

Dans les courbes de Lissajous figure((III.6 (d, (e, (g), La quantité de charges diminue avec l'augmentation de l'épaisseur, la valeur maximale est de 0.056uc pour une distance de 1mm cette valeur diminue avec l'augmentation de la distance est de 0.035, ; 0.024uc pour 2 et 3mm respectivement. la surface des courbes de Lissajous est toujours diminuée.

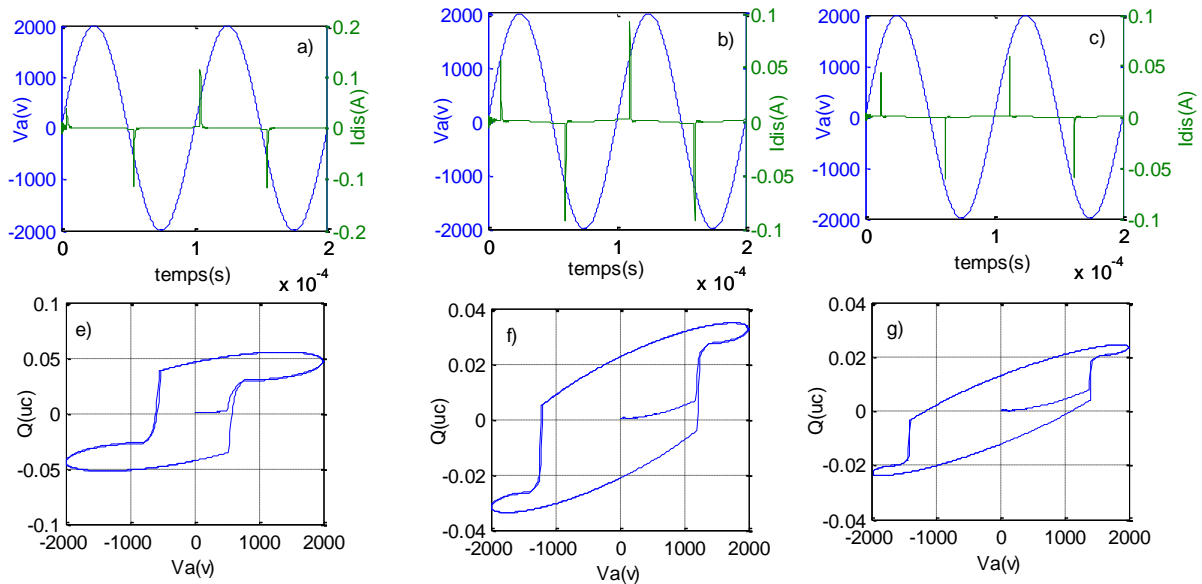


Figure III- 6.1 l'Evolution temporelle: a) ;b) ;c) du courant de décharge e) ;f) ;g) pour les courbes de lissajous pour d=1, 2, 3mm

III-5-3. Influence de la permittivité relative

Pour comprendre l'influence de la permittivité relative sur le courant de la décharge, nous avons varié la valeur de la permittivité de 4.5 ; 5 ; et 7 $F.m^{-1}$.

D'après la formule (II.3), nous calculons les nouvelles valeurs des capacités des diélectriques .

Pour $\epsilon_d = 4.5 F.m^{-1}$; $C_d = 19.53 pf$

Pour $\epsilon_d = 5 F.m^{-1}$; $C_d = 21.7 pf$

Pour $\epsilon_d = 7 F.m^{-1}$; $C_d = 30.39 pf$

Dans les figures (III.7 (a, (b ,(c) nous observons que l'augmentation de la permittivité influé sur la capacité de diélectrique directement, au contraire de la distances inter électrodes, alors le courant du décharge augmente avec l'augmentation de la permittivité, est égale à 93 mA pour $\epsilon_d = 4.5 F.m^{-1}$ et de 100 , 112mA pour $\epsilon_d = 5$ et 7 $F.m^{-1}$ respectivement.

Chapitre III : Résultats et Interprétations

Dans les courbes de Lissajous figure (III.7 (d, (e), et (g)) nous observons que La quantité de charges augmente avec l'augmentation de la permittivité relative, la valeur maximale est de 0.035uc pour $\epsilon_d = 4.5 \text{ F.m}^{-1}$ cette valeur augmente avec l'augmentation de la permittivité. et de 0.038 ; 0.048uc pour $\epsilon_d = 5$ et 7 F.m^{-1} respectivement. Ainsi la surface augmentée proportionnellement avec le courant de décharge.

