



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université des Sciences et de la Technologie d'Oran

Mohamed BOUDIAF

Faculté de Génie Electrique

Département d'Electrotechnique

MEMOIRE

Présenté

En vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Spécialité : Electrotechnique

Option : Ingénierie des plasmas et des décharges

Présenté par

ARARIA Rabah

Sur le thème

Modélisation d'une décharge luminescente à pression atmosphérique

Soutenu le 06/03 /2013, devant le jury composé de :

M^R. A .SETTAOUTI	PROFESSEUR (USTO-MB)	PRESIDENT
M^R. A.W.BELARBI	PROFESSEUR USTO-MB	RAPPORTEUR
M^R .M.MESSAAD	MAITRE DE CONFERENCE-A- USTO-MB	EXAMINATEUR
M^{me} . L. SETTAOUTI	MAITRE DE CONFERENCE-A- USTO-MB	EXAMINATRICE

A mes parents.

A mes frères, A toute ma famille.

A tous ceux qui me sont cher

Remerciements

Je remercie tous d'abord, DIEU le tout puissant qui m'a éclairé le bon chemin.

Je tiens à remercier Mr A.W. BELARBI, Professeur à l'Université d'USTO Oran qui a accepté de m'encadrer, et je lui exprime particulièrement toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, et sa constante disponibilité.

Je remercie sincèrement Monsieur A.SETTAOUTI Professeur à l'Université d'USTO, Monsieur M.MESSAAD, Maitre de Conférences à l'Université d'USTO, Madame L. SETTAOUTI Maitre de Conférences à l'université d'USTO d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail et particulièrement Mr. Hebib Abderrahmane, Mr. Saridj Ahmed et Mr. Meddah Mohamed. A tous les collègues de l'option plasma et tous mes proches et mes amis.

ARARIA.R

Résumé

Le 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.

Cette modélisation numérique est auto-cohérente basée sur une approche macroscopique où « fluide », en utilisant l'approximation du champ électrique local, elle est monodimensionnelle. La technique de résolution utilisée est basée sur les différences finies et le schéma implicite. Les densités des différentes particules (chargées ou excitées) prises en compte sont alors décrites par l'équation de convection-diffusion. Les paramètres de transport (coefficient de diffusion et les coefficients d'ionisation et d'excitation sont fonction du champ électrique local calculé par résolution de l'équation de Poisson couplée avec les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann), comme le fonctionnement de ce type de décharge dépend de la paroi diélectrique, sa présence a également été prise en compte dans la modélisation.

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

Une étude des caractéristiques de la décharge en fonction des différents paramètres (taux d'impureté, distances inter-électrodes, permittivité et la tension appliquée) est effectuée pour déterminer les conditions nécessaires à aboutir au régime lumineux de la décharge.

Mots clés

Décharge lumineuse, Barrières diélectriques, Modèle fluide, Équation de Boltzmann, Équation de Poisson, Pression atmosphérique.

ملخص

العمل المقدم هو عرض لإظهار النمذجة وحيدة البعد للتفريغ الضوئي تحت الضغط الجوي ويتم الحصول على هذا التفريغ بواسطة غاز الهليوم في ظل توتر منخفض ذلك بين قطبين مسطحين متساويين ومتوازيين ومعزولين بعزل كهرباء . هذه النمذجة الرقمية تعتمد على المقاربة المائعة اي بمقاربة الميكرو سكوبيك. وذلك باستعمال تزايد الحقل الكهربائي المحلي احادي البعد. التقنية المستعملة في ذلك تعتمد على الفروق المنتهية وكثافة مختلفة الجزائيات (المشحونة او المثارة) تؤخذ بعين الاعتبار ، و يتم وصفها بواسطة معادلة النشر الحراري. هذه المعادلات تحل بطريقة ضمنية محدودة الفرق ،ومعاملات النقل تستند لمجال الحقل الكهربائي المحصل عليه و يحسب عن طريق حل معادلة بواسون وادماجها مع الحدود الاولى لمعادلة بولتزمان.

هذا النوع من التفريغ الكهربائي يستند على طبيعة الجدارين العازلين الذين استعملوا في النمذجة . النتائج التي يتم التوصل إليها أكدت وجود توهج تحت ضغط جوي مماثل في ظل ضغط منخفض ، بشأن التغيرات للمجال الكهربائي وكثافة الجسيمات بدلالة المسافة تسمح لنا بفهم الظواهر الفيزيائية المتحكممة في نظام للتفريغ الكهربائي. وأخيرا قمنا بدراسة عن تأثير مختلف العوامل (الجهد المطبق، والمسافة بين القطبين الكهربائيين) وهذا لأجل تعين شروط ضرورية للحصول على تفريغ متوهج.

كلمات مفتاح

توهج التفريغ ، حاجز عازل ، مائع نموذج ، معادلة بولتزمان ، معادلة بواسون ، ضغط جوي ،

Table des matières

Introduction générale -----	1
Chapitre I Généralités sur les décharges à barrières diélectriques	
I.1 Introduction -----	4
I.2 Généralités sur les plasmas -----	4
I.2.1 Grandeurs caractéristiques -----	5
I.2.2 Régimes de décharge dans un gaz -----	9
I.2.3 Description d'une décharge luminescente -----	13
I.3 Décharge a barrière diélectrique (DBD) -----	16
I.3.1 Historique -----	16
I.3.2 Définition -----	16
I.3.3 Propriétés des diélectriques -----	17
I.3.4 Géométries de DBD -----	18
I.3.5 Différents régimes de DBD à la pression atmosphérique -----	20
I.3.6 Décharges luminescentes à la pression atmosphérique -----	21
I.3.6.1 Caractéristiques d'une décharge homogène à la pression atmosphérique -----	22
I.3.6.2 Conditions d'obtention d'une décharge homogène à pression atmosphérique -----	22
I.3.7 Applications des DBD -----	23
I.3.7.1 Production d'Ozone -----	24
I.3.7.2 Traitement des gaz -----	25
I.3.7.3 Traitement de surface -----	26
I.3.7.4 Ecrans plasmas (PDP : Plasma Display Panels) -----	27
I.3.7.5 Lampes fluorescentes -----	29
I.4 Conclusion -----	30

Chapitre II Construction du modèle mathématique et numérique de la décharge

II.1 Introduction -----	32
II.2 Modèle mathématique de la décharge électrique à la pression atmosphérique -----	33
II.2.1 Equation de Boltzmann -----	33
II.2.2 Moments de l'équation de Boltzmann -- -----	34
II.2.2.1 Equation de continuité -----	35
II.2.2.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement -----	35
II.2.2.3 Equation de continuité (convection-diffusion) -----	35
II.2.3 Equation de Poisson -----	36
II.3 Modèle fluide de la décharge luminescente entre parois diélectriques à la pression atmosphérique ---	36
II.3 .1 Domaines de modélisation -----	37
II.3.2 Approximation du champ local-----	37
II.3.3 Equations utilisées-----	38
II.3.4 Conditions aux limites-----	40
II.3.4.1 Flux de particules sur les parois diélectriques-----	40
II.3.4.2 Emission secondaire-----	40
II.3.4.3 Conditions aux limites pour l'équation de Poisson -----	41
II.3.5 Circuit électrique équivalent de la cellule de décharger -----	41
II.3.6 Termes sources des équations de transport pour l'hélium -----	43
II.4 Modèle numérique et discrétisation des équations fluides-poisson-----	45
II.4.1 Description générale -----	45
II.4.2 Equations des modèles -----	45
II.4.3 Méthode de différences finies -----	47
II.4.4 Formalisme mathématique de la méthode -----	47

II.4.5	Discrétisation de l'équation de transport en 1D-	49
II.4.5.1	Discrétisation de l'équation de continuité	49
II.4.5.2	Discrétisation de l'équation de Poisson	50
II.4.6	Organigramme de fonctionnement du programme de modélisation	52
II.4.7	Paramètres de transport utilisés dans ce modèle	54
II.4.8	Conditions aux limites et initiales effectivement utilisées	55
II.5	Conclusion	57

Chapitre III Présentation et interprétation des résultats de simulation

III.1	Introduction	59
III.2	Données de basse utilisée dans la simulation	59
III.3	Présentation des résultats de la simulation	60
III.3.1	Tensions et courant caractéristiques de la décharge	60
III.3.2	Distributions spatio-temporelles du champ électrique, potentiel et des densités des particules	62
III.3.2.1	Distribution du champ électrique et potentiel	62
III.3.2.2	Distributions spatiales des densités électroniques, ioniques et métastables	63
III.3.3.3	Densités des courants	65
III.4	Variation spatio-temporelle	66
III.4.1	Variation spatio-temporelle du champ électrique	66
III.4.2	Variation spatio-temporelle du potentiel électrique	67
III.4.3	Variation spatio-temporelle des densités des particules	68
III.4.4	Variation spatio-temporelle de la densité du courant	69
III.5	conclusion	70

Chapitre IV Effets des paramètres de la décharge

IV.1.Introduction -----	72
IV.2 Influence de la tension appliquée -----	72
IV.2.1 Sur le champ électrique et le potentiel -----	72
IV.2.2 Sur les densités des particules chargées -----	73
IV.2.3 Sur la densité de courant électrique -----	73
IV.3 Effet de la distance inter-électrodes -----	74
IV.3.1 Effet de la distance inter-électrodes sur le champ électrique et le potentiel-----	74
IV.3.2 Effet de la distance inter-électrodes sur les densités électronique et ionique-----	75
IV.3.3 Effet de la distance inter-électrodes sur les densités métastable et courant -----	76
IV.4 Effet du taux de l'impureté -----	77
IV.4.1 Effet de l'impureté sur le champ électrique et le potentiel -----	77
IV.4.2 Effet de l'impureté sur les densités des particules chargées, métastable et courant -----	78
IV.5 Effet de la permittivité relative de diélectrique-----	79
IV.5.1 Effet de la permittivité sur le champ électrique et le potentiel-----	79
IV.5.2 Effet de la permittivité sur les densités des particules chargées, métastable et courant---	80
IV.6 Conclusion -----	81
Conclusion Générale -----	83
Bibliographie -----	

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Depuis quelques années, la communauté scientifique s'intéresse de plus en plus aux technologies basées sur les plasmas réactifs hors équilibre générées par des décharges électriques dans un gaz à la pression atmosphérique (PA) [Fr.05]. Les plasmas hors équilibre à l'air ambiant peuvent être générés par des décharges couronne et/ou des décharges à barrière diélectrique (DBD).

Les décharges de type à barrières diélectriques (DBD) ont des électrodes (au moins une des deux) recouvertes d'une couche diélectrique. Elles ne peuvent donc fonctionner que si la tension appliquée varie dans le temps (souvent sous forme sinusoïdale) de façon que le courant change de sens à chaque décharge successive. Elles ont la propriété très intéressante pour les applications qui permettent la génération d'un plasma froid hors-équilibre à des pressions élevées en évitant, par limitation capacitive du courant, la transition vers un régime d'arc. Ce type de décharge est utilisé depuis longtemps pour la génération d'ozone, plus récemment pour le traitement de surface, et depuis une dizaine d'années dans les écrans plats à plasma.

La décharge à barrières diélectriques a été mise en évidence il y a quelques années et pourrait être employée comme un substituant aux décharges filamenteuses coronas traditionnelles. La particularité de ce régime est d'être basée sur un claquage de Townsend. La décharge obtenue présente l'avantage d'être homogène et de recouvrir toute la surface des électrodes, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas du traitement de surface. Dans l'hélium à la pression atmosphérique, cette décharge présente une structure luminescente, c'est pourquoi nous l'appellerons "décharge luminescente à la pression atmosphérique" (D.L.P.A.).

La décharge luminescente a été définie par l'homogénéité de son traitement et la périodicité de son courant. Cependant, la mise en évidence du régime luminescent et des mécanismes conduisant à son obtention n'a pas pu être effectuée avec les seules investigations expérimentales. Une modélisation numérique de son comportement est essentielle. Cette modélisation permettra de confirmer l'existence ou pas de la décharge luminescente malgré la valeur élevée de la pression, d'étudier les phénomènes qui lui donnent naissance et à terme de définir ses conditions d'obtention.

Introduction générale

Cette mémoire a pour objectif de modéliser une décharge luminescente à barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique, en utilisant les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couple avec les équations de Poisson. Dans le cadre de ce travail, la décharge est entretenue par émission secondaire d'électrons de la cathode bombardée par les ions positifs. Ces décharges sont obtenues en appliquant une tension sinusoïdale d'amplitude de l'ordre de quelques kV, à une fréquence de quelques kHz, entre deux électrodes planes et parallèles et recouvertes par des couches diélectriques dont l'épaisseur est de quelques mm

Ce travail est constitué de quatre chapitres qui sont organisé de la manière suivante : le premier chapitre trait en premier lieu, une généralité sur plasma avec les différentes zones de la caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles. Puis on a montré les propriétés des décharges luminescentes à pression atmosphérique. En deuxième partie on donne l'historique de la DBD, sa définition, la caractérisation et on a terminé par les applications des DBD.

Le second chapitre sera consacré au modèle mathématique de la modélisation des décharges luminescente contrôlées par barrières diélectriques dans le gaz d'Hélium, ainsi que l'algorithme numérique de la résolution des équations du modèle et les données de base des paramètres de transport nécessaires à la simulation.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats fournis par le modèle numérique avec une interprétation en sens physique dans le cas d'une DBD dans l'hélium.

Enfin dans le quatrième est dernier chapitre nous donnent les effets de différentes grandeurs sur la décharge (la tension, la distance inter-électrodes. l'impureté, la permittivité ...etc.)

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES DECHARGES A **BARRIERE DIELECTRIQUE DBD**

I.1 Introduction

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

Ensuite, nous expliquons les concepts fondamentaux des décharges à barrière diélectriques, leurs différentes configurations physiques possibles. Nous terminons le chapitre par des déférentes applications spécifiques de la DBD.

I.2 Généralités sur les plasmas

Si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, nous retrouverons son évolution comme le montre le schéma de la figure 1. Cet élément passe graduellement par son état liquide, ensuite à l'état gazeux, puis au plasma. Pour cette raison le plasma est appelé souvent « le quatrième état de la matière » [Po.07] et constitue environ 99 % de la masse visible de l'univers [Le.04].



Figure I-1 Evolution de l'état de la matière avec la température

Accomplir expérimentalement la transformation entre ces quatre états, est un exercice difficile, voire impossible, à cause de l'énorme différence de température requise, pour passer de l'état solide jusqu'au plasma. Si nous prenons par exemple un glaçon : 0 °C sont nécessaires pour passer à l'état liquide (eau), 100 °C à l'état gazeux et 100.000 °C au plasma [Po.07] . En conséquence, dans la pratique, les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une décharge électrique (plasmas de décharge) ou à un champ magnétique (plasmas RF). Dans ce travail nous ne considérons uniquement que les plasmas de décharge [Rai.91].

Un plasma proprement dit, ne possède ni molécules ni atomes, il contient seulement des ions et des électrons libres. De plus, de même que pour le corps qui lui a donné naissance, sa charge électrique globale est nulle ; la somme algébrique totale des charges qu'il contient doit donc être nulle. Nous retrouvons le plasma à l'état naturel dans divers milieux : dans la couronne solaire, le soleil, l'intérieur des étoiles, etc. [Fa.07]

I.2.1 Grandeurs caractéristiques

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants : Le degré d'ionisation, Les températures électronique et ionique, le libre parcours moyen, la longueur de Debye et la densité des particules chargées.

I.2.1.1 Degré d'ionisation

Le degré d'ionisation α est défini comme le rapport entre la densité électronique (nombre d'électrons libres dans un volume unitaire) et la somme de la densité électronique et de la densité du gaz (nombre d'atomes dans le même volume).

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n} \quad (\text{I.1})$$

Ce degré d'ionisation sert à distinguer deux familles parmi les plasmas de laboratoire : les plasmas chauds et les plasmas froids.

Où n_e est la densité des électrons (ion positifs) et n est la densité des espèces neutres.

Si $\alpha < 10^{-4}$, alors le plasma sera dit « faiblement » ionisé et si $\alpha > 10^{-4}$, alors il est dit « fortement » ionisé [An.94].

Le mouvement des particules chargées peut être alors dominé par des collisions avec d'autres particules chargées si le plasma est « fortement ionisé » ou par collision avec des neutres s'il est « faiblement ionisé ».

I.2.1.2 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 [Ba.10] et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation :

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

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 ($1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$).

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.

I.2.1.3 Densité

La densité n est définie comme le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions, neutres). La neutralité du plasma implique $n_e = n_i$, en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle [Cl.05]

I.2.1.4 Fréquence plasma

Quand on provoque une perturbation locale dans un plasma, initialement neutre, de sa position d'équilibre en faisant apparaître un excès d'électrons suivant un plan d'épaisseur $d\xi$, comme c'est illustré sur la figure I-2, il va y avoir accumulation de charges qui génèrent un champ électrique qui exercera une force de rappel sur les électrons en excès (revenir vers l'état d'équilibre de neutralité). Ces électrons mis en mouvement effectueront des oscillations autour d'une position d'équilibre moyenne avec une fréquence angulaire ω_{pe} donnée par [Ri.98] :

$$w_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}} \tag{I.3}$$

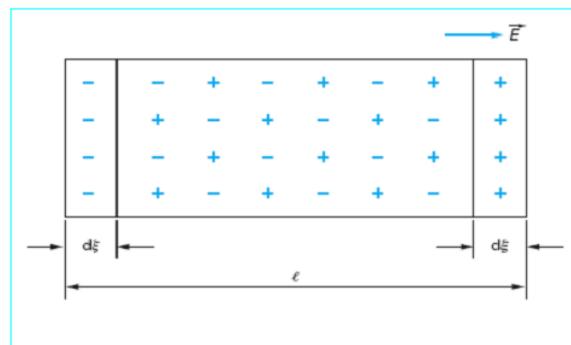


Figure I-2 : Perturbation d'un élément de plasma de longueur l

Si l'on tient compte de la masse finie des ions, on montre aussi que les ions ont un mouvement sinusoïdal de pulsation ω_{pi} , appelée pulsation plasma ionique :

$$w_{pi} = \sqrt{\frac{n_i q^2}{\epsilon_0 m_i}} \tag{I.4}$$

Avec :

- $m_{e,i}$ (m_i): masse de l'électron, (d'ion) ;
- ϵ_0 : permittivité du vide ($8,8542 \cdot 10^{-12}$ F/cm),
- q : la charge électronique ($1,6022 \cdot 10^{-19}$ C),
- $n_e = n_i = n_0$ dans le cœur du plasma (avec n_0 la densité de charge initial à $t = 0s$).

Par ailleurs, ces fréquences rendent compte de la capacité des charges (électrons, ions) à suivre les variations périodiques du champ électrique appliqué par le générateur. On distingue alors trois types de plasmas selon la valeur de la fréquence d'excitation f appliquée par le générateur par rapport aux fréquences plasmas électronique f_{pe} et ionique f_{pi} [Ba.10]:

1. les plasmas bas fréquences (quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz) :

($f < f_{pi} < f_{pe}$), où les électrons et les ions suivent les variations du champ appliqué.

2. les plasmas radiofréquences (1 MHz à 0.5 GHz) ($f_{pi} < f < f_{pe}$), où les ions sont confinés dans le plasma alors que les électrons suivent encore les variations du champ électrique.

3. les plasmas hyperfréquences (500 MHz à quelques GHz) : ($f_{pi} < f_{pe} \leq f$), où les électrons et les ions ne peuvent plus suivre le champ électrique appliqué.

I.2.1.5 Libre parcours moyen

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen λ est donné par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{n_g \sigma} \quad (I.5)$$

Où n_g est la densité du gaz, σ est la section efficace et r est le rayon de l'atome cible.

La fréquence de collision entre l'électron et les atomes cibles ν est :

$$\nu = \frac{v_{th}}{\lambda} \quad \text{qui équivaut à :} \quad \nu = \sigma n_g \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$v_{th} = \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.6)$$

représente la vitesse thermique et m est la masse atomique.

I.2.1.6 Longueur de Debye

Une charge immergée dans un plasma est entourée de charges de signe opposé qui tendent à écranter son champ coulombien. Cette influence a lieu pour toute distance inférieure à la longueur de Debye λ_D définie par l'Equation [Ba.10]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot K_B T_e}{n_e q^2}} \quad (I.7)$$

Cette longueur peut également être calculée lorsque les particules chargées négativement sont séparées en deux populations de températures différentes. Par exemple dans le cas de plasmas électronégatifs, contenant les densités d'électrons n_e de température T_e , d'ions négatifs n_n de température T_{i-n} et d'ions positifs n_p de température T_{i-p} et que l'on considère la quasi-neutralité avant perturbation $n_p = n_e + n_n$, la longueur de Debye en plasma électronégatif s'écrit alors:

$$\lambda_{D^-} = \lambda_D \cdot \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}} \quad (I.8)$$

Avec $\gamma = \frac{T_e}{T_{i-n}}$ et $\alpha = \frac{n_n}{n_e}$ qui représente l'électronégativité du plasma. Pour $1 \gg \alpha$ le plasma est fortement électronégatif.

Il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à λ_D . Cette notion est importante pour concevoir un réacteur plasma : la dimension L de l'enceinte doit être très supérieure à λ_D pour assurer la quasi neutralité du plasma.

Le paramètre λ_D peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (Plasmas spatiaux). L'ionisation du gaz peut s'obtenir par l'injection des électrons, par l'intermédiaire d'une décharge électrique, raison pour laquelle ces plasmas sont appelés « plasmas de décharge ».

I.2.1.7 Collision

La décharge électrique provoque des collisions, entre les électrons émis depuis la cathode vers l'anode et les espèces du gaz. Ces collisions génèrent des espèces nouvelles dans le gaz, les quelles à leur tour, peuvent produire des changements temporaires ou définitifs, dans la structure du gaz ou d'un autre matériau exposé à la décharge [Fa.07].

Le tableau 1 présente les collisions produites par des électrons (les plus communes), dans une décharge électrique (A et B sont deux atomes du gaz).

Nom de la collision électronique	réaction
Ionisation	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$
Excitation	$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$
Ionisation « Penning »	$e + A^* \rightarrow 2e + A^+$
Dissociation	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Ionisation dissociative	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$
Attachement dissociatif	$e + AB \rightarrow A^- + B$
Recombinaison	$e + A^+ + B \rightarrow A + B$

Tableau I-1 Collisions induites par un électron dans un plasma de décharge.

I.2.2 Régimes de décharge dans un gaz

Un gaz soumis à une décharge, peut se trouver dans différents régimes de fonctionnement. Afin d'identifier ces régimes, nous considérons une décharge de type continu : nous connectons à une source de tension continue U (qui possède une résistance interne réglable R), deux électrodes (anode et cathode) séparées par le gaz (à basse pression et confiné) qui sera ionisé ; la distance entre les électrodes est notée d . La décharge formée dans le gaz peut se présenter sur trois formes, au fur et à mesure que I augmente : décharge obscure, décharge luminescente et décharge d'arc.

Ces formes correspondent à trois zones différentes dans la caractéristique tension-courant du gaz $V(I)$, et elles sont atteintes avec le système de la figure I-3. Chaque zone peut être encore subdivisée en sous-régimes, comme le montre la figure I- 4. [Ra.08]

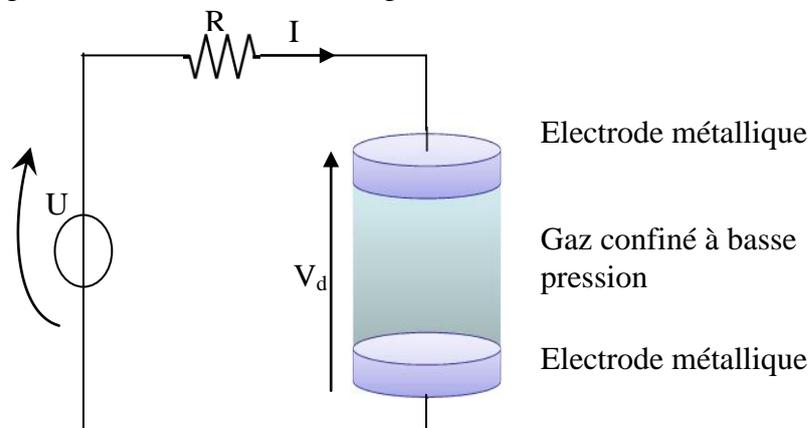


Figure I-3 Décharge continue avec une configuration d'électrodes en forme de plaques parallèles.

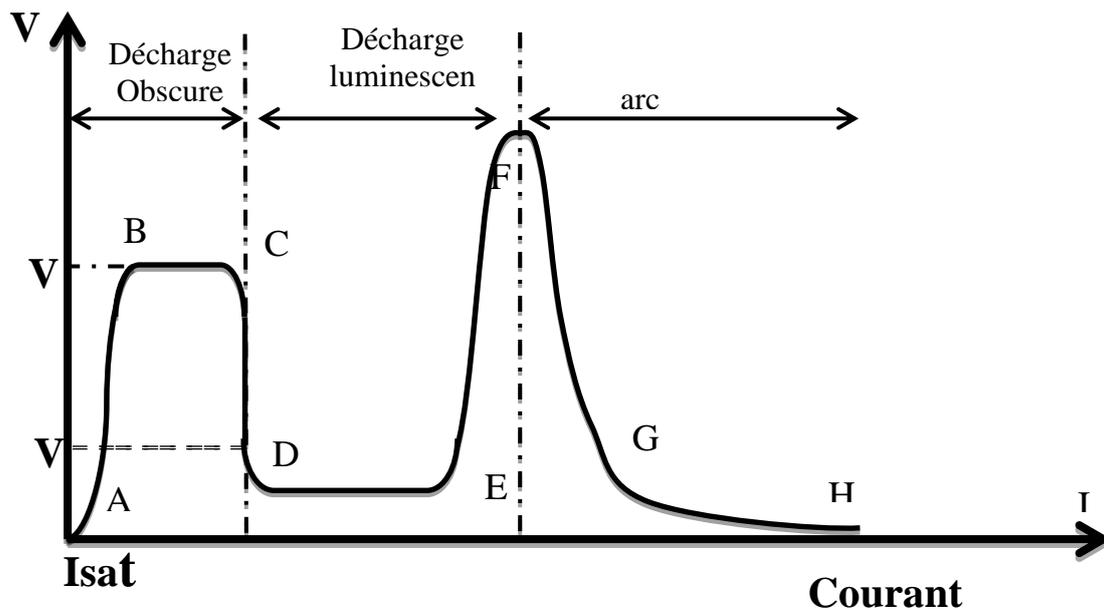


Figure I-4 Caractéristique tension-courant d'une décharge à électrodes planes parallèles.

(AB) : Décharge non autonome.

(BC) : Décharge de Townsend.

(CD) : Décharge luminescente subnormale.

(DE) : Décharge luminescente normale.

(EF) : Décharge luminescente anormale.

(FG) : Arc non thermique.

(GH) : Arc thermique

La courbe des variations de la tension en fonction du courant de décharge à l'état stationnaire $V(i)$ a fait l'objet de plusieurs études et est représentative du comportement électrique d'une décharge gazeuse [Mah.11]. Cette caractéristique pour des électrodes planes, parallèles, de diamètre très grand par rapport à la distance qui les sépare et baignant entièrement dans un gaz, a la forme typique représentée par la figure (I-4). Cette figure peut être décomposée en plusieurs segments correspondant à différents régimes de décharge :

I.2.2.1 Régime de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au tout début de la caractéristique $V(i)$ de la figure I.4 est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante V_d aux bornes des électrodes (entre lesquels se trouve un gaz), on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de V_d , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il

s'écrit $E = V_d / d$ où d est la distance inter-électrodes. Sous l'action du champ électrique, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.). La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande et donc que le champ est fort [Ra.08]. Par conséquent, le courant électrique i , dans le circuit alimentant la décharge et déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît (d'abord) avec la tension V_d . A partir d'une certaine valeur de cette tension V_d , pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint une valeur de saturation, et ne dépend plus de V_d . Ce courant est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est ainsi « non autonome » [Ra.08].

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

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma \{ \exp(\alpha d) - 1 \}} \quad (\text{I.9})$$

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

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

I.2.2.2 Décharge de Townsend (BC)

on augmente l'amplitude du champ électrique appliqué, les électrons circulent avec une énergie plus élevée (vitesse supérieure au moment de l'impact à l'anode), cette énergie est

suffisante, les électrons qui rentrent en collision avec les éléments neutres du gaz, produisent des électrons supplémentaires ; ces électrons augmentent la valeur du champ électrique qui à son tour accélère encore davantage les électrons (y compris les électrons supplémentaires), engendrant ainsi un processus de multiplication électronique (aussi appelé réaction en chaîne ou avalanche). Dans cette zone (zone AB de la caractéristique sur la figure I-4) le courant augmente exponentiellement avec la tension appliquée aux électrodes.

I.2.2.3 Régime de décharge luminescente subnormale (CD) :

Si le champ électrique est encore augmenté et devient suffisamment important, des électrons secondaires sont émis par la cathode, à cause du bombardement des ions positifs. Ces électrons secondaires font augmenter le courant et chuter la tension aux bornes du gaz, provoquant une transition discontinue entre le régime de Townsend et le régime luminescent. Ce champ électrique peut être désigné comme le champ électrique de claquage Il s'agit de la région CD dans la caractéristique statique de la décharge (figure 1.4) [Ra.08].

I.2.2.4 Régime de décharge luminescente normale (DE)

Une fois la transition au régime de décharge luminescente franchie, V_d reste (zone DE sur la figure I-4) à une valeur constante (plus faible que la tension de claquage) pour plusieurs ordres de grandeurs de I .

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

De cette décharge nous pouvons souligner deux choses, le début de l'émission lumineuse par la décharge et la présence d'une région dans le volume gazeux appelée colonne positive.

La colonne positive possède les caractéristiques d'un plasma : un champ électrique faible (typiquement de 1 V/cm) et une charge d'espace nulle (même nombre d'électrons que des ions). Ici, la température des électrons est supérieure à celle des ions et des neutres, ce qui fait de ce volume un plasma hors équilibre [Man.06].

I.2.2.5 Régime de décharge luminescente anormale (EF)

Dans la décharge luminescente normale, nous avons une densité de courant constante ; quand le courant augmentait, la surface du plasma s'élargissait. Si nous continuons à augmenter le courant, la surface du plasma couvre la totalité des électrodes. Pour monter plus haut en courant, il est nécessaire de réaliser une augmentation de la densité de courant ; ainsi, la charge d'espace

augmente, entraînant le renforcement du champ électrique ; ceci se traduit par un accroissement dans la tension de décharge. Ce régime correspond au secteur EF dans la figure I-4.

I.2.2.6 Arc non thermique (FG)

Avec l'augmentation de la densité de courant, la cathode chauffe jusqu'à l'incandescence, générant des électrons supplémentaires par effet thermoionique. L'augmentation du nombre des électrons crée un phénomène d'avalanche qui fait chuter la tension de décharge, alors que le courant augmente jusqu'à des valeurs très élevées. On est dans un régime d'arc non thermique dans lequel les électrons, les ions et le gaz n'ont pas la même température. .

I.2.2.7 Arc thermique (GH)

Dans ce régime, nous avons une température similaire pour toutes les espèces dans le gaz ; en d'autres termes, nous sommes près de l'équilibre thermodynamique (plasma chaud). Cette zone est caractérisée par une tension très faible et une faible augmentation de la tension avec le courant (résistance locale positive). Egalement, le niveau de courant est très élevé (normalement supérieur à 50 A). Il s'agit de la zone GH de la caractéristique statique de la décharge sur la figure I-4.

I.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, par une non uniformité du champ électrique et par une variation du potentiel qui se manifeste principalement au voisinage des deux électrodes, une distribution typique de la luminosité, dans un réacteur à électrode cinq régions d'aspect lumineux différent. Ce sont successivement :

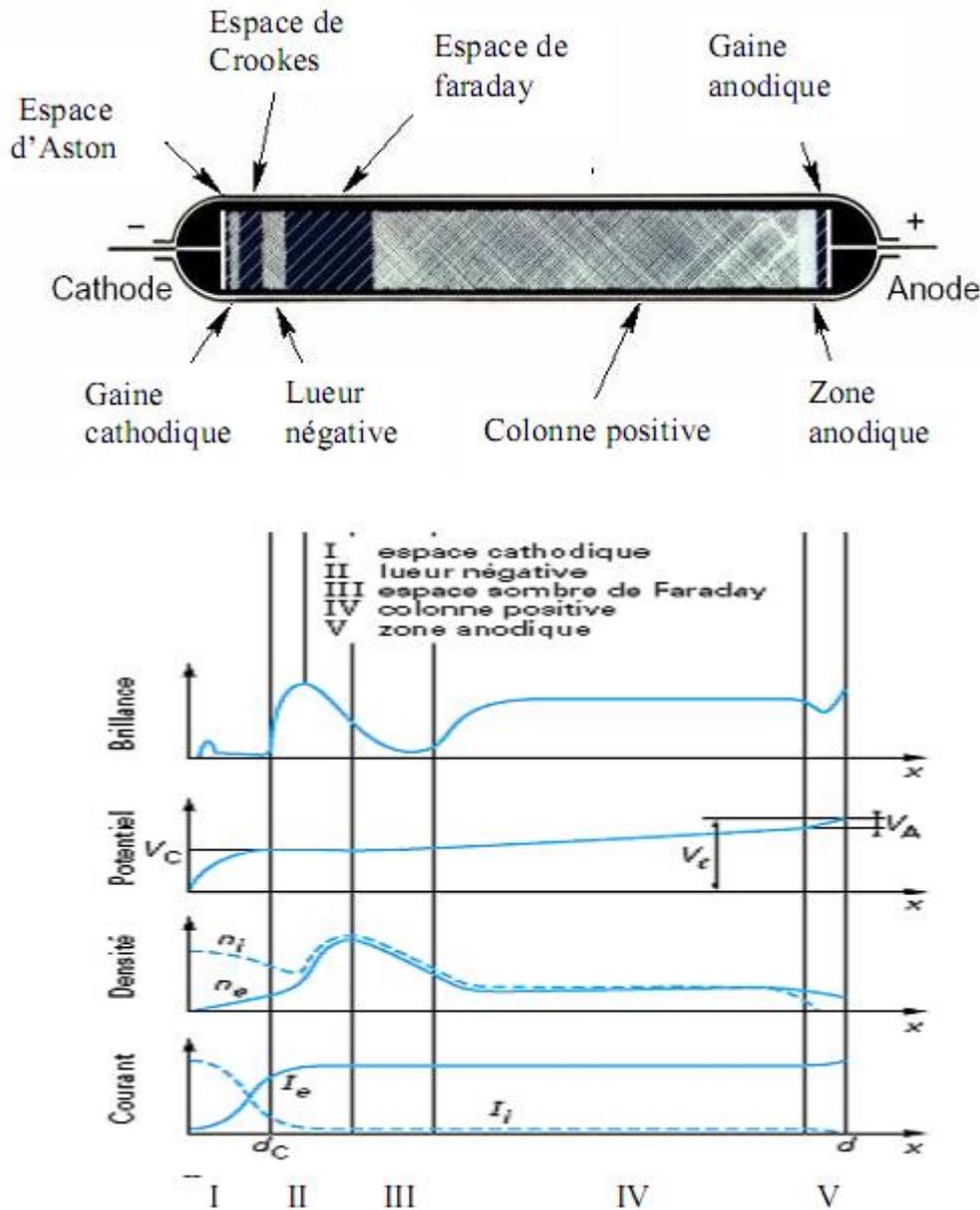


Figure I-5 : Représentation schématique des différentes zones pouvant exister dans l'espace inter-électrodes.

I.2.3.1 Espace cathodique

C'est dans cette zone que le potentiel varie le plus fortement .C'est le lieu où les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour permettre l'entretien de l'ionisation dans la décharge. Cette région caractérisée par une zone de décharge d'espace positive. Elle comprend [Lem.00].

A. Espace d'Aston

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

B. Gaine cathodique

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

C. Espace de "Crooks-Hittorf"

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

I.2.3.2 Lueur négative :

Lorsque le courant induit par le mouvement des électrons est d'intensité comparable à celle du courant ionique, on entre dans la zone appelée « lueur négative ». Dans cette zone, on peut observer un maximum de luminosité. Cela est dû au fait que le nombre de collisions électrons-neutres et électrons-ions y est maximum, il en découle un nombre maximum d'émissions de photon lumineux. Ce maximum de collisions implique également un maximum de production d'électrons libres. Par conséquent, la densité d'électrons augmente et vient à égaler celle des ions, la charge d'espace s'annule et provoque le point d'inflexion visible sur la courbe de potentiel.

I.2.3.3 Espace sombre de Faraday :

À 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.

I.2.3.4 Colonne positive :

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

I.2.3.5 Zone anodique

L'anode est un collecteur d'électrons pour le circuit extérieur, à son approche la densité électronique est donc plus importante. Comme l'espace cathodique fournit le courant d'électrons, la zone anodique fournit le courant d'ion nécessaire à la colonne positive. Par conséquent, on peut observer une légère augmentation du potentiel (création d'une charge d'espace), une chute des densités (les électrons passent dans le circuit extérieur et les ions ont été créés à l'entrée de la zone) et une augmentation de la densité de courant électronique.

I.3 Décharge à barrières diélectriques (DBD)

I.3.1 Historique

Les premières expérimentations connues sur ces décharges sont de Siemens en 1857. Les applications principales étaient la production d'ozone ou d'oxyde d'azote. En 1932, Buss décrit le caractère filamentaire de cette décharge dans l'air à travers les premiers clichés photographiques et mesures à l'oscilloscope réalisé sur les DBD [Ma.05]. Les premières simulations et recherches sur les DBD permettent d'élargir le champ d'application de ces décharges à la modification de surface, à la déposition assistée par plasma, aux lasers puis, plus tard, aux écrans plats, au traitement d'effluents gazeux.

Il faut attendre 1988 pour découvrir l'existence d'un régime de DBD homogène à la pression atmosphérique grâce aux recherches des japonais Kanazawa et al. Depuis, de nombreuses recherches ont été menées afin de comprendre les phénomènes physiques régissant les DBD [Al.07], [ko.06], [Sa.10], [La.07].

I.3.2 Définition

On appelle « décharge à barrières diélectriques », le type de décharge dans un gaz caractérisé par la présence d'au moins une épaisseur de matériau diélectrique dans le gap [Kog.03].

Il est possible de générer des DBD dans une gamme élevée de pressions et pour différentes natures de gaz. La capacité du diélectrique limite le courant électrique dans le système, permettant ainsi la génération d'un plasma froid même à pression atmosphérique.

Les charges s'accumulant sur le diélectrique limitent l'extension des micros décharges, empêchant la formation d'arcs électriques, de plus le diélectrique permet la distribution des micro-décharges de manière quasi uniforme sur la surface de décharge [Pi.07].

L'accumulation de charges issues du plasma sur le diélectrique solide entraîne une chute du potentiel et du champ appliqués sur le gaz conduisant à l'extinction de la décharge. De par la

présence du diélectrique solide, une DBD est nécessairement pulsée et excitée par des tensions d'alimentation alternatives. Des différences de potentiel de l'ordre de la dizaine de kilovolts et des fréquences variant de 50 Hz à 500 kHz sont typiquement utilisées pour claquer le gaz dans un espace inter-électrodes de quelques centaines de microns à quelques centimètres [Mah.11].