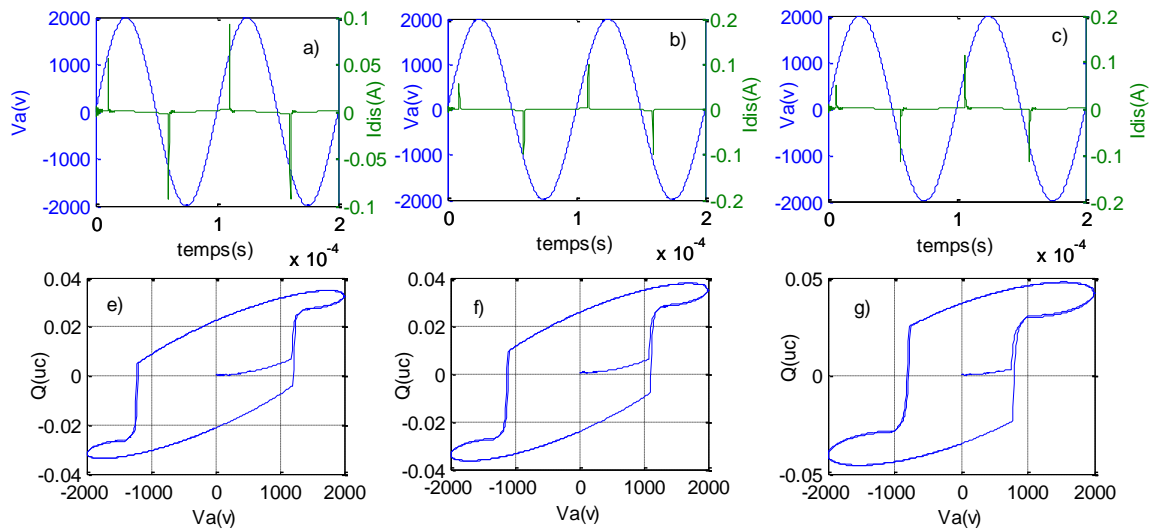


Figure III- 7.l'évolution temporelle: a) ;b) ;c) du courant de décharge e) ;f) ;g) pour les courbes de lissajous pour $\epsilon_d=4.5, 5, 7 \text{ f.m}^{-1}$

III-6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de la simulation de la modélisation de la décharge luminescente contrôlée par barrière diélectrique .ces résultats décrivent le comportement de la décharge et permet d'analyser l'évolution des caractéristiques électriques pendant et après le claquage , il y a plusieurs paramètres qui influe sur le courant de décharge comme la tension appliquée et la capacité du diélectrique solide . Nous avons varié la valeur de cette capacité par deux paramètres : le premier concerne l'épaisseur qui influe inversement sur le courant de décharge au contraire de la permittivité qui influe de forme directe.

CONCLUSION

GENERAL

CONCLUSION GENERALE

Dans la littérature, les modèles de Décharges à Barrières Diélectriques (DBD) sont, généralement, soit des modèles fluides permettant d'avoir une vision physique de la décharge (densités et flux des ions, électrons, ...) au détriment de la simplicité, du temps de calcul et de la prise en compte du circuit électrique et de l'environnement de la décharge, soit des modèles de types circuits électrique permettant d'avoir une vision macroscopique 0D sans forcément avoir de sens physique mais qui permettent d'être couplés à un modèle de l'alimentation électrique.

L'objectif de ce travail était de réaliser un modèle électrique de la décharge permettant d'étudier l'influence de l'alimentation électrique et des diélectriques solides sur le fonctionnement de la décharge. Pour cela, nous avons réalisé un modèle sous Matlab Simulink permettant de traiter les diélectriques et la décharge en 0D. Ainsi, ce modèle permet de prendre en compte les caractéristiques électriques (permittivité) et géométriques du dispositif de décharge.

Les résultats de la distribution temporelle du courant de décharge montrent que La décharge lumineuse contrôlée par barrières diélectriques dans l'hélium est impulsionnelle. Ce courant de décharge est périodique et se compose d'une seule impulsion par alternance.

Les effets des différents paramètres sur la décharge (tension, la distance inter électrode, permittivité relative,...ect) ont montré que la variation de l'un de ces paramètres peut conduire à des résultats différents. L'effet de la tension appliquée est très particulier. C'est le paramètre qui agit le plus sur la tension d'amorçage et simultanément sur toute les caractéristiques de la décharge.

Au-delà de ce travail, il reste à traiter le comportement du régime filamentaire de la décharge à barrière diélectrique.

Références Bibliographiques

- [1] Alexandre Valt " Etude de deux procédés de polymérisation d'un précurseur gazeux dans un plasma radio fréquence basse pression et liquide déposée sur un substrat activée par décharge à barrière Diélectrique a Pression Atmosphérique : application aux propriétés antifouling. chemical sciences " , Chimie paris Tech, English,2008.
- [2] N. Naudé, " Etude Electrique de la Physique d'une Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique et de son Inter action avec un Générateur : Modèle et Expérience ; " thèse de doctorat, université paul sabatier ,2005.
- [3] R. Araria, " Modélisation d'une décharge luminescente à pression atmosphérique ", usto, 2013. Thèse de magister, université mohamed boudiaf,2013.
- [4] radhia abd eljalil, " Modélisation de la entre relation les paramètres procédé plasma et les caractéristique de la qualité du matériau x textile par apprentissage de données physiques ", Thèse de doctorat , lill 1,2010
- [5] Mohamed Chérif bouzidi. "Etude d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) homogène dans l'azote a pression atmosphérique : effet mémoire et optimisation du transfert de puissance". sciences de l'ingénieur [physiques]. institut national polytechnique de toulouse - inpt,2013. francais.
- [6] Dubus –Nicolas laboratoire d'études thermiques, consumer 6608, 40, avenue du recteur pineau, 86022 Poitiers contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique, thèse de doctorat ,université paul sabatier, 2009.
- [7] Christian Sarra-Bournet , " Fonctionnalisation de surface de polymères par plasma à la pression atmosphérique. Amination de surface et dépôt de couches minces par un procédé de décharge par barrière diélectrique,"thèse de doctorat université paul sabatier ,2009.
- [8] Bouanaka Fouzi , "Contribution à la modélisation des plasmas de dépôt basse pression", thèse de doctorat, constantine , 2013 .
- [9] Bahouh e Hanen " Contribution à la modélisation d'une décharge continue d'un gaz moléculaire". thèse de magister, université de mentouri constantine. 2010.
- [10] Yu. P. Raizer, in: Gas Discharge Physics, Springer-Verlag, Berlin (1991).
- [11], M.Birger , H. Romet , M.Denozière, D.Guionnet,J.-.Gilet , " électricité statique " , livre,2004.
- [12] Emmanuel Guibert eau, " 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, "thèse de doctorat, l'Université Henri Poincaré, Nancy 1 ,1998.
- [13] Benoît Bernecker, " Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique ," thèse de doctorat, université Toulouse III - Paul Sabatier , 2010.
- [14] Latrous Abdelhadi, " Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD "thèse de magister, université mohamed boudiaf. ,2014.
- [15] S. Lemoing " mise en évidence, par modélisation numérique, des mécanismes fondamentaux caractérisant le fonctionnement d'une décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques établie à la pression atmosphérique dans l'azote " thèse de doctorat, l'université paul sabatier, 2000.
-