Les DBD ne peuvent être alimentées que par des signaux alternatifs, le couplage capacitif du diélectrique rendant le système électrode-diélectrique semblable à une capacité [Kog.03]. Les signaux peuvent être de différentes formes : sinusoïdaux, carrés ou impulsionnels. [Tr.09]

I.3.3 Propriétés des diélectriques

Un diélectrique est une substance isolante, ou de conductivité électrique faible. Le mot « Diélectrique » est utilisé pour désigner les propriétés électromagnétiques du matériau, notamment son caractère polarisable. Le terme « isolant » est utilisé pour toutes les autres utilisations de ce type de substances [Fo.86]

Contrairement à un matériau conducteur, il n'y a pratiquement aucun courant qui passe à l'intérieur d'un diélectrique soumis à un champ électrique car il n'y a pas d'électron libre ou faiblement attaché qui peut se déplacer à l'intérieur du matériau. À la place, il se produit le phénomène de « polarisation ». Le champ électrique provoque la création de dipôles électrostatiques au niveau électronique et atomique, occasionnant la circulation d'un courant par apparition de charges de polarisation. La polarisation se caractérise par l'apparition d'une fine couche de charges de polarités opposées sur chaque face du matériau (figure I-6) [Fo.86], [Lau.99].

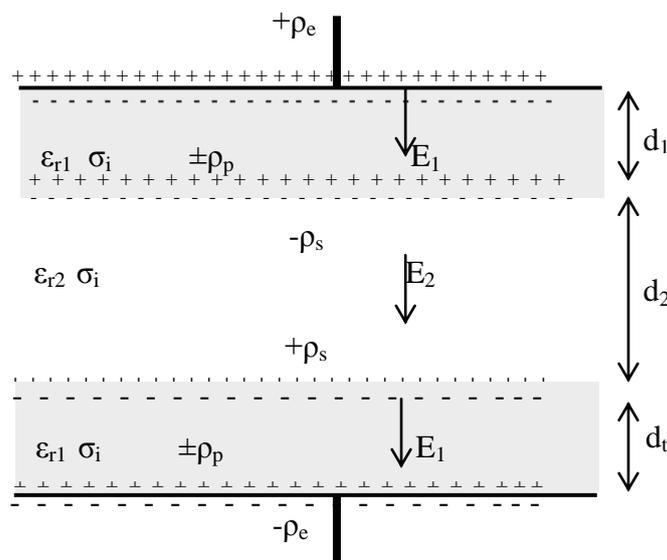


Figure I-6 Polarisation d'électrodes planes et parallèles toutes les deux couvertes de Diélectrique.

La différence de potentiel entre les électrodes résulte en une densité de charge ($\pm\rho_e$) au niveau des électrodes et la polarisation de l'épaisseur de diélectrique ($\pm\rho_p$).

Sous l'effet des charges se déposant à la surface des diélectriques, une densité de charge surfacique ($\pm\text{ps}$) se forme [Tr.09].

À l'échelle macroscopique, la capacité d'un condensateur constituée de deux électrodes métalliques est plus élevée après introduction d'un diélectrique (capacité C) entre les armatures que dans le vide (capacité C_0). Le rapport des capacités donne : $\frac{C}{C_0} = \epsilon_r$ où ϵ_r représente la permittivité relative du matériau, c'est une caractéristique du diélectrique et est parfois appelée « constante diélectrique » ou « pouvoir inducteur spécifique ».

I.3.4 Géométries de DBD

S'il existe de nombreuses géométries permettant d'obtenir des DBD, elles peuvent être regroupées en trois catégories :

- les décharges en volume, géométrie typique des DBD, constituées d'électrodes dont l'une au moins est recouverte de diélectrique, et séparées par un espace gazeux (figure I-7a).
- les décharges en surface, pour lesquelles une électrode longue et une (ou plusieurs en parallèle) est placée sur une surface diélectrique, de l'autre côté de laquelle se trouve une contre-électrode (figure I-7b).
- les décharges coplanaires, composées de paires d'électrodes parallèles de polarité opposée dans un matériau diélectrique à proximité de la surface (figure I-7c).

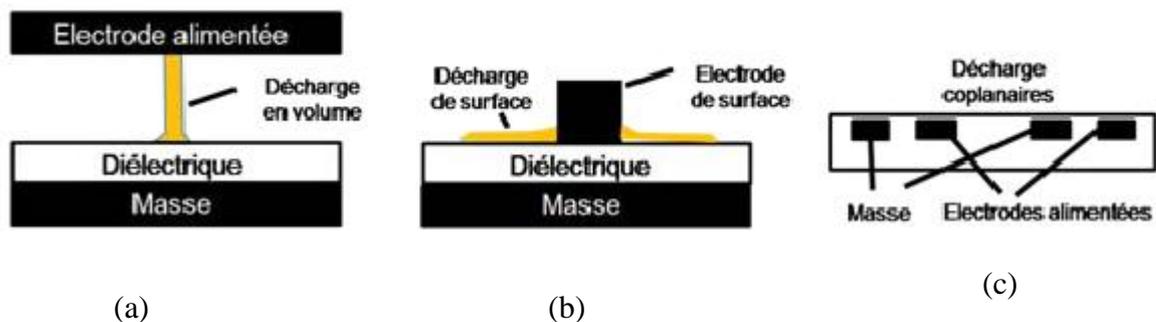


Figure I-7 - Géométries principales de DBD. Décharge en volume (à gauche), en surface (au centre) et coplanaire (à droite) [Ph.96].

I.3.4.1 Décharge en volume

Les DBD en volume, se caractérisent par une décharge de type filamentaire. Différentes possibilités des géométries de DBD en volume sont présentées dans la figure I-8 [Wa.03].

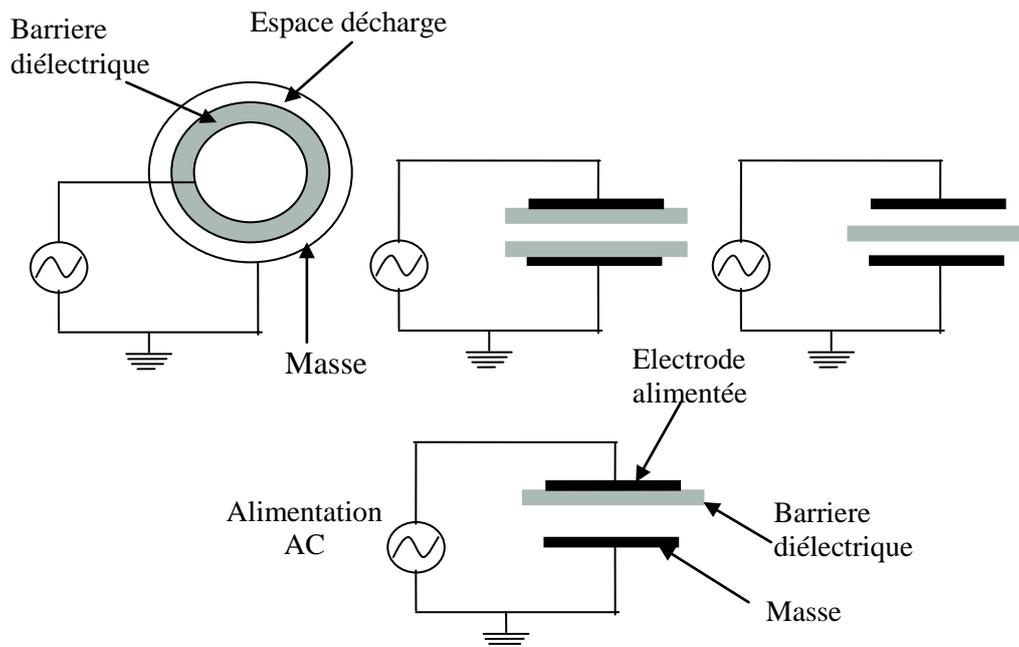


Figure I-8 Différentes géométries possibles de décharges en volume. Elles sont caractérisées par la présence d'électrode dont l'une au moins est couverte de diélectrique et de la présence d'un espace gazeux clairement délimité.

I.3.4.2 Décharge en surface

Les DBD en surface sont caractérisées par une faible tension d'allumage et une extension graduelle à la surface du diélectrique. Contrairement aux décharges en volume, il n'y a pas d'espace de décharge clairement défini, le claquage se produit à la tension minimale de Paschen près de la zone de triple jonction (métal-diélectrique-gaz) (figure I-7 au centre). La décharge se propage à la surface mais est comblée rapidement après allumage, limitant son extension radiale.

La forme de la décharge dépend des polarités respectives de l'électrode de surface et de la contre-électrode. Si l'électrode de surface est la cathode, la surface se charge de manière homogène ; pour des polarités opposées une structure de filaments apparaît [Ph.96].

I.3.4.3 Décharge coplanaire

Les DBD coplanaire se développe entre les deux électrodes recouvertes de diélectrique (figure I-7, à droite). La configuration coplanaire permet d'obtenir une distance très faible entre les électrodes (quelques centaines de μm) sans passage à l'arc, un fort champ électrique apparaît dans la région de gaz entre les électrodes et la décharge comble cet espace très rapidement. Cette configuration présente des propriétés de décharges similaires à la décharge en volume, notamment son caractère filamentaire, et bénéficie des mêmes avantages que la décharge en surface, comme sa propriété d'allumage à tension faible.

I.3.5 Différents régimes de DBD à la pression atmosphérique

I.3.5.1 Décharge filamentaire

Le mécanisme de rupture d'un gaz est dépendant de la valeur du produit «pression*distance inter-électrodes»(pd). Pour des valeurs de l'ordre de quelques Torr.cm, un claquage de type Townsend est observé, en revanche, pour des valeurs plus élevées supérieures à quelques de Torr.cm, le claquage normalement observé est de type " filamentaire " (aussi appelé streamer) [Ra.08].

I.3.5.2 Théorie du streamer

Les fondements de la théorie du streamer ont été développés en 1939 par Rater, Meek et Loeb [Sa.10]. Cette théorie permet d'expliquer le mécanisme de développement des décharges filamentaires qui ne peut être décrit par la théorie de Townsend où le mécanisme d'émission secondaire d'électrons à la cathode joue un rôle fondamental le claquage de type streamer est obtenu lorsque le produit « Pd » devient suffisamment grand pour permettre au champ, engendré par la charge d'espace positive due aux ions créés par une seule avalanche, de devenir du même ordre de grandeur que le champ appliqué. Cette charge d'espace est due à la faible mobilité des ions (positifs) par rapport à celle des électrons : Les électrons étant cent fois plus rapides que les ions, ils dérivent très rapidement vers l'anode tandis que les ions restent quasi-immobiles et forment une charge d'espace. Un processus secondaire attribué, pour sa rapidité, à la photo-ionisation et à la photoémission, crée des électrons germes entre l'avalanche initiale et la cathode. Ces derniers produisent à leur tour de nouvelles avalanches. Lorsque le champ de charge d'espace est comparable au champ géométrique, les électrons de ces avalanches secondaires se dirigent vers le nuage positif laissé par l'avalanche primaire figure I-9 et s'y raccordent, laissant derrière eux une nouvelle zone positive. Une succession de phénomènes semblables conduit à la formation d'un canal continu de plasma que l'on appelle streamer.

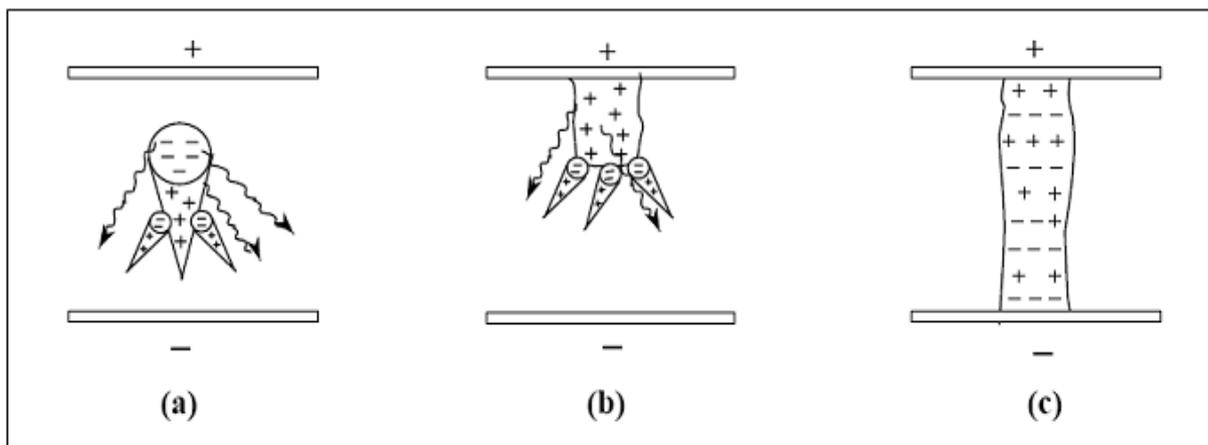


Figure I-9 : Développement d'un canal de décharge filamentaire [Mo.07].

- (a) Transition avalanche- streamer, (b) Propagation du streamer vers la cathode
(c) Formation d'un canal

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 [Kh.04].

I.3.6 Décharges luminescentes à la pression atmosphérique

En générale dans les décharges contrôlées par barrières diélectriques pour cette décharge que nous intéressent, la distance inter-électrodes est de quelques millimètres et la pression est de l'ordre de la pression atmosphérique. Dans de telles conditions, le produit $p \cdot d$ est de l'ordre de quelque de torr.cm et le mécanisme de claquage normalement observable est de type filamentaire, en effet pour un produit $p \cdot d$ élevé, les ions n'ont pas le temps d'arriver à la cathode avant que le champ de charge d'espace n'atteigne la valeur critique conduisant à la formation d'un streamer. C'est pour quoi, l'explication de l'existence de décharge luminescente dans la configuration de DBD à haute pression, par extension de la théorie des décharges électriques classiques à faible $p \cdot d$, nécessite quelques précisions [No.07].

En effet il est possible de produire une quantité d'électrons suffisamment importante à faible valeur de champ électrique dans l'espace inter-électrodes, créant ainsi de petites avalanches pour que les ions aient le temps d'atteindre la cathode. L'émission secondaire à la cathode deviendra le mécanisme prépondérant, car la présence d'un grand nombre d'électrons empêchera la formation d'une charge d'espace ionique et la production d'une avalanche importante, on se trouvera alors, dans les conditions des mécanismes développés précédemment et une décharge luminescente à pression atmosphérique pourra être créée.

Les travaux précédents sur les décharges homogènes dans l'hélium et dans l'azote ont montré que la seule prise en compte de l'ionisation directe ne suffisait pas à rendre compte correctement du comportement de la décharge [Be.99], [Ma.05]. Il a donc été nécessaire d'introduire un modèle de physico-chimie beaucoup plus complexe, en prenant en compte, en particulier, les molécules métastables. Les modélisations ont confirmé la création d'une densité importante de métastables dans le milieu. Ce sont ces états métastables, qui par effet Penning, créent des électrons indépendamment de la valeur de champ électrique, le rôle des métastables, primordial dans ce type de décharge.

I.3.6.1 Caractéristiques d'une décharge homogène à la pression atmosphérique

Une décharge homogène à la pression atmosphérique se caractérise par une répartition spatiale homogène de la lumière émise dans un plan parallèle aux électrodes. La figure I-10 montre une photographie de l'espace inter-électrodes dans le cas de deux décharges homogènes obtenues dans l'azote (a) et l'hélium (b), au maximum de courant. La zone lumineuse n'est pas située du côté de la même électrode dans les deux cas. Le courant associé à la décharge présente une seule impulsion par demi-alternance de la tension d'alimentation et est parfaitement reproductible d'une décharge à l'autre figure I-11. La périodicité du courant indique que la charge du diélectrique est uniforme et reproductible.



Figure I-10 : Photographie de l'espace inter-électrode d'une décharge homogène a) dans azote.
b) dans hélium [Gh.00].

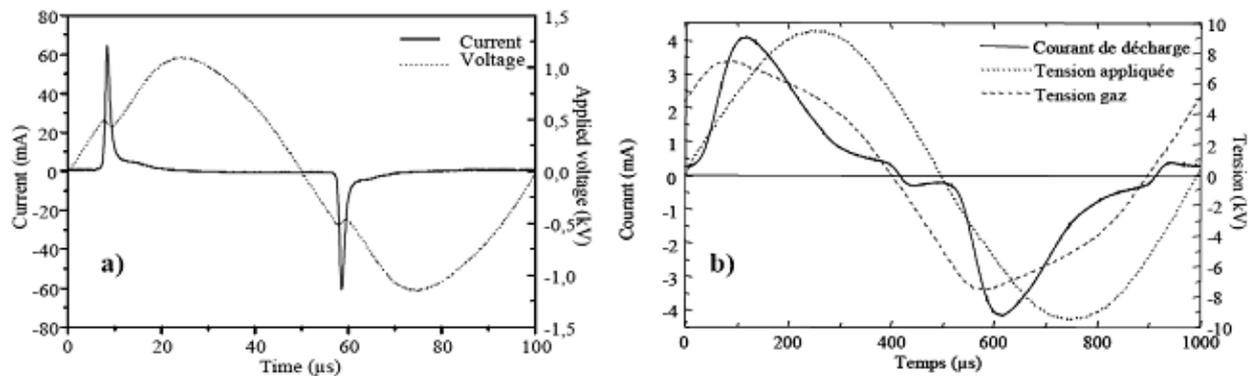


Figure I-11 : Oscillogramme courant / tension, a) d'une décharge lumineuse dans l'hélium
b) d'une décharge de Townsend dans l'azote [Go-99].

I.3.6.2 Conditions d'obtention d'une décharge homogène à pression atmosphérique

Afin d'obtenir une DBD homogène à la pression atmosphérique, un certain nombre de conditions doivent être remplies. Ces conditions empiriques ont été énoncées pour la première fois par Kogoma et al en 1988 et 1990 [Ka.88], ces conditions sont :

- choisir une distance inter-électrodes et des matériaux appropriés (électrodes et diélectriques).

- maîtriser la composition gazeuse et le taux d'impuretés.
- contrôler l'alimentation de la décharge : fréquence appropriée (\sim kHz), haute tension et accord d'impédance.

Ces trois points sont détaillés ci-après

(a) Distance inter-électrodes et diélectrique

Les matériaux diélectriques empêchent la transition à l'arc en limitant le courant. La distance entre les électrodes est elle aussi critique, mais dépend du type de gaz utilisé. Ainsi, avec une distance inter-électrodes de 8 mm il sera possible d'obtenir une décharge luminescente en hélium alors qu'en azote la limite de la décharge de Townsend se situe à 2 mm. [Go.99]

(b) Composition gazeuse

Massines et al ont montré [Ma.98] que la décharge homogène obtenue en hélium et plus généralement dans un gaz rare est de type luminescent (comme celle initiée à basse pression) alors qu'en azote elle est de type Townsend. Dans les deux cas, les impuretés jouent un rôle primordial pour la génération et l'entretien de la décharge.

(c) Alimentation

La fréquence utilisée est en général de l'ordre du kilo Hertz, avec une tension d'alimentation de quelques kilos Volts. En fonction du gaz, de la pression de travail et du type de barrière il est important de pouvoir adapter la charge au circuit d'alimentation à l'aide d'un circuit d'adaptation d'impédance (inductance et capacité). Une régulation active du circuit électrique peut aussi aider à contrôler le type de décharge en limitant le di/dt lors de l'amorçage de la décharge [Al.07].

I.3.7 Applications des DBD

Toutes les applications utilisant les DBD s'appuient en général sur des processus similaires. En effet, l'application d'un champ électrique initie la décharge dans laquelle se forment des particules chargées, des espèces excitées et des radicaux libres. Les réactions issues de la présence de ces espèces instables conduisent à des changements chimiques dans la composition du gaz ou sur objets placés au contact de ce gaz.

La figure (I-12) suivante résume le principe général des DBD et énumère leurs applications majeures [Mah.11]. Certaines d'entre elles sont détaillées dans les paragraphes suivants.

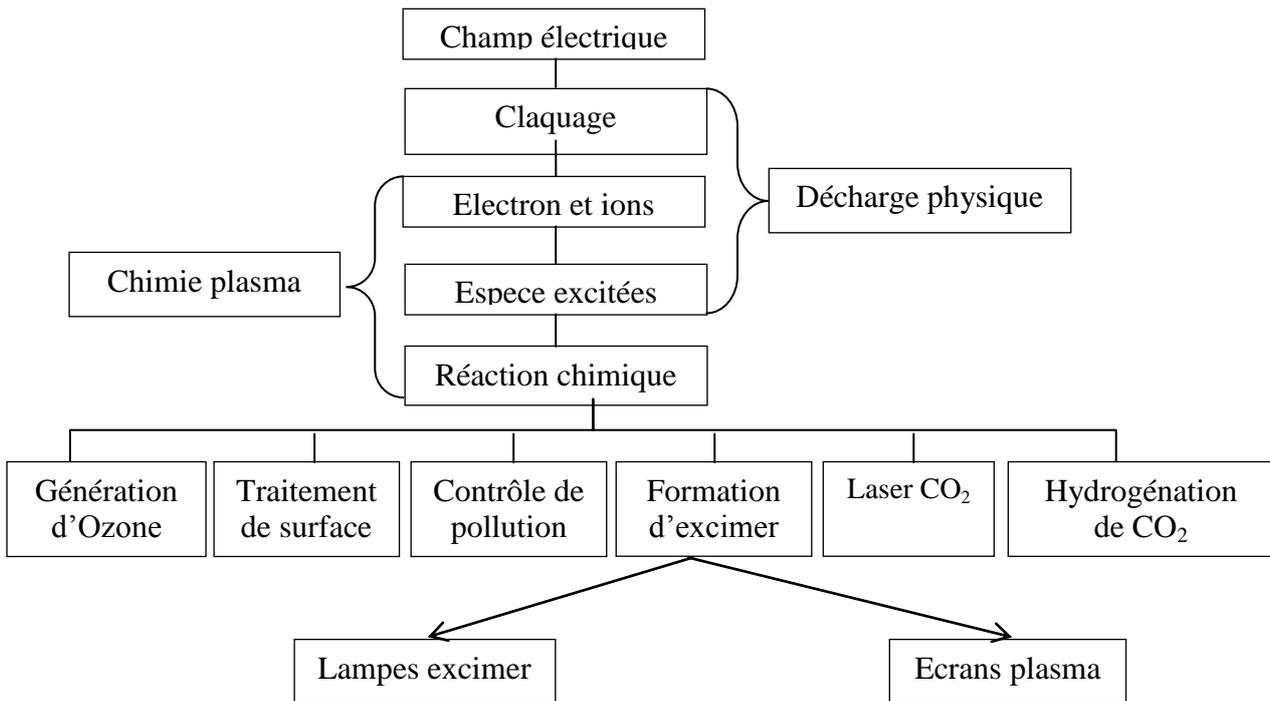
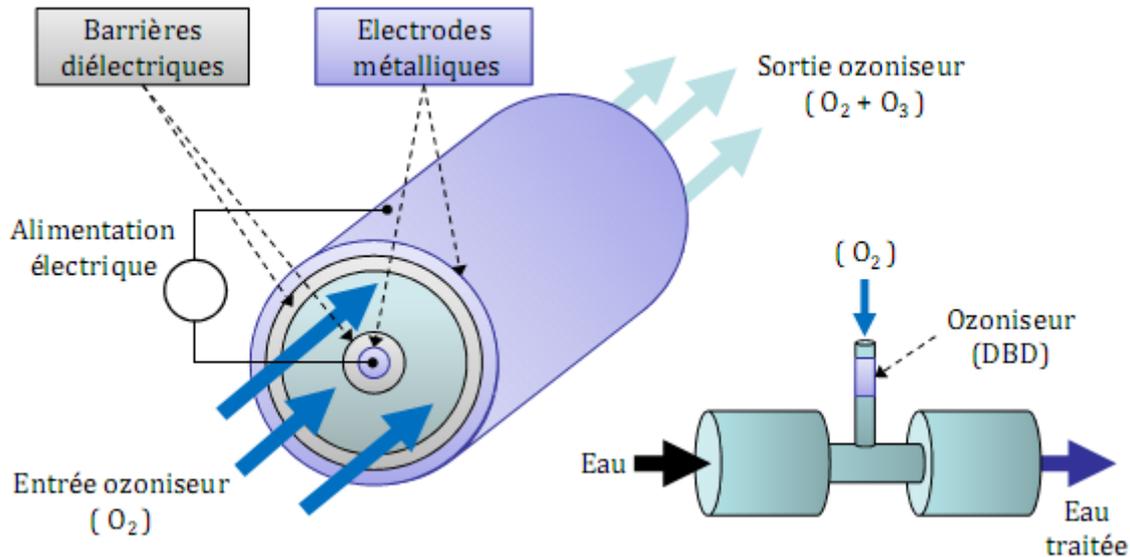


Figure I-12 : Diagramme indiquant le principe général des DBD et leurs applications

I.3.7.1 Production d'Ozone

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone « O_3 » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air ($\sim 4N_2 + O_2$), de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « O_2 », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N_2 » (moléculaire à son état fondamental).

La figure I-13 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.



Ozoniseur (DBD)

Figure I-13 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [Di.08].

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



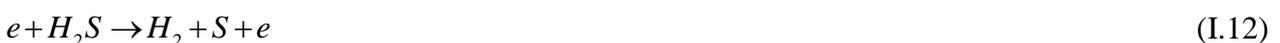
Un atome O, s'associe dans un état excité, avec une molécule O₂, à l'aide d'une troisième espèce M ; ce troisième composant peut être par exemple O₂, O₃, O ou N₂. L'état excité généré O₃^{*}, revient à l'état stable le plus proche, correspondant à l'ozone O₃.



Ci-dessus, nous montrons seulement la réaction initialement désirée ; toutefois, dans la décharge il y a une multitude de réactions ; quelques unes contribuent à une génération supplémentaire d'ozone, tandis que d'autres sont indésirables, car elles provoquent la destruction de l'ozone ou simplement un surplus de consommation de puissance. [Ik.04].

I.3.7.2 : Traitement des gaz

La configuration de DBD mise au point pour la production d'ozone, est également appliquée à la décomposition des gaz toxiques (entrant dans « l'ozoniseur » au lieu de l'oxygène) comme le sulfure d'Hydrogène H₂S [Ma.05], par des collisions avec des électrons, des radicaux et des ions ou des photons (rayonnement UV).



Aujourd'hui, la DBD est objet d'étude dans la destruction des gaz d'échappement toxiques, comme le monoxyde de carbone CO, les oxydes d'azote NO_x et dans la réduction des émissions à effet de serre, comme le dioxyde de carbone CO₂, responsables du réchauffement de la planète [Ik.04] .

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

I.3.7.3 : Traitement de surface

L'utilisation des DBD pour les traitements de surface couvre un large spectre. Nous pouvons en citer entre autres les applications suivantes :

- Modification des propriétés de la surface d'un matériau.
- Amélioration des propriétés d'adhésion, de mouillabilité.
- Traitement des textiles.
- Traitement de polymères, dépôt de SiO₂.
- Nettoyage de surfaces (silicium, aciers...).
- Désinfection, stérilisation [Di.08].

L'une des propriétés principales des DBD est qu'elles peuvent fonctionner en régime filamentaire ou homogène. La caractéristique « homogène » leur confère la propriété de pouvoir agir pour une modification uniforme des surfaces traitées et ce régime de fonctionnement est particulièrement recherché [ch.02].

L'exemple d'une application des DBD dans un processus industriel, donné sur la Figure I-14 est celui du traitement de films plastique. On effectue une décharge entre un rouleau, sur lequel défile le film à traiter, et des électrodes recouvertes par un diélectrique placées en vis-à-vis de ce rouleau, comme le montre la figure I-14[Kog.00].

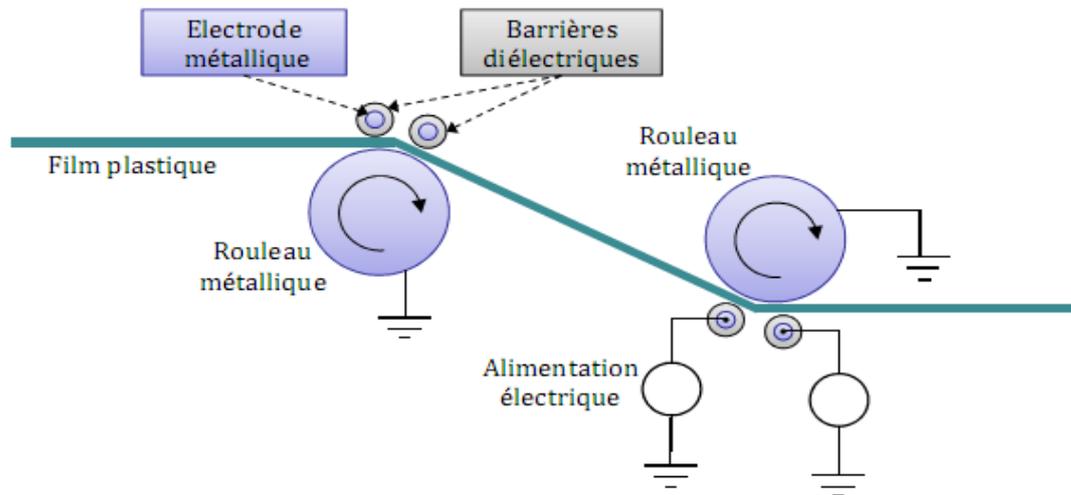


Figure I-14 Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques

I.3.7.4 : Ecrans plasmas (PDP : Plasma Display Panels)

Les afficheurs à écran plasma AC utilisant le rayonnement VUV à xénon pour exciter le phosphore sont des nouveautés récentes sur la large palette des applications des DBD. Cette idée est l'œuvre de deux professeurs de l'Université de l'Illinois, Bitzer et Slottow et fut inventée en 1964 [kog.03].

Un afficheur à écran plasma est constitué de deux verres plats séparés par un gap d'environ 100 μ m rempli d'un mélange de gaz rare (généralement Xe-Ne ou Xe-Ne-He) capable d'émettre des rayonnements UV [Bo.03].

Une matrice d'électrodes est posée sur chaque lame de verre. Ces électrodes sont couvertes par des couches fines de diélectrique de 20 μ m à 40 μ m d'épaisseur. La géométrie standard des électrodes disponibles dans le commerce est coplanaire (ACC). Bien que la structure d'électrodes ACC soit la plus développée de nos jours, la structure d'électrode ACM est toutefois considérée comme la meilleure parce que les propriétés de la décharges ainsi que le schéma d'adressage sont très simples [Gu.05], [Bo.03] comme la montre la figure I-15.

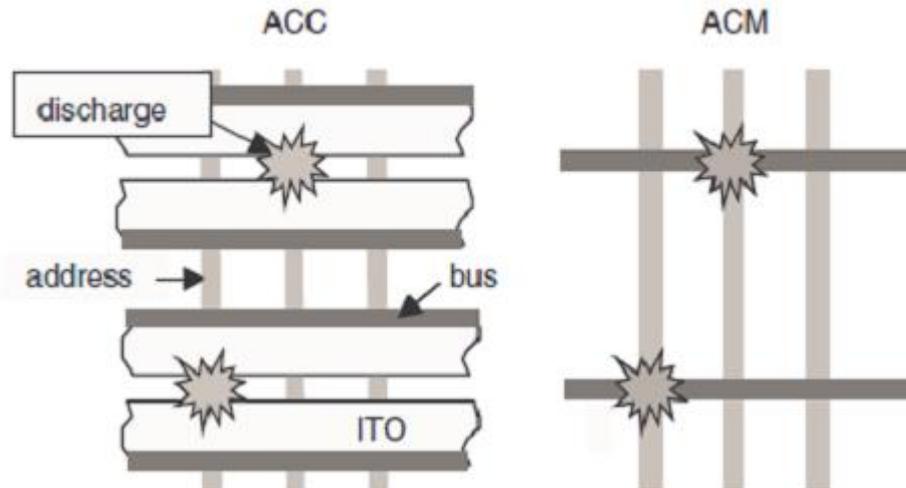


Figure 1-15 Configurations des électrodes coplanaires (ACC) et la matrice (ACM) des afficheurs à écran plasma. Les couches du diélectrique ne sont pas représentées ici.

Pour obtenir un rayonnement suffisant dans le visible, dans chaque volume de décharge, il est essentiel d'augmenter la pression du gaz. Cette pression peut monter jusqu'à 50kPa ou 70kPa pour produire efficacement des excimères.

Le N_e et le H_e sont utilisés comme des gaz tampon (buffer gaz) permettant de diminuer la tension de claquage. Le fait de diminuer la tension de claquage pour des valeurs compatibles avec les divers destinés à les alimenter permet également de réduire le coût.

Dans chaque cellule, le rayonnement VUV excite les revêtements phosphoriques internes en rouge (R=Red), vert (G=Green), ou bleu (B=Blue) [Th.00]. Dans ce cas, chaque cellule agit comme une lampe fluorescente miniaturisée. Les cellules des décharges sont regroupées en triplet RGB ou en quadruple et RGBR des couleurs.

Un afficheur à grande dimension peut comporter 1280 par 1024 points. Sur la Figure I-16.

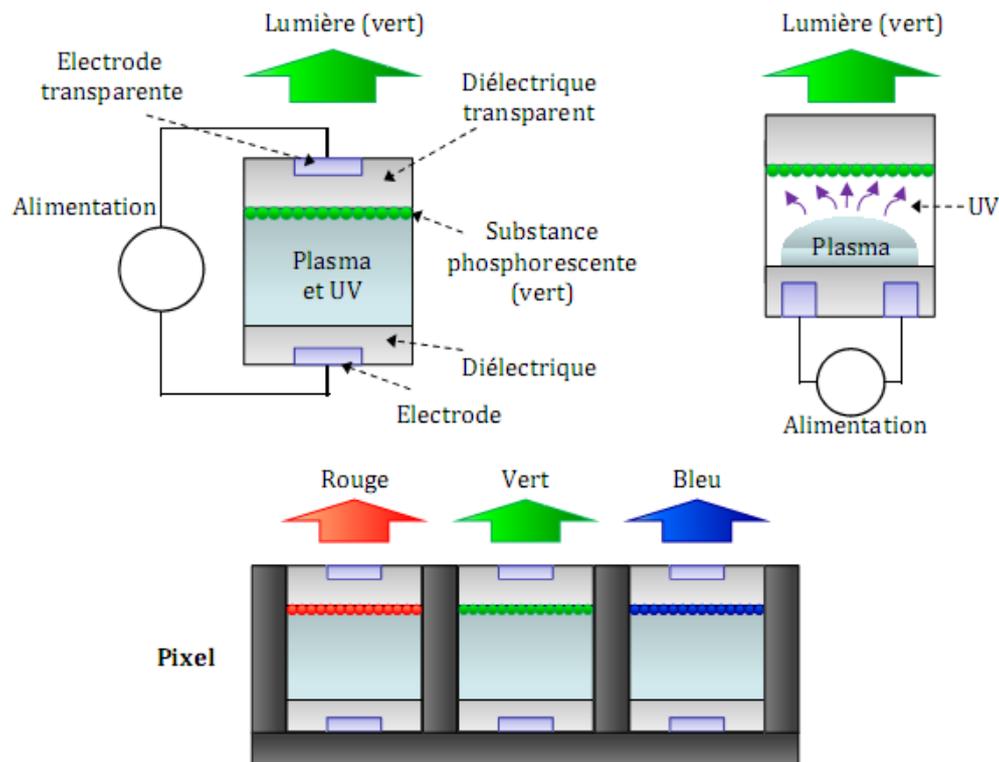


Figure I-16 DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas).

Dans la réalité, chaque cellule est construite de manière beaucoup plus complexe, entre autres, avec un revêtement de MgO sur les électrodes [Bo.98]. Ce matériau protège les diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue. La tonalité finale de la couleur pour chaque DBD est obtenue, par le nombre de décharges effectuées pendant un cycle de rafraîchissement de l'écran.

I.3.7.5 Lampes fluorescentes :

Comme nous l'avons évoqué précédemment (application pour les écrans plasma), le rayonnement UV est ici utilisé pour exciter le phosphore et produire un rayonnement visible. L'avènement des excilampes fournit la possibilité de se passer du mercure (Hg) utilisé depuis des décennies dans des lampes fluorescentes [Gu.05].

Le remplacement du mercure Hg pour un rayonnement à base du xénon, (2 Xe à 172nm) a montré une grande efficacité [Di.00]. La Figure I-16 montre une lampe cylindrique utilisée dans les nouvelles générations de scanners et photocopieurs. Les caractéristiques de ces lampes sont :

- Electrode externe.
- Mélange du gaz : Néon (N_e) et Xénon (X_e).

- Fréquence de fonctionnement : 20kHz.

Le N_e est utilisé pour réduire la tension de claquage et donc baisser les coûts.

Un avantage majeur de ces nouvelles lampes fluorescentes est qu'elles peuvent commuter très rapidement sans surchauffe ni ralentissement [Ik.04]. Dans les scanners et les photocopieurs, ces lampes ne sont actives que durant la phase de scan ou de copie, c'est pourquoi leur durée de vie est assez longue.

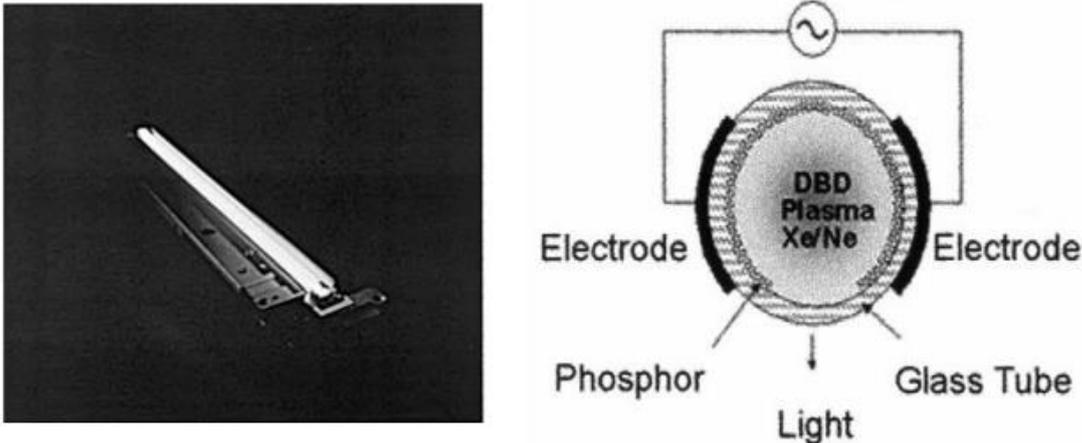


Figure I-16 Lampe fluorescente à base d'un excimères du Xe [Ko. 00].

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la décharge à barrières diélectriques et les éléments physiques qui la caractérisent. Les grandeurs électriques importantes ont été présentées, comme la capacité des barrières diélectriques et la tension de claquage du gaz.

Nous avons montré brièvement la grande variété des applications pour la DBD, envisageables pour appliquer dans le futur.

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

CHAPITRE II

CONSTRUCTION DU MODELE **MATHEMATIQUE ET NUMERIQUE DE LA** **DECHARGE**

II.1 Introduction

Ce chapitre concerne la description du modèle mathématique et numérique de la décharge en régime luminescent contrôlée par barrières diélectriques (DBD) établie dans l'hélium à pression atmosphérique.

Le fonctionnement de cette décharge, tout comme celui de toutes les décharges dans les gaz, est gouverné par une multitude de phénomènes physiques différents les uns des autres mais fortement couplés.