Références Bibliographiques

- [16] Kogelschatz, U., Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma chem. plasma process.*, 2003. 23(1): p. 1.
- [17] Medard, N., et Al., Synthesis and characterization of new supported metallocene catalysts using a cold plasma treatment: application to molecular mechanics and 193 dynamics computational modeling. *macromol. chem. phys.*, 2001. 202(18): p. 3606.
- [18] Conte, A., et Al., Antimicrobial activity of immobilized lysozyme on plasma-treated polyethylene films. *j. food prot.*, 2008. 71(1): p. 119.
- [19] U. Kogelschatz " Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications" *plasma chemistry and plasma processing* volume 23, number 1 / mars 2003
- [20] T. Ikematsu, N. Hayashi, S. Ihara, S. Satoh, C. Yamabe. " Advanced excimer lamp" *vacuum* 73 (2004) oxidation processes (aops) assisted by 579–582.
- [21] Catherine Khamphan, " Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique- Application à l'étude des précurseurs de poudres en mélange n₂-n₂o-sih, " thèse de doctorat , université paul sabatier , 2004.
- [22] Rafael Diez Medina " Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement , " thèse de doctorat , université de toulouse, 16 octobre 2008
- [23] Katia Allegraud, "Décharge à barrière diélectrique de surface: physique et procédé" thèse de doctorat , école polytechnique x, français 2008.
- [24] J.M. Meek, j.d. graggs, *Electrical breakdown of gases*, clarendon, oxford (1953) 21. engel.v, 1933.
- [25] Kristaq Gazeli , " Etude expérimentale de micro-plasmas froids à la pression atmosphérique générés par des hautes tensions de formes différentes, " thèse de doctorat, l'Université de Patras, 2015.
- [26] Alban Sublet, "Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium," ingénieur en physique appliquée et instrumentation, université de savoie, 2007
- [27] 21. Engel.v, 1933.
- [28] Bartnikas.R note on discharges in helium under a.c. conditions'. *phys. d : appl. phys.*, 1968: p. 659-661.
- [29] Kazaki.S, 1987
- [30] Okazaki.S, et al., Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using 50Hz source. *J. Phys. D: Appl. Phys.* , 1993. 26: p. 889-892
- [31] Massines.F, Mayoux.C, and Ségur.P, *Proc. 10 th Int . Conf . Gas Disch. And Appl.*, Swansea, 1992: p. 730.
- [32] Louison Maechler, " Dépôts de films organosiliciés réalisés par décharge à Barrière Diélectrique homogène à la Pression Atmosphérique - Applications aux films multicouche," thèse de doctorat , l'Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2010.
- [34] Mankour, " Modélisation numérique d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique, " thèse de doctorat , université de Constantine 2013
- [35] Z. Fang, S. Ji, J. Pan, T. Shao, et C. Zhang, « Electrical model and experimental analysis of the atmospheric-pressure homogeneous dielectric barrier discharge in He », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, n° 3, p. 883–891, 20
-

Références Bibliographies

- [36] A. Flores-Fuentes *et Al.*, « Electrical model of an atmospheric pressure dielectric barrier discharge cell », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, n° 1, p. 128–134, 2009.

ملخص

التفريغ الكهربائي المتوهج ينتج البلازما الباردة تحت الضغط الجوي. هذا النوع من التفريغ وبسبب هيكله المتجانس، يستعمل في العديد من التطبيقات الصناعية. هذا العمل المقدم هو تسليط الضوء على نماذج من التفريغ المتوهج تحت الضغط الجوي هذا التفريغ متحصل عليه في غاز الهليوم ذو تواتر منخفض بين قطبين مستويين ومتوازيين ومعزولين بعازل كهربائي. نتائج النموذج المعتمد اكد وجود توهج تحت ضغط جوي مماثل لتلك المحصل عليه عادة في الضغط المنخفض. دراسة التغيرات الزمنية لتيار التفريغ، ومنحنى Lissajous يحسن فهم الظواهر الفيزيائية التي تحكم في عمل هذا النوع من التفريغ.

كلمات المفتاح: البلازما الباردة التفريغ المتوهج، الضغط الجوي، النمذجة، حاجز عازل.

RESUME

La décharge lumineuse à barrière diélectrique permet de produire un plasma froid à la pression atmosphérique. Ce type de décharge et à cause de sa structure homogène, offre un intérêt dans un grand nombre d'applications industrielles. Ce travail présenté consiste à mettre en évidence la modélisation de la décharge lumineuse à la pression atmosphérique (D.L.P.A.). La décharge est obtenue, dans l'hélium sous excitation basse fréquence entre deux électrodes planes parallèles et isolées par un diélectrique.

Les résultats du modèle confirment l'existence à la pression atmosphérique d'un régime lumineux homogène identique à celui habituellement obtenu à basse pression. L'étude des variations spatiotemporelles du courant de décharge, et des de Lissajous a permis d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques gouvernant le fonctionnement de ce type de décharge.

MOTS-CLÉS : Plasma froid, Décharge lumineuse, Pression atmosphérique, Modélisation, barrière diélectrique.