Il est alors, nécessaire de considérer le système dans son ensemble et donc d'effectuer une modélisation auto-cohérente capable de tenir compte du couplage entre le transport des particules chargées et la cinétique des états excités d'un côté et le champ électrique de l'autre

En raison du développement des moyens de calcul et des méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation et la simulation numériques indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une place importante dans l'étude des plasmas. On distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas : une microscopique ou particulaire, et une approche macroscopique ou hydrodynamique, qui sont toutes les deux étroitement liées. Au niveau microscopique, les phénomènes sont analysés à l'échelle du libre parcours, tandis que le niveau macroscopique est basé sur la résolution (pour les espèces ionisées ou excitées présentes dans le plasma) des équations de conservation classiques de la densité et de la quantité de mouvement, qui ne sont rien d'autres que les moments de l'équation de Boltzmann.

Dans ce chapitre nous nous basons sur les modèles de calcul numérique utilisés pour résoudre les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées dans une décharge luminescente. Notre but est de résoudre les équations macroscopiques de conservation des particules chargées au sein d'un gaz (hélium) soumis à un champ électrique dans une décharge luminescente à pression atmosphérique, en appliquant la méthode de différence finie. Nous présentons aussi le modèle à une dimension. Nous rappellerons leurs équations, les principales hypothèses simplificatrices ainsi que les schémas adoptés pour l'élaboration des modèles. Il s'agit de modèles de type fluide avec une représentation dérive-diffusion des flux de particules chargées, pour lequel nous nous sommes placés dans le cadre de l'approximation du champ local [Gr.86, Gr.87].

II.2 Modèle mathématique de la décharge électrique à la pression atmosphérique

Il est indispensable de développer des modèles numériques de simulation des mécanismes rencontrés lors d'une décharge. En effet, la modélisation joue un rôle assez important dans le développement de la théorie des plasmas de par la pertinence des résultats numériques prédits par ces simulations.

L'étude des plasmas peut être abordée suivant deux angles distincts qui sont la description sous forme de fluide et qui nous intéresse principalement ou l'aspect cinétique [Chu.02]. De façon générale, ces modèles permettent la détermination :

- Des paramètres électriques de la décharge, c'est-à-dire les variations spatio-temporelles du champ électrique, du courant et du potentiel
- Des profils des densités et des fonctions de distribution en énergie des espèces chargées, avec les variations spatio-temporelles correspondantes.
- Des taux (ou fréquences) des divers processus de collision tel l'ionisation, l'attachement, l'excitation ou la dissociation...etc.

II.2.1 Equation de Boltzmann

L'équation de base de la théorie des plasmas fait intervenir la fonction de distribution des vitesses et l'équation de Boltzmann (II-1) qui s'écrit sous la forme

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \underbrace{\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r}_{(b)} f_s + \underbrace{\frac{\vec{F}_{ext}}{m_s} \cdot \vec{\nabla}_v}_{(c)} f_s = \underbrace{\left(\frac{\delta f_s}{\delta t} \right)}_{(d)_{Coll}} \quad (II-1)$$

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

f_s : est la fonction de distribution de l'espèce s (électron-ion positif ou négatif, atome ou molécule neutre) dépendant de la position \vec{r} , de la vitesse \vec{v} et du temps t.

\vec{F}_{ext} : Force extérieure s'exerçant sur une particule de type s

m_s : Masse d'une particule de type s

$\vec{\nabla}_r$: Opérateur nabla dans l'espace des positions

$\vec{\nabla}_v$: Opérateur nabla dans l'espace des vitesses

La fonction de distribution f_s d'une espèce s est telle que $f_s d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ représente le nombre de particules de type s à l'instant t autour du point (\vec{r}, \vec{v}) . L'équation de Boltzmann régit l'évolution de cette fonction de distribution lorsque l'espèce s est soumise à une force extérieure \vec{F}_{ext} et à des collisions. Ces dernières sont traduites par le terme $\left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_{coll}$ qui correspond aux variations de la fonction de distribution engendrée par ces collisions. Il comptabilise le nombre de particules de type s par unité de temps qui sont créées ou qui disparaissent dans le volume élémentaire autour de (\vec{r}, \vec{v}) ou bien qui sont échangées avec le reste de l'espace des phases.

A partir de la connaissance de la fonction de distribution, il est possible de définir toutes les grandeurs macroscopiques telles que la densité des particules (équation II-2), leur vitesse moyenne (équation II-3), leur énergie moyenne, etc. on a :

$$n_s(r, t) = \int_v f_s(r, v, t) d^3v \quad (\text{II-2})$$

$$\vec{v}_s(r, t) = \frac{1}{n_s(r, t)} \int_v v f_s(r, v, t) d^3v \quad (\text{II-3})$$

Et, de manière générale, pour une quantité quelconque $\chi(\vec{v})$:

$$\bar{\chi}(r, t) = \frac{1}{n_s(r, t)} \int_v \chi f_s(r, v, t) d^3v \quad (\text{II-4})$$

Après multiplication de l'équation II-1 par la fonction $\chi(\vec{v})$ et en intégrant sur l'espace des vitesses, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial n \bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_r \cdot n \bar{\chi} \vec{v} - n a \vec{\nabla}_v \cdot \bar{\chi} = \int_v \bar{\chi} \left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_{coll} d^3v \quad (\text{II-5})$$

Les différentes équations que nous avons utilisées se déduisent de l'équation (II-5) ci-dessus en attribuant à $\chi(\vec{v})$ une forme particulière.

II.2.2 Moments de l'équation de Boltzmann

Les moments de l'équation de Boltzmann, appelés également équations de transport macroscopique, sont obtenus par multiplication des deux membres par un terme $\chi(\vec{v})$ et intégration

sur l'espace des vitesses. Les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et leur interprétation physique sont décrits ci-dessous.

II.2.2. 1 Equation de continuité

En choisissant $\chi(\vec{v})$ égal à l'unité, l'intégration sur l'espace des vitesses de l'équation de Boltzmann amène à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{\partial (n_s(\vec{r}, t) \vec{v}_s(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} = s_s(\vec{r}, t) \quad (\text{II-6})$$

Dans cette équation, n_s est la densité des particules, $\vec{v}_s(\vec{x}, t)$ leur vitesse moyenne et $s_s(\vec{v}, t)$ est un terme source qui caractérise l'apparition ou disparition des particules dans la décharge. Evidemment, s'il n'y a ni création, ni disparition des particules, $s_s(\vec{v}, t)$ est nul.

II.2.2.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement

Pour déterminer la vitesse moyenne $\vec{v}_s(\vec{x}, t)$, il est nécessaire d'ajouter une équation supplémentaire que l'on obtient en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $m\vec{v}$.

On obtient :

$$\frac{\partial nm\vec{v}}{\partial t} + \nabla_r . nm\vec{v}\vec{v} - n\vec{a} \nabla_v . m\vec{v} = \int_v m\vec{v} \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (\text{II-7})$$

Cette équation, sous sa forme générale, présente une dérivée par rapport au temps similaire à celle qui apparaît dans l'équation de continuité. Il est possible, dans notre cas, de simplifier l'équation initiale. On aboutit en général à la forme suivante :

$$n_s(\vec{r}, t) \vec{v}_s(\vec{r}, t) = n_s(\vec{r}, t) \vec{w}_s(\vec{r}, t) - \frac{\partial (n_s(\vec{r}, t) D_s(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} \quad (\text{II-8})$$

Dans laquelle \vec{w}_s et D_s représentent respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion.

II.2.2.3 Equation de continuité (convection-diffusion)

Si on porte l'équation (II-8) dans l'équation (II-6), on obtient une équation aux dérivées partielles de type « convection-diffusion » et qui écrit l'évolution spatiale et temporelle de la densité des particules.

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = S_s(\vec{r}, t) - \frac{\partial (n_s(\vec{r}, t) w_s(\vec{r}, t))}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial^2 [D_s(\vec{r}, t) n_s(\vec{r}, t)]}{\partial \vec{r}^2} \quad (\text{II-9})$$

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître la variation spatiale et temporelle des grandeurs W_s , D_s ainsi que du terme source S_s .

II.2.3 Equation de Poisson

La valeur du champ électrique dépend elle-même des densités des charges par l'intermédiaire de l'équation de Poisson [sa.10]. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{|e|}{\varepsilon_0} (\sum n_i(x, t) - \sum n_e(x, t)) \quad (\text{II-10})$$

Où n_i et n_e représentent respectivement la densité des particules chargées positivement puis celle des particules chargées négativement. Dans notre cas l'absence d'ions négatifs fait que n_e est la densité électronique.

$e=1,6 \cdot 10^{-19}$ C est la charge de l'électron et $\varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ Fm⁻¹ la permittivité du vide.

Dans le cas de modèles dits « auto-cohérents » [ch.02], l'équation de Poisson, qui détermine le champ électrique, doit être couplée à l'équation de Boltzmann.

La résolution de l'équation de Boltzmann n'est pas une chose facile, et son couplage avec l'équation de Poisson ne fait qu'accroître la difficulté. Donc, il est nécessaire d'exiger des hypothèses simplificatrices et des conditions aux limites bien précises.

Pour cette raison, plusieurs types de modèles « auto-cohérents », correspondant à différents niveaux d'approximation, ont été développés,

II.3 Modèle fluide de la décharge luminescente entre parois diélectriques à la pression atmosphérique

Les propriétés du milieu (densités, vitesse...) sont décrites uniquement par des grandeurs moyennes, et non par les fonctions de distribution des vitesses des particules. Ces grandeurs sont les solutions des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui correspondent aux équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement [Ha.00].

Par ailleurs, les équations de transport des particules chargées sont couplées aux équations donnant la variation des contraintes appliquées (Equation de Boltzmann, Poisson,...).

II.3.1 Domaines de modélisation

Toute modélisation nécessite, au préalable, la définition du domaine géométrique précis sur lequel elle va être effectuée. De ce fait, nous avons considéré un réacteur à courant alternatif, composé de deux électrodes métalliques recouvertes par une couche d'un matériau isolant c'est-à-dire un diélectrique solide et séparées par un gaz tel que l'hélium. Une électrode est alimentée par une tension alternative alors que deuxième électrode est reliée à la masse, comme c'est illustré sur la figure II-1. La dimension de l'espace inter électrodes est de l'ordre de quelque millimètre.

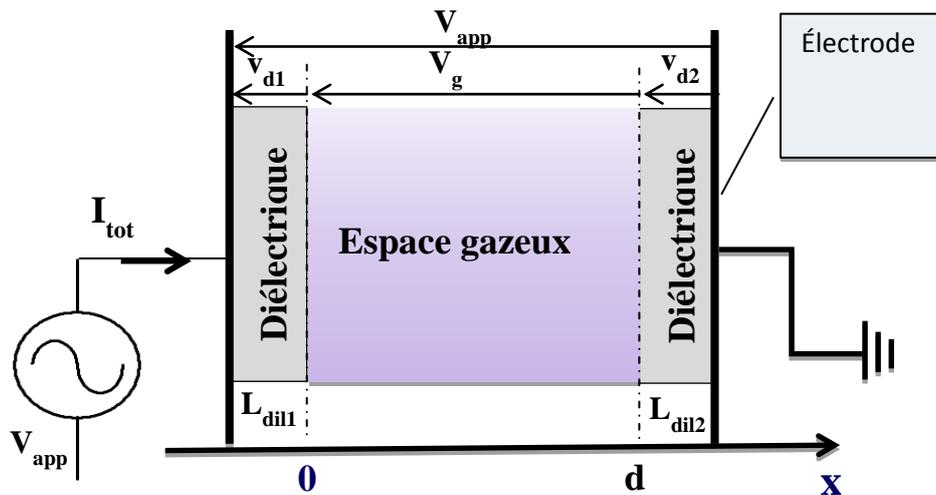


Figure II-1 : Schéma de la cellule de décharge modélisée.

Dans tout ce qui suit, nous admettons que, lorsque la cathode se trouve du côté droite de la figure II-1, la vitesse de dérive des électrons est négative et la vitesse de dérive des ions est positive. Par suite, le flux d'électrons est négatif et le flux d'ions est positif. Il s'en suit que les courants des électrons et des ions sont positifs ainsi que les courants total, somme du courant électronique et ionique. Evidemment, lors que la cathode se trouve à gauche de la figure II-1, les signes des grandeurs définies ci-dessus sont inversés [Kh.04], [Po.07].

II.3.2 Approximation du champ local

Dans ce cas, les coefficients de transport (les mobilités μ_s , et les coefficients des diffusions D_s) et les fréquences moyennes de collision ne dépendent que de l'intensité du champ électrique réduit local (E/P) [Be.97].

II.3.3 Equations utilisées

Le modèle numérique qui a été développé est monodimensionnel, En outre, la modélisation de la décharge lumineuse contrôlée par barrières diélectriques est auto-cohérente et capable de décrire le couplage entre le transport des particules chargées, celui des espèces excitées et le champ électrique. Elle permet d'obtenir les variations spatio-temporelles du champ électrique, et des densités (électroniques, ioniques et des particules excitées) dans la cellule de décharge.

II.3.3.1 Transport des particules

La description du transport des particules chargées ou excitées est alors effectuée de façon macroscopique par résolution de l'équation de continuité et de l'équation de transfert de la quantité de mouvement. Les paramètres relatifs à ces particules sont alors : la densité, la vitesse de dérive et donc la mobilité, le coefficient de diffusion. Ces paramètres en un point et à un instant donnés sont, dans le cadre de l'hypothèse de l'équilibre local, supposés ne dépendre que du champ électrique local (au point et à l'instant considérés) et non pas de l'énergie.

Finalement, le champ électrique est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson. La présence de la paroi diélectrique est, prise en compte dans le modèle. En effet, cette dernière induit deux phénomènes fondamentaux quant au fonctionnement de la décharge dans un régime lumineux stable et permanent à pression atmosphérique. D'une part, l'émission secondaire due au bombardement ionique des diélectriques détermine au même titre que le coefficient d'ionisation du gaz, la tension de claquage de ce dernier. D'autre part, l'accumulation de charges sur les parois diélectriques, qui induit la tension mémoire V_{ds} , est la base même du fonctionnement en régime alternatif.

II.3.3.1.1 Transport des particules chargées

Dans ce paragraphe, nous allons exposer les différentes équations relatives au transport des électrons et des ions.

a) Equation de convection-diffusion des électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = s_e(x,t) - \frac{\partial(n_e(x,t)w_e(x,t))}{\partial x} + \frac{\partial^2 [D_e(x,t)n_e(x,t)]}{\partial x^2} \quad (\text{II-11})$$

Avec :

$n_e(x, t)$: est la densité électronique.

$S_e(x, t)$, dont l'expression sera détaillée dans la suite, est le terme source des électrons.

$w_e(x, t)$: est la vitesse de dérive électronique telle que $w_e = \mu_e(E)$ avec μ_e la mobilité électronique et $D_e(x, t)$ le coefficient de diffusion électronique

b) Equation de convection-diffusion des ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = s_i(x, t) - \frac{\partial(n_i(x, t)w_i(x, t))}{\partial x} + \frac{\partial^2[D_i(x, t)n_i(x, t)]}{\partial x^2} \quad (\text{II-12})$$

$n_i(x, t)$ est la densité des ions, et $s_i(x, t)$ représentent les termes sources qui leur sont correspondant.

$W_i(x, t)$ et $D_i(x, t)$ sont respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion ionique.

II.3.3.1.2 Transport des particules excitées

Le terme de dérive de la vitesse de dérive de l'équation de transfert de la quantité de mouvement des particules excitées étant nul, leur transport est décrit par l'équation de convection-diffusion suivante:

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - \frac{\partial^2(n_m(x, t)D_m(x, t))}{\partial x^2} = s_m(x, t) \quad (\text{II-13})$$

$n_m(x, t)$ est la densité de l'espèce excitée d'indice m (nombre total d'espèce excitées considérées par le modèle). Ces espèces peuvent être des états excités atomiques ou moléculaires de l'hélium ou de toute autre impureté présente dans l'enceinte de la décharge.

$D_m(x, t)$ est le coefficient de diffusion de l'espèce excitées m . Les termes sources $S_m(x, t)$ sont liés aux réactions prises en compte.

II.3.3.2 Équation de Poisson

Cette équation relie le champ électrique E à la charge d'espace dans le volume inter électrode. Elle s'écrit [Ri.01] :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} &= \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_i(x,t) - n_e(x,t)) \\ E &= -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-14})$$

Où n_i et n_e représentent respectivement la densité des particules chargées positivement puis celle des particules chargées négativement. Dans notre cas l'absence d'ions négatifs fait que n_e est la densité électronique.

$e=1,6 \cdot 10^{-19}$ C est la charge de l'électron et $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ F.cm⁻¹, la permittivité du vide.

II.3.4 Conditions aux limites

Le choix de ces conditions aux limites est très important vis-à-vis du modèle macroscopique développé étant donné que seul un modèle macroscopique peut, de manière idéale, prendre en compte l'effet des parois diélectriques sur le fonctionnement de la décharge elle-même. Ces conditions sont :

II.3.4.1 Flux de particules sur les parois diélectriques

Sous l'effet de la dérive et de la diffusion, les particules chargées bombardent les parois diélectriques recouvrant les électrodes. Ce bombardement induit une accumulation de charges sur ces parois au fur et à mesure que la décharge se développe et provoque une émission d'électrons (arrachés aux parois) s'il s'agit d'ions. Notons que cette émission secondaire peut également être provoquée par la diffusion des métastables vers les parois. Le flux des espèces ioniques et excitées, φ sur les diélectriques s'écrit [Be.97] :

$$\varphi = a n_s w_s + 0.25 n_s v_{ths} \quad (\text{II-15})$$

Où n_s est la densité de l'espèce considérée et w_s sa vitesse de dérive.

Le terme $n_s w_s$ désigne le flux de dérive. Le coefficient a est égal à 0 pour les particules neutres. Il vaut 0 s'il s'agit des particules chargées dont la vitesse n'est pas dirigée vers la paroi diélectrique et 1 dans le cas contraire.

Le terme $\frac{n_s \cdot v_{ths}}{4}$, néglige dans notre cas, représente le flux dû à l'agitation thermique ou

v_{ths} est la vitesse d'agitation thermique de la particule considérée

II.3.4.2 Emission secondaire

Si Γ_e désigne le flux électronique émis à partir de paroi, Γ_i le flux des ions à la cathode et Γ_x celui des particules excitées nous écrivons :

$$\Gamma_e = \sum_{i=1}^{i_p} \gamma_i \Gamma_i + \sum_{x=1}^{x_p} \gamma_x \Gamma_x \quad (\text{II-16})$$

Sachant que γ_x et γ_i sont les coefficients ou pouvoirs d'émission secondaire des différentes particules excitées et ion qui rentrent avec la paroi et qui sont pris en compte par le modèle. Ces coefficients sont définis comme étant le rapport du nombre total d'électrons quittant la paroi au nombre de particules incidentes. Le coefficient γ d'émission secondaire (à la cathode) dépend de la nature de l'électrode, du champ au niveau de la paroi, du type d'ions incidents et de leur énergie.

Le choix d'une valeur de coefficient γ d'émission secondaire est d'autant plus important qu'il influence fortement, la valeur du champ électrique à la cathode et modifier la structure de la décharge [Be.97].

II.3.4.3 Conditions aux limites pour l'équation de Poisson

La présence des diélectriques et à travers eux l'accumulation des charges sur ces surfaces aux propriétés capacitatives. La condition aux limites entre la couche de diélectrique et le gaz est la suivante :

$$\sigma = [\varepsilon_0 \vec{E}_0 - \varepsilon_1 \vec{E}_1] \vec{n}_s \quad (\text{II-17})$$

Où σ est la densité de charges à la surface des diélectriques, \vec{E}_0 et \vec{E}_1 sont les champs électriques à l'interface gaz diélectrique respectivement dans le gaz et dans le diélectrique. \vec{n}_s est un vecteur normal à la surface dirigé vers l'espace gazeux, ε_0 et ε_1 sont les permittivités du gaz (celle du vide) et du diélectrique. Ces charges stockées sur les parois diélectriques vont être prises en compte dans la résolution de l'équation de Poisson lorsque la discrétisation de l'équation comprend un nœud dans le gaz et un dans le diélectrique [La.07].

II.3.5 Circuit électrique équivalent de la cellule de décharge

Ce circuit est constitué des capacités des diélectriques C_{d1} et C_{d2} en série avec la cellule gazeuse constituée elle-même d'une capacité C_g .

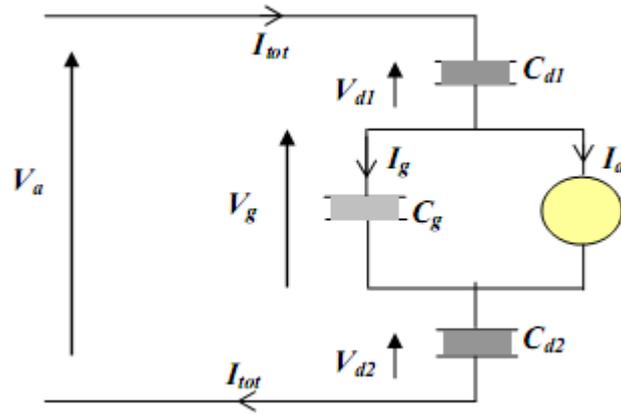


Figure II-2 : Circuit équivalent de la cellule de décharge modélisée.

La tension appliquée V_a , la tension gaz V_g et la tension mémoire, la somme des tensions V_{d1} , V_{d2}

Le circuit est parcouru par un courant qui la somme des deux composantes I_d et I_g , respectivement courant de déplacement et courant de conduction. Une première relation lie les tensions :

$$V_a = V_{d1} + V_{d2} + V_g \quad (\text{II-18})$$

La tension appliquée étant connue, il reste donc à déterminer les trois autres tensions [Sa.10]. Elles s'expriment de façon simple, si on considère qu'il s'agit de tension aux bornes de condensateurs :

$$V_{d1} = \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t (I_g + I_d) dt \quad (\text{II-19})$$

$$V_{d2} = \frac{1}{C_{d2}} \int_0^t (I_g + I_d) dt \quad (\text{II-20})$$

$$I_g = C_g \frac{dV_g}{dt} \quad (\text{II-21})$$

Si on injecte l'équation II-21 dans l'équation II-19 et II-20, nous obtenons comme tension aux bornes des diélectriques :

$$V_{d1} = \frac{C_g}{C_{d1}} V_g + \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-22})$$

$$V_{d2} = \frac{C_g}{C_{d2}} V_g + \frac{1}{C_{d2}} \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-23})$$

Cherchant tout d'abord à déterminer V_g : pour cela injectons II-22 et II-23 dans l'équation II-18, ce qui donne :

$$V_a = V_g \left(C_g \left(\frac{1}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d2}} \right) + 1 \right) + \left(\frac{1}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d2}} \right) \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-24})$$

Si on pose

$$\frac{1}{C_{ds}} = \frac{1}{C_{d1}} + \frac{1}{C_{d2}} \quad (\text{II-25})$$

Nous obtenons après simplification :

$$V_g = \frac{C_{ds}}{C_{ds} + C_g} V_a + \frac{1}{C_{ds} + C_g} \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-26})$$

La détermination de V_g dépend donc de la connaissance de I_d , courant généré par la circulation des charges dans l'espace inter-électrodes. Ce courant est calculé numériquement pour chaque pas dans le temps comme suit :

$$I_d = \frac{|e|S}{d} \int_0^t (\phi_{ion} + \phi_{electrons}) dx \quad (\text{II-27})$$

Où e est la charge des électrons, S la surface des électrodes, d la distance inter électrodes ϕ_{ion} et $\phi_{electrons}$ représentent respectivement le flux d'ion et flux des électrons. La connaissance de I_d permet alors de déterminer les valeurs de V_g , V_{d1} et V_{d2} . [Le.00], [Ma.06].

II.3.6 Termes sources des équations de transport pour l'hélium

Les termes sources S_e , S_i et S_m figurant dans les équations de convection-diffusion et correspondant respectivement aux électrons, particules chargées et espèces excitées tiennent compte de la création et de la disparition de l'espèce considérée. Ils représentent le taux net d'apparition de la particule concernée et dépendent donc du bilan des réactions considérées. Leurs expressions contiennent les taux de réactions (k_i) et les fréquences d'ionisation et d'excitation ainsi que les différentes densités de particules.

Dans le cas simple (l'hélium pur), les seules particules considérées sont les électrons et les ions atomiques de l'hélium et les deux termes sources, S_e et S_i , correspondants respectivement aux électrons et aux ions atomiques He^+ , sont égaux et donnés par l'expression suivante [Be.99] :

$$S_i = S_e = \alpha n_e v_e - n_i n_e k_r \quad (\text{II-28})$$

Ou n_e et n_i représentent les densités électroniques puis ioniques et V_e la vitesse électronique moyenne dans la direction du champ électrique. Le coefficient α désigne le premier coefficient d'ionisation de Townsend de l'hélium.

A haute pression, les niveaux excités de l'hélium jouent un rôle non négligeable dans la production de particules chargées que ce soit par collisions ou par ionisation Penning des particules d'impuretés, même si la densité de ces dernières est nettement inférieure à celle des particules d'hélium.

Dans le cas hélium impurité étant donné l'importance des transferts d'énergie entre l'hélium (métastables) et les particules d'impuretés à la pression atmosphérique .les expressions des termes sources S_e , S_i et S_m des électrons, des ions He^+ et des métastables $\text{He}(2^3s)$ contiennent les taux de réaction (notés k_i) et les fréquences d'ionisation et d'excitation ainsi que les différentes densités de particules.

II.3.6.1. Termes sources des particules chargées

II.3.6.1.1 Pour les électrons

$$s_e = \nu n_e + k_i n_e n_m + k_i n_m n_{\text{impur}} \quad (\text{II-29})$$

Avec :

ν, n_e, n_i, n_n : sont respectivement fréquence d'ionisation, densité électronique, densité ionique et la densité du métastables.

II.3.6.1.2 Pour les ions

$$s_i = s_e = \nu n_e + k_i n_e n_m + k_i n_m n_{\text{impur}} \quad (\text{II-30})$$

ν, n_e, n_i, n_n : sont respectivement fréquence d'ionisation, densité électronique, densité ionique et la densité du métastables.

II.3.6.2 Termes sources des particules excitées

Les termes sources des particules excitées font intervenir la fréquence d'excitation du niveau métastable $\text{He}(2^3s)$, produit par excitation directe (collision inélastique électron-hélium). [Be.97]

L'expression du terme source de l'espèce excitée est :

$$s_m = \nu_1 n_e + n_m (k_i n_e + k_i n_{\text{impur}} + k_i) \quad (\text{II-31})$$

ν_1 : est la fréquence d'excitation.

K_i : sont des taux de réaction.

II.4 Modèle numérique et discrétisation des équations fluides-Poisson

II.4.1 Description générale

Le modèle fluide unidimensionnel élaboré est basé sur la résolution du système d'équations formé par les équations de transport des particules chargées couplées à l'équation de Poisson. Pour le calcul des densités des électrons et des ions, les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sont retenus : l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement.

On utilise le terme fluide car les particules chargées sont supposées avoir un comportement moyen pouvant être assimilé à un milieu continu (ou fluide). Les équations à résoudre sont similaires à celles de la mécanique des fluides qui utilise également des grandeurs moyennes pour décrire les propriétés du milieu.

II.4.2 Equations des modèles

Il s'agit du modèle électrique monodimensionnel qui décrit le comportement électrique des décharges en donnant des distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées, du champ, du potentiel électrique, et la densité du courant de décharge.

II.4.2.1 Equation de transport pour le modèle 1D

II.4.2.1.a : Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = s_e \quad (\text{II-32})$$

n_e, v_e : Respectivement la densité et la vitesse moyenne des électrons.

s_e : Le terme source.

Avec :

$$\phi_e = n_e v_e = n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{II-33})$$

$$s_e = \alpha_{exc}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \cdot \mu_e |E| + n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{déséc}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \quad (\text{II-34})$$

Avec :

E : champ électrique,

ϕ_e : Flux d'électrons.

μ_e, D_e : Respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons.

$n_{gaz}, n_m, n_{impureté}, n_e$: Respectivement la densité de gaz, la densité métastable, la densité d'impureté et la densité électron

$\alpha_{exe}, \alpha_{ion_penning}, \alpha_{désexc}$: Respectivement le coefficient d'excitation, le coefficient d'ionisation Penning et le coefficient désexcitation

II.4.2.1.b : Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = s_i \quad (\text{II-35})$$

$$\phi_i = n_i v_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (\text{II-36})$$

Avec :

$$s_i = \alpha_{ion}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \mu_e |E| + n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{desic}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \quad (\text{II-37})$$

Est α_{ion} le coefficient d'ionisation

II.4.2.1.c : Pour les particules excitées (les métastables)

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - \frac{\partial n_m v_m}{\partial x} = s_m \quad (\text{II-38})$$

$$\phi_m = -D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} \quad (\text{II-39})$$

Avec :

$$s_m = \alpha_{exe}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \mu_e |E| - n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{desic}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \quad (\text{II-40})$$

II.4.2.2 Equation de poisson

Pour calculer le champ de charge d'espace, il faut donc une équation qui relie les inconnus des deux moments de l'équation de Boltzmann au champ électrique :

C'est l'équation de Poisson :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{II-41})$$

Le champ électrique \vec{E} et le potentiel V sont liés par la relation :

$$E = -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (\text{II-42})$$

Avec :

ϵ_0 est la permittivité du vide, ρ est la densité de charge et e la charge élémentaire de l'électron.

II.4.3 Méthodes des différences finies

En vue du passage d'un problème continu, au problème discret, on dispose des plusieurs techniques concurrentes et complémentaires : les méthodes des différences finies, applique pour la résolution des moments de l'équation de Boltzmann. Notre travail, consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans le problème continu par des différences divisées ou de combinaisons des valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini des points discrets ou des nœuds du maillage [Poi.94].

Toutes les méthodes numériques, présupposent la discrétisation du domaine géométrique afin de passer d'un problème continu ayant une infinité d'inconnues à un problème discret ne comportant qu'un nombre fini d'inconnue. Dans le cas des différences finies en une dimension, on discrétise l'intervalle continu $[a, b]$ en un nombre fini de point x_i .

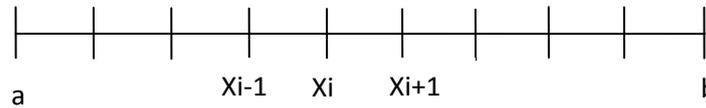


Figure II-3 : Discrétisation par différences finies d'un segment $[a, b]$

On remplace ainsi le problème continu par celui de la recherche des valeurs approchées U_i des solutions exactes $U(x_i)$ aux points x_i de la discrétisation. Dans ce cas conserver les opérateurs de dérivation qui s'appliquent à des fonctions continues, on les remplace par des analogues discrets : les différences divisées ou différences finies.

II.4.4 Formalisme mathématique de la méthode

Le schéma numérique adopté pour le modèle est implicite, les équations de transport et l'équation de Poisson sont résolues au même instant. Les équations de transport sont linéarisées. Les équations de transport et l'équation de Poisson discrétisée forment un système dont la matrice est tri diagonale par bloc, qui est ensuite inversée par une méthode itérative de Gauss-Seidel. La discrétisation des équations du flux est basée sur le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel, [Sc.69] destiné initialement à la modélisation du transport des électrons, des trous dans les semi-conducteurs. Brièvement, les flux d'ions et d'électrons sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel.

L'équation de transport est résolue dans un domaine \mathbf{D} (figure II-3) que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent de $x=0$ vers $x=x_{\max}$ (figure II-4). Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$, on suppose que le flux de particules, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion sont constants. On considérera dans le

système d'équations les densités électroniques et ioniques n_e et n_i . Du fait des hypothèses du modèle, les écritures des équations de continuité pour les électrons et les ions utilisées ont des formes voisines. Elles sont intégrées dans le temps selon le même schéma de Cranck-Nicholson [Ha.00].

Pour résoudre les équations de conservation hydrodynamiques, nous considérons des électrodes planes parallèles et infinies. Le problème sera résolu de façon unidimensionnelle. L'origine des coordonnées est prise à la surface de la cathode.

Les vitesses des particules seront positives quand elles entraînent un déplacement de la cathode vers l'anode, c'est le cas des espèces négatives (ions négatifs et électrons). Les espèces positives qui se déplacent de l'anode vers la cathode ont alors une vitesse négative.

Afin de résoudre les équations sur un domaine D , on établit un réseau de mailles qui couvre.

Le domaine D , est donc défini par :

$$x \in [0, x_{\max}] \text{ et } t \in [0, t_{\max}]$$

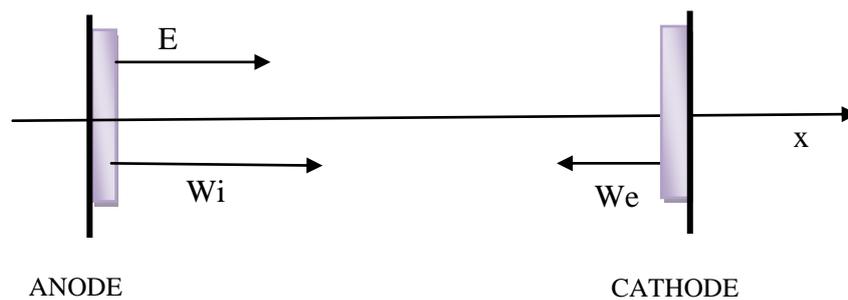


Figure II-4 : Domaine d'étude D .

- le pas de calcul en temps est régulier et si on appelle nt le nombre de mailles suivant le temps, on a :

- $\Delta t = \frac{t_{\max}}{nt}$. deux temps successifs sont reliés par $t_{k+1} = t_k + \Delta t$

- Le pas qui définit la position pourra être régulier ou non (figure II-5) : On notera n_x le nombre de mailles suivant la position x . Deux positions successives sont reliées par :

$$x_{i+1} = x_i + \Delta x, \Delta x \text{ étant le pas de calcul entre les positions } x_i \text{ et } x_{i+1}.$$

Chaque point $M_{i,k}$ appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t_k) .

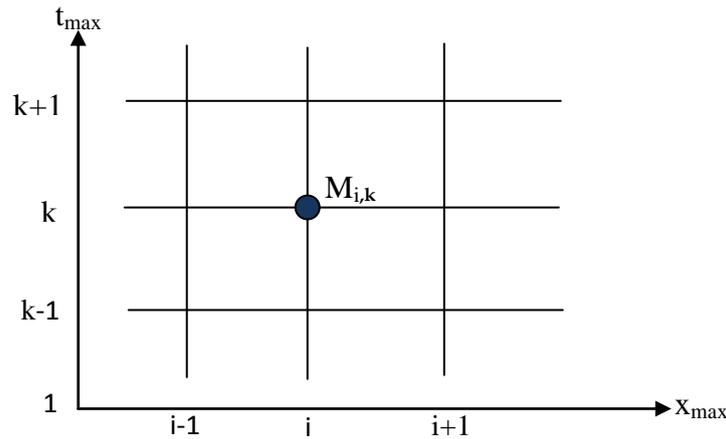


Figure II-5 : Discretisation des équations fluide-Poisson

II.4.5 Discretisation de l'équation de transport en 1D

Ce paragraphe est consacré à la description de la méthode de résolution de l'équation de diffusion avec les schémas numériques des types différences finies implicites.

II.4.5.1 Discretisation de l'équation de continuité

L'équation à résoudre a la forme suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (\text{II-43})$$

W : étant la vitesse de dérive.

La résolution de cette équation aux dérivées partielles, se fait par la méthode des différences finies. L'équation est discrétisée dans le domaine **D**. Chaque terme est calculé à l'aide des valeurs à gauche et à droite de $n(x,t)$, $W(x,t)$, $D(x,t)$ aux points x_i , x_{i+1} , x_{i-1} . On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent de $x=0$ vers $x=x_{\max}$ et des ions positifs qui se déplacent de $x=x_{\max}$ vers $x=0$.

La discrétisation de l'équation de continuité pour le modèle 1D a été développée par Poinignon [Po-1], c'est pourquoi on peut donner ici uniquement la forme finale de l'équation discrétisée, la méthode est développée dans l'annexe.

$$n_{i-1}^{k+1} \left[-\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i-1}^{k+1}}{2} - \frac{D_i^{k+1}}{\Delta x} \right] + n_i^{k+1} \left[-\left(\frac{D_i^{k+1} + D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \right) + \frac{1}{\Delta t} \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i+1}^{k+1}}{2} - \frac{D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x} \frac{1}{\Delta t} \right] = S_i^k + n_i^k \frac{1}{\Delta t} \quad (\text{II-44})$$

L'équation (II-44) est de la forme $a_i n_{i-1}^{k+1} + b_i n_i^{k+1} + c_i n_{i+1}^{k+1} = d_i$. En écrivant cette équation pour $i=2, \dots, nx$, on obtient un système d'équations dont la matrice principale est tridiagonale. La méthode la plus classique pour la résolution de ce système est l'utilisation de l'algorithme de Thomas [No.04].

II.4.5.1.1 Discrétisation de l'équation de continuité pour les particules chargées (électron et ion)

II.4.5.1.1.a pour les électrons

$$\begin{aligned} \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x + n_{i+1}^k \left\{ \mu_e \frac{v_{i+1}^{k+1} - v_i^{k+1}}{\Delta x} \right\} - n_{i-1}^k \left\{ \mu_e \frac{v_i^{k+1} - v_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} = \\ s_i^k \Delta x + \left\{ D_e \frac{n_{i+1}^k - n_i^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_i^k - n_{i-1}^k}{\Delta x} \right\} \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

II.4.5.1.1.b pour les ions

$$\begin{aligned} \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x - n_{i+1}^k \left\{ \mu_{ion} \frac{v_{i+1}^{k+1} - v_i^{k+1}}{\Delta x} \right\} - n_{i-1}^k \left\{ \mu_{ion} \frac{v_i^{k+1} - v_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} = \\ s_i^k \Delta x + \left\{ D_{ion} \frac{n_{i+1}^k - n_i^k}{\Delta x} - D_{ion} \frac{n_i^k - n_{i-1}^k}{\Delta x} \right\} \end{aligned} \quad (\text{II-46})$$

II.4.5.1.2. Discrétisation de l'équation de continuité pour les particules excitées (les métastables)

$$\begin{aligned} \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x - D_m \left\{ \frac{n_{i+1}^{k+1} - n_i^{k+1}}{\Delta x} - \frac{n_i^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} + \\ n_i^{k+1} \left(\alpha_{exe} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_i^{k+1} \right) n_e + \alpha_{ion-pinning} n_p \Delta x = s_m^k \Delta x \end{aligned} \quad (\text{II-47})$$

II.4.5.2 Discrétisation de l'équation de Poisson

Dans ce paragraphe, nous allons discrétiser l'équation de poisson dans une géométrie cartésienne monodimensionnelle en utilisant la méthode des différences finies. Le système d'équations ainsi obtenu va être résolu par l'algorithme de Thomas.

L'équation à discrétiser en géométrie cartésienne monodimensionnelle s'écrit :

$$\Delta v(x) = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e) \quad (\text{II-48})$$

A l'aide de la méthode des différences finies centrées on obtient :

$$\Delta v(x) = \nabla^2 v(x) = \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} \quad (\text{II-49})$$

$$\left. \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} \right|_i = \frac{v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (\text{II-50})$$

D'où :

$$\frac{v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}}{\Delta x^2} = \rho_i \quad (\text{II-51})$$

$$\rho_i \text{ Étant la charge d'espace nette : } \rho_i = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e)$$

L'équation (II-51) peut s'écrire comme suit :

$$v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1} = \rho_i \Delta x^2 \quad (\text{II-52})$$

Lorsque i varie de 2 à $nx-1$, on obtient une matrice tri diagonale qui est de la forme classique suivante :

$$b_1 v_2 + c_1 v_3 = d_1$$

$$a_i v_{i-1} + c_i v_{i+1} = d_i \quad \text{Avec } i=2, 3, 4, \dots, nx-1 \quad (\text{II-53})$$

$$a_{nx-1} v_{nx-2} + b_{nx-1} v_{nx-1} = d_{nx-1}$$

Grâce aux conditions aux limites, V_1 et V_{nx} sont connues, les valeurs d_1, d_2, \dots, d_{nx} sont également connues car les densités des charges peuvent être calculées par résolution des équations de transport. Les valeurs inconnues qu'on doit déterminer sont les valeurs des potentiels V_i pour i variant de 2 à $nx-1$; pour cela on utilise l'une des méthodes de résolution des matrices tridiagonales. C'est la méthode double balayage qu'on va utiliser en faisant appel à l'algorithme de Thomas [Kh.04].

$$\begin{cases} A_i = -\frac{c_i}{a_i A_{i-1} + b_i} \\ B_i = \frac{d_i - a_i B_{i-1}}{a_i A_{i-1} + b_i} \\ V_i = A_i V_{i+1} + B_i \end{cases} \quad (\text{II-54})$$

Avec :

$$\begin{cases} A_1 = -\frac{c_1}{b_1} \\ B_1 = \frac{d_1}{b_1} \\ V_{nx-1} = B_{nx-1} \end{cases}$$

Si on effectue un premier balayage pour l'indice i variant de 2 à $nx-1$, sur le système d'équation (II-53), on peut définir de proche en proche les couples (A_i, B_i) . Un second balayage, nous permet de déterminer les inconnues V_i en commençant par V_{nx-1} et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice i jusqu'à V_2 .

Ces deux balayages nous permettent d'obtenir les valeurs du potentiel en tout point du domaine de définition.

II.4.6 Organigramme de fonctionnement du programme de modélisation :

L'organigramme de simulation de la décharge lumineuse contrôlée par barrières diélectriques représenté par la figure (II-6). Cette figure résume d'une façon générale la procédure suivie dans nos codes numériques pour la détermination des caractéristiques de la décharge lumineuse.

A l'entrée de l'organigramme, c'est-à-dire la simulation commence par les conditions initiales et limites de la décharge par ce que sont connues (tension appliquée, distance inter électrodes, géométrie des électrodes, les densités des particules chargées et excitées ...etc.). les équations de transport des particules chargées (électrons et ions) et les particules excitées (métastables) et l'équation de Poisson sont résolues successivement dans le temps pour calculer le champ électrique de charge d'espace ainsi que le nouveau champ dans tout l'espace inter électrodes, à chaque pas dans le temps, en tenant compte de la tension appliquée aux électrodes, de la charge de diélectrique et des densités des particules chargées (électrons et ions) dans le gaz.

A la sortie de cet organigramme, les résultats donnent une description macroscopique des caractéristiques électriques de la décharge : densité, champ électrique, densité de courant, tension de gaz.

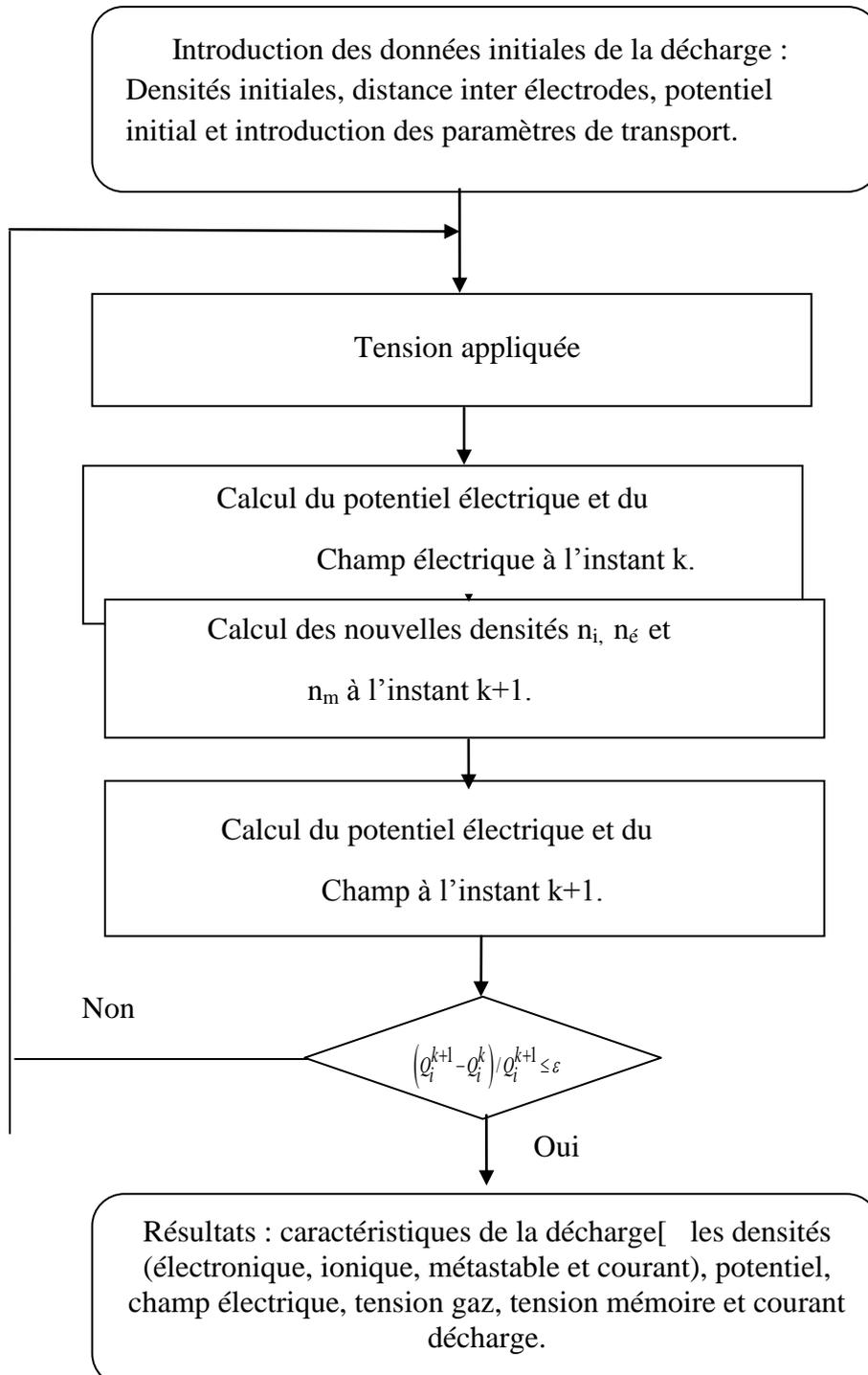


Figure II- 6 Organigramme de la résolution numérique.

II.4.7 Paramètres de transport utilisés dans ce modèle

Le modèle développé dans ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont l'équation de continuité et l'équation de transfert de la quantité de mouvement qui est fortement couplés à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation du champ local.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = s_e = \alpha_{exe}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \mu_e |E| + n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{deséc}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \\ \phi_e = n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_i}{\partial x} = s_i = \alpha_{ion}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \mu_e |E| + n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{desic}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \\ \phi_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \\ \frac{\partial n_m}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m}{\partial x} = s_m = \alpha_{exe}(E) \cdot n_e \cdot N_{gaz} \mu_e |E| - n_m \cdot n_e \cdot \alpha_{desic}(E) + \alpha_{ion_penning} \cdot n_m \cdot n_{impureté} \\ \phi_m = -D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} \end{array} \right. \quad (II-55)$$

Avec :

$n_e, n_i, n_m, \phi_e, \phi_i, \phi_m, E, V, D_e, D_i, D_m, \mu_e, \mu_i$ Qui sont respectivement les densités des électrons, des ions et des métastables, flux des électrons, des ions et des métastables, le champ et le potentiel électrique, les coefficients de diffusion des électrons, des ions et des métastables, les mobilités électronique et ionique.

$e=1.6.10^{-19}$ C, la charge élémentaire.

$\epsilon_0=8.85.10^{-14}$ F/cm², la permittivité du vide.

$n_0=2.2 .10^{10}$ cm⁻³, la densité du neutre.

$\alpha_{ion_penning}=5.10^{-10}$ cm³s⁻¹, le coefficient d'ionisation Penning.

$\alpha_{ionisation}, \alpha_{excitation}, \alpha_{des}$ Respectivement les coefficients d'ionisation, d'excitation et désexcitation.

$$\alpha_{excitation} = 3.88 \times 10^{-16} \cdot \exp(-1.40 \times 10^6 / E) \dots (m^3 \cdot s^{-1}) \quad (II-56)$$

$$\alpha_{ionisation} = 4.75 \times 10^{-16} \cdot \exp(-2.31 \times 10^6 / E) \dots (m^3 \cdot s^{-1}) \quad (II-57)$$

$$\alpha_{des} = 2.02 \times 10^{-13} \cdot \exp(-3.10 \times 10^5 / E) \dots (m^3 \cdot s^{-1}) \quad (\text{II-58})$$

le coefficient de diffusion électronique est donné en fonction du champ électrique par l'expression (II-59):

$$D_e = \begin{cases} 5.43 \cdot 10^3 \frac{|E|}{3040} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} & E \leq 3040 \text{ Vcm}^{-1} \\ 5.43 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} & E > 3040 \text{ Vcm}^{-1} \end{cases} \quad (\text{II-59})$$

Le coefficient de diffusion ionique, est calculé d'après la relation d'Einstein $\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{K_b}{e}$

Avec k_b est le constante de Boltzmann, T_i est la température des ions et e la charge élémentaire.

Le coefficient de diffusion des métastables $D_m = 0.6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

La densité du gaz est calculée à partir de la pression du gaz en appliquant la loi des gaz

parfaits donnée par :

$$N_{gaz} = \frac{p}{K_p T_{gaz}} \quad (\text{II-60})$$

La mobilité électronique et ionique est constante :

$$\mu_e = 987 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

$$\mu_i = 14 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

II.4.8 Conditions aux limites et initiales effectivement utilisées :

- **Conditions initiales :** Pour les conditions initiales, nous considérons à $t = 0 \text{ s}$ deux cas pour les particules chargées :

Les distributions initiales des densités électroniques et ioniques sont égales :

- $n_e(t=0, x) = n_i(t=0, x) = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$

La distribution initiale de la densité des métastables :

- $n_m(t=0, x) = 0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$

➤ **Conditions aux limites :** Pour le potentiel électrique dans ce modèle nous utilisons les conditions aux limites suivantes :

A l'électrode métallique gauche :

- $V_{app} = V_{max} \sin(2.\pi.f.t)$

A l'électrode métallique droite :

- $V=0$

A l'interface gaz diélectrique de cotée gauche ($x=0$) :

$$V_d = V_{app} - \frac{1}{C_{d1}} \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-61})$$

A l'interface gaz diélectrique de côté droit ($x=x_{max}$) :

$$V_d = \frac{1}{C_{d2}} \int_0^t I_d dt \quad (\text{II-62})$$

- **A la cathode :**

La variation des densités ioniques et métastables est nulle.

$$\nabla n_i = \nabla n_m = 0$$

Le flux des électrons émis par la cathode est proportionnel au flux d'ions incidents :

- $\varphi_e = \gamma_i \cdot \varphi_i$

- **A l'anode :**

La variation des densités ioniques et métastables est nulle et la densité électronique est supposée égale à zéro.

II.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la modélisation de la décharge électrique. Le modèle proposé est de type fluide auto cohérent. Nous avons présenté le système avec les différentes équations déduites du modèle, puis nous avons détaillé comment calculer les caractéristiques électriques de la décharge.

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 physiques qui régissent la décharge à la pression atmosphérique. Les équations sont établies et décrites pour les particules chargées, les particules excitées et le champ électrique.

La deuxième partie était consacré à discrétisé les équations du modèle, par une méthode numérique couramment pratiquée, c'est la méthode des différences finies, on a choisi cette méthode car elle est plus facile d'accès, puisqu'elle repose sur deux notions, la discrétisation des équations(assez intuitive) d'une part, et la convergence du schéma numérique ainsi obtenu d'autre part. Les paramètres de transport sont aussi définis, et les conditions initiales et aux limites.

Dans le chapitre qui suit. On va appliquer le modèle fluide 1D développé à une décharge dans l'hélium à barrières diélectriques, afin de déterminer les caractéristiques électriques de la décharge (courant, tension appliquée et tension gaz.) et les distributions spatiales du champ électrique et les densités de particules chargées et excitées de l'amorçage à l'extinction de la décharge.

CHAPITRE III

PRESENTATION ET INTERPRETATION **DES RESULTATS DE SIMULATION**

III.1 Introduction

Les plasmas froides non-thermiques créés par décharges électriques classiques (décharges luminescentes) ont de nombreuses applications industrielles (panneaux à plasmas, les écrans plasma et sources de lumières...etc.) La modélisation de ces plasmas est basée notamment sur les équations de conservation des différentes particules ou bien sur les équations de Boltzmann. Pour une meilleure compréhension des processus plasmas et de la décharge luminescente, en particulier, nous avons élaboré un modèle fluide auto-cohérent, basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont couplées à l'équation de Poisson, en utilisant l'approximation du champ local.

Le but de ce chapitre consiste à présenter et interpréter les résultats de simulation des caractéristiques électriques tension/courant et des distributions des particules chargées (électrons, ions et métastables), du champ, du potentiel électriques et de densité de courant dans un gaz monoatomique tel que l'hélium (He). Ces plasmas sont créés dans des décharges alternatives (AC) dans le cas d'une configuration géométrique unidimensionnelle.

III.2 Données de base utilisées dans la simulation

Pour présenter les résultats de simulation spatiale des particules chargées dans l'espace inter-électrode, et temporelle de tension et courant, nous sommes amenés à préciser les valeurs de quelques paramètres d'entrée du programme tels que la densité initiale de charges, les coefficients de diffusion, les mobilités, la température...ex. 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 99.99 %
Gaz secondaire	Azote 0.01 %
Distance inter-électrodes	$d=0.8\text{cm}$
Amplitude de la tension appliquée	$V_{\text{max}}=2.0\text{ kV}$
Fréquence d'excitation	$f=10\text{ kHz}$
Surface et forme des électrodes	Rectangulaires $5 \times 6\text{ cm}$ ($S=30\text{ cm}^2$)
Permittivité relative du diélectrique	$\epsilon_r=9.5(\text{Alumine})$
Epaisseur des diélectriques	$L_{\text{diel}}=0.1\text{cm}$
Pression du gaz	$P=760\text{ Torr} \cdot 10^5\text{ Pascal}$
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma_I=0.1$
Température du gaz	$T_{\text{gaz}}=300\text{ K}$
Nombre des points sur x	$n_x=200$
Pas du temps	$dt=10^{-8}\text{ s}$

Tableau III-1 : Conditions utilisées dans la simulation.

III.3 Présentation des résultats de la simulation

III.3.1 Tensions et courant caractéristiques de la décharge

Toutes les courbes représentées ci-dessous de variations temporelles (différent des tensions et courant), pour les paramètres présentés dans le tableau (III-1) et pour la deuxième et la troisième période.

Sur la figure (III-1), nous avons choisi de représenter, les variations temporelles de la tension appliquée, la tension de gaz et la tension mémoire (ou tension des diélectrique solides) durant deux période de la tension appliquée. On remarque que la valeur initial de la tension de gaz est de (0,8933 kV), la tension d'amorçage, correspondant à la valeur maximale atteinte par la tension du gaz (1,7509kV) et l'accumulation des charges créées dans le gaz vers les surfaces des diélectriques qui recouvrent les électrodes induits une tension mémoire après l'amorçage de la décharge.

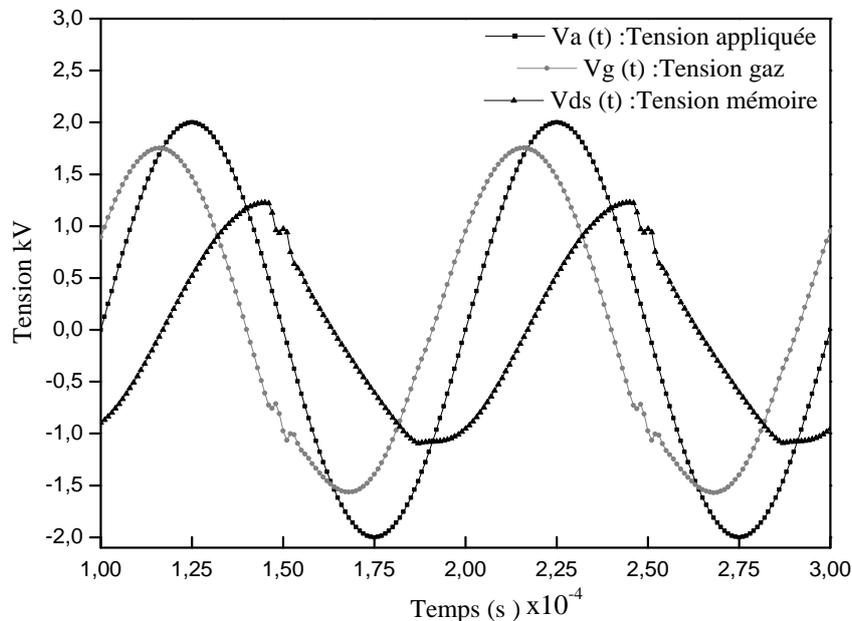


Figure III-1 : Variations sur deux périodes de la tension appliquée, $V_a(t)$ la tension gaz, $V_g(t)$ et la tension mémoire $V_{ds}(t)$.

La tension de gaz qui n'est autre que la différence entre la tension appliquée et mémoire, subit alors une chute rapide et la décharge s'éteint brusquement.

La figure (III-2) montre l'évolution du courant de décharge et la tension appliquée, on constate que le courant de décharge apparaît sous la forme d'un pic à chaque alternance de la tension, il atteint sa valeur maximale à $t=14,03\mu\text{s}$, après le début de l'alternance. Son amplitude maximale est de 0.559mA pour l'alternance positive et de 0.727 mA pour l'alternance négative.

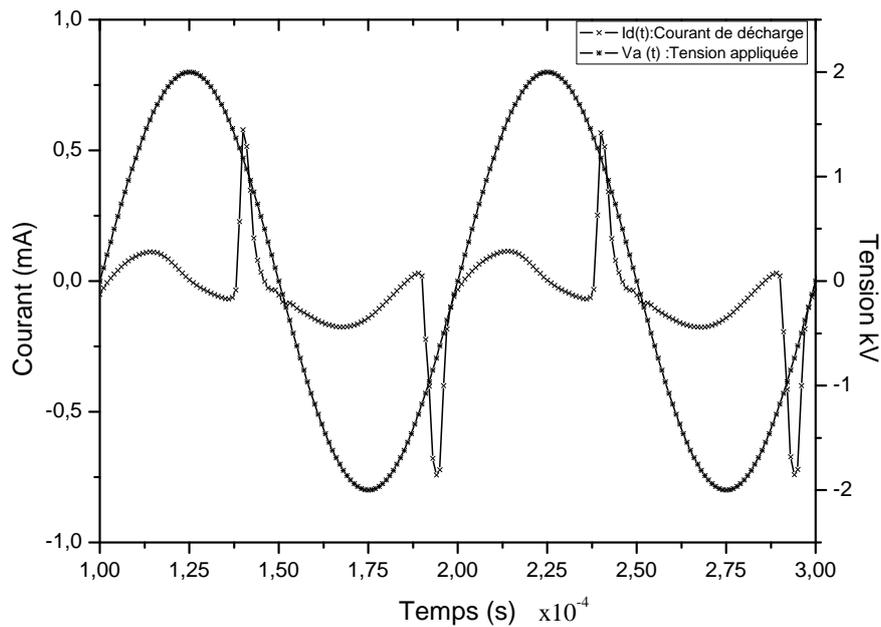


Figure III-2 : Variations sur deux périodes de la tension appliquée et du courant.

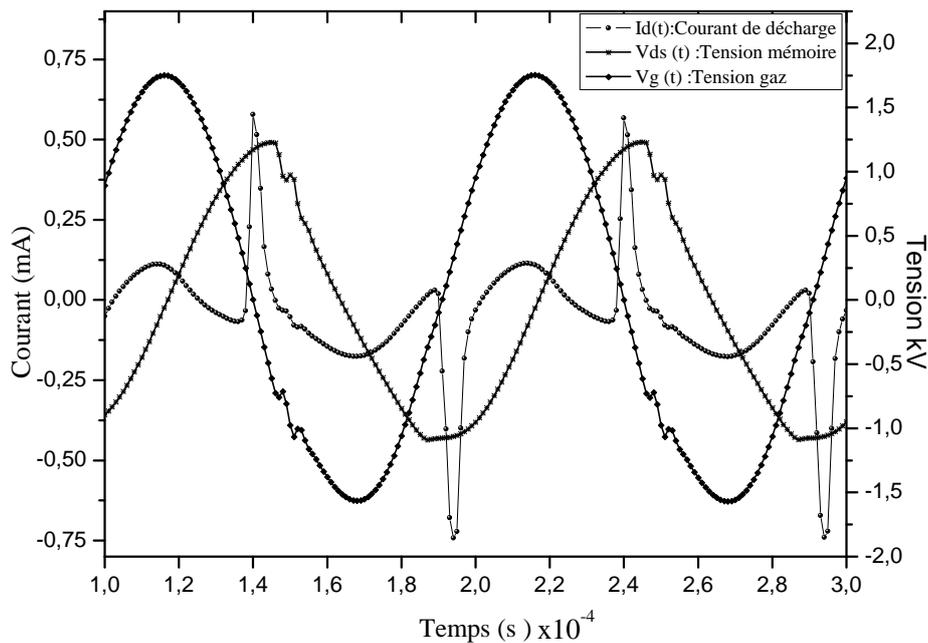


Figure III-3 : Variations sur deux périodes de la tension mémoire, tension gaz et du courant.

La figure III-3 présente les différentes tensions et le courant de décharge. 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. Le courant de décharge est plus faible au début puis augmente brusquement sous forme d'un pic quand la tension de gaz change de signe et la tension mémoire est maximale, cet effet va se répéter pour tous les alternances qui suivent c'est l'effet mémoire de la DBD.

III.3.2 Distributions spatio-temporelles du champ électrique, potentiel et des densités des particules.

Toutes les courbes représentées ci-dessous des variations spatio-temporelles (champ électrique, potentiel, les densités électroniques, ioniques, métastables et celle du courant) sont prêtes avec les mêmes paramètres présentés dans le tableau III.1 à l'instant $t=19\mu\text{s}$.

III.3.2.1 Distribution du champ électrique et potentiel

La distribution spatiale du champ électrique et du potentiel de la décharge à l'instant $19\mu\text{s}$ est représentée sur les figures (III-4, III-5). Dans lesquelles apparaissent clairement trois zones : la gaine cathodique, la colonne positive et la gaine anodique.

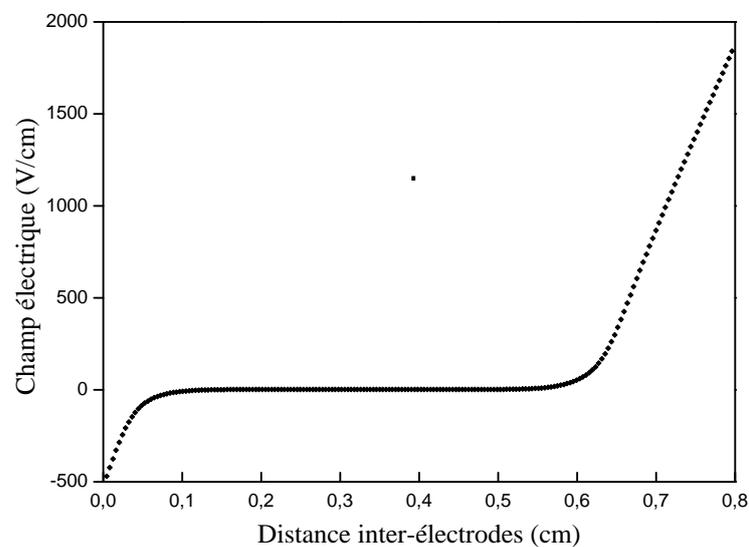


Figure III-4 : Variation spatiale du champ électrique à l'instant $t=19\mu\text{s}$

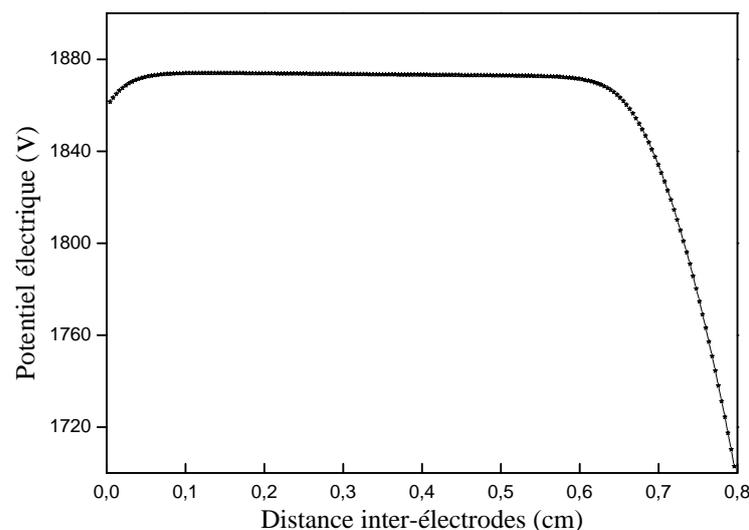


Figure III-5 : Variation spatiale du potentiel électrique.

Dans la gaine cathodique (à droite), on remarque que le champ électrique y varie beaucoup à cause de forte chute du potentiel et sa valeur maximale est de 1843.22V/cm. Nous remarquons sur la courbe du potentiel (figure III- 5) une importante chute de potentiel. Cette chute de potentiel est l'une des caractéristiques propres à la décharge lumineuse.

La seconde zone occupe la majorité de l'espace inter-électrodes c'est la région de la colonne positive, le potentiel est quasiment constant et correspond à la partie lumineuse du plasma. La valeur du potentiel dans cette région est à peu près égale au potentiel appliqué. Le champ électrique est très faible et constant car le potentiel presque ne varie pas dans cette zone. Ce comportement est normal à cause d'une charge d'espace nette qui presque nulle dans la colonne positive.

Enfin dans la gaine anodique on constate une inversion du champ électrique à cause du gradient de densité du plasma assez grande, et la valeur du potentiel est à peu près égale au potentiel appliqué à l'anode dans cette région.

II.3.2.2 Distributions spatiales des densités électroniques, ioniques et métastables

Sur les figures III-6, III-7, III-8, nous présenterons les distributions spatiales des densités électroniques et ioniques.

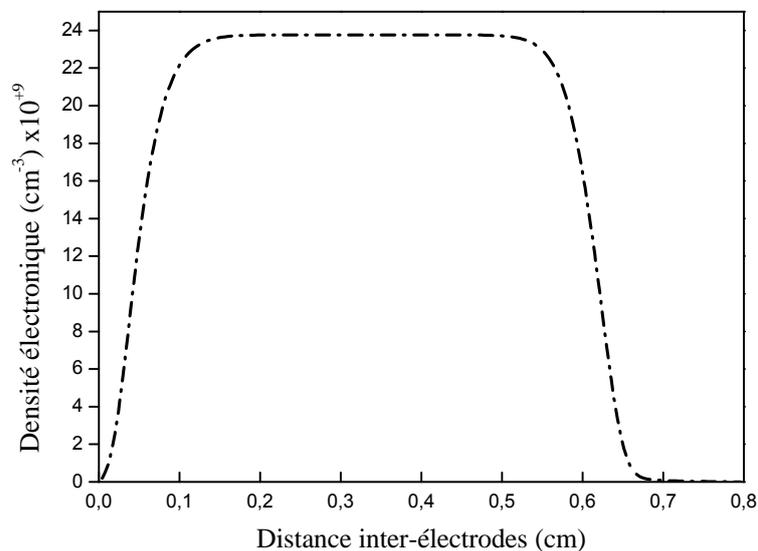


Figure III-6 : Variation spatiale de la densité électronique.

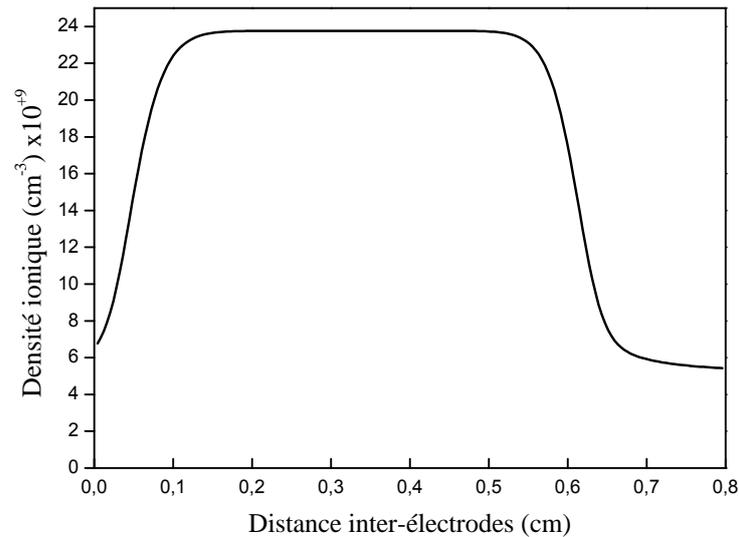


Figure III-7 : Variation spatiale de la densité ionique.

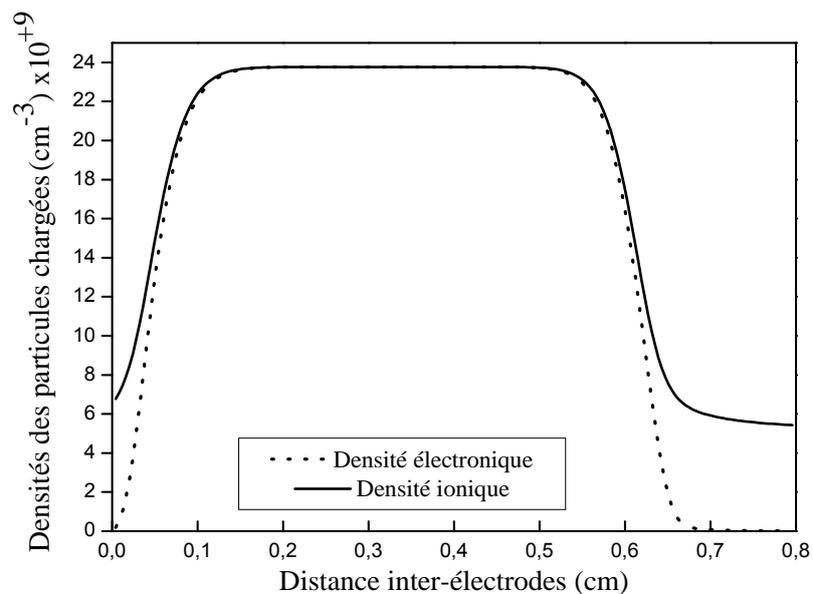


Figure III-8 : Variation spatiale des densités électronique et ionique.

On remarque que dans la figure III-8 il existe trois parties. Dans la première qui correspond la gaine cathodique, on constate que les ions atteignent une densité de $5,42 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ alors que celle des électrons est très faible (presque nulle), ceci s'explique par le fait que les électrons sont beaucoup plus légers et se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions.

Dans la région de la colonne positive, la mobilité des électrons est réduite à cause des leurs interactions avec les ions. Les densités électroniques et ioniques y sont égales et de l'ordre de $2,37 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Dans la région de la gaine anodique les ions positifs sont majoritaires par rapport aux électrons. On remarque que les densités dans les gaines sont faibles par rapport à la colonne positive.

Le plasma devant rester neutre, il se porte à un potentiel supérieur à celui des électrodes afin de retenir et de confiner les électrons. Il se forme alors, à l'interface plasma-électrode, des gaines, dans lesquelles s'établit un champ électrique, dirigé vers les électrodes, qui confine les électrons dans le plasma et accélère les ions vers les surfaces. Les deux gaines sont parfaitement identiques.

La figure III-9, présente la courbe de la distribution spatiale de la densité des particules métastables à l'instant $19\mu\text{s}$.

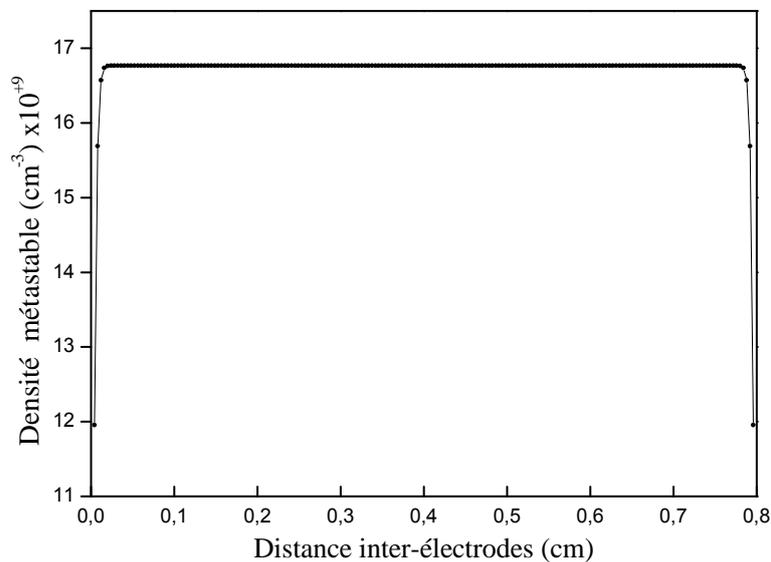


Figure III-9 : Variation spatiale de la densité de métastable

La densité des métastables reste constante parce qu'elle ne dépend pas du champ électrique et sur l'étendu de l'espace inter-électrodes (atteint une valeur maximale $16.7 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$). Ces espèces étant neutres avec une mobilité nulle, leur déplacement est conditionné par la diffusion, c'est-à-dire le gradient de concentration.

III.3.2.3 Densités des courants

Sur la figure (III-10), nous avons représenté l'évolution spatiale de la densité du courant total J_{tot} la densité de courant ionique J_i et de la densité du courant électronique J_e .

La courbe de densité du courant électronique presque la même que celle de la densité du courant de décharge à tous les moments de la décharge avec une légère déférence dans la gaine cathodique, puis elles augmentent en valeur absolue près de la cathode. Cette augmentation est due au renforcement du flux électronique à la cathode au moyen de l'émission secondaire. Au

moment où le courant total de la décharge est maximal le courant ionique atteint une valeur très faible.

Nous pouvons constater que, dans l'hélium les électrons qui fournissent la majeure partie du courant de décharge, pour ne pas dire l'essentiel de ce courant sont majoritairement générateur du courant de décharge.

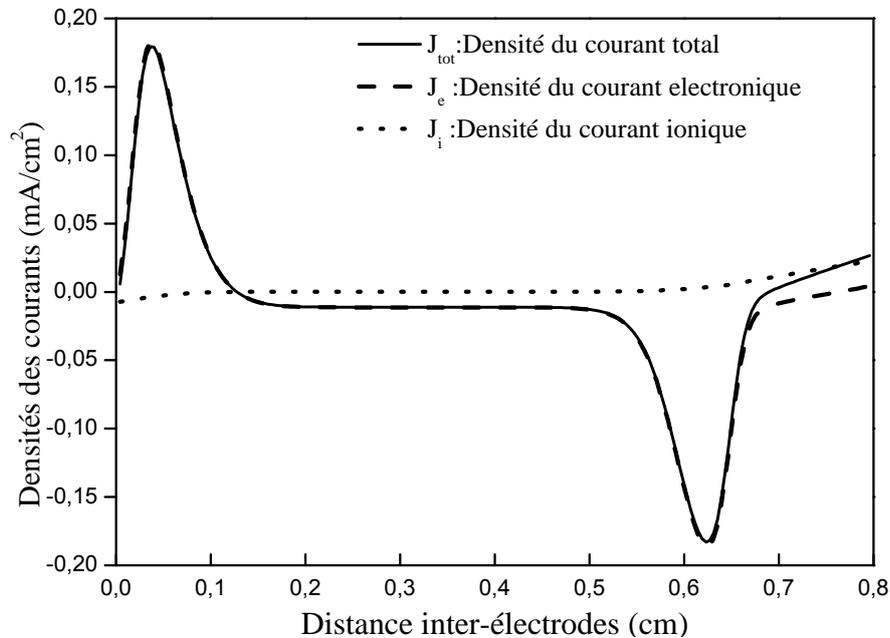


Figure III-10 : Variation spatiale de la densité du courant total.

III.4 Variation spatiotemporelle :

Les courbes qui suivent sont relevés dans les mêmes conditions de base, pour Cinq instants différents (15 μ s, 17 μ s, 19 μ s, 21 μ s, 23 μ s).

III.4.1 Variation spatiotemporelle du champ électrique :

La figure (III-11), représente les variations spatiales du champ électrique. Cette figure nous montre que dans la zone cathodique la valeur maximale du champ électrique diminue avec l'augmentation du temps (par exemple 2222,9 V/cm pour l'instant 15 μ s et 1204,35 V/cm pour l'instant 23 μ s). Dans la colonne positive, On constate que lorsque le temps augmente, la zone de la colonne positive occupe plus de l'espace inter-électrodes et la zone de la gaine cathodique se contracte. Le champ électrique est de plus en plus faible.

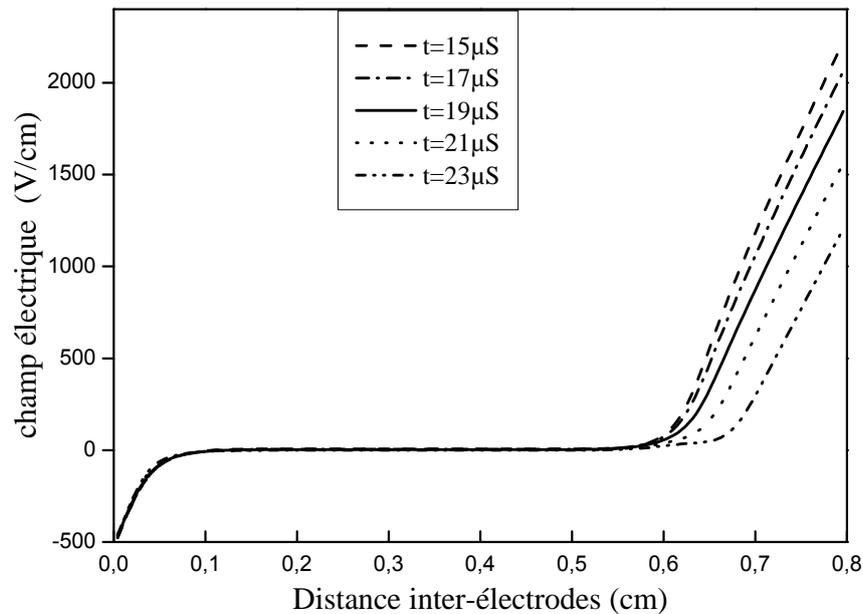


Figure III-11 : Variation spatiotemporelle du champ électrique.

III.4.2 Variation spatiotemporelle du potentiel électrique :

La figure III-12, schématise la variation spatiotemporelle du potentielle électrique dans les instants cités ci-dessous, la forme du potentiel correspond au régime luminescent de la décharge pour tous les instants (on distingue trois régions), les valeurs du potentiel d'un instant à l'autre est différentes, il croit avec l'augmentation du temps en diminuant la colonne positive à cause d'une alimentation de la décharge variable avec le temps.

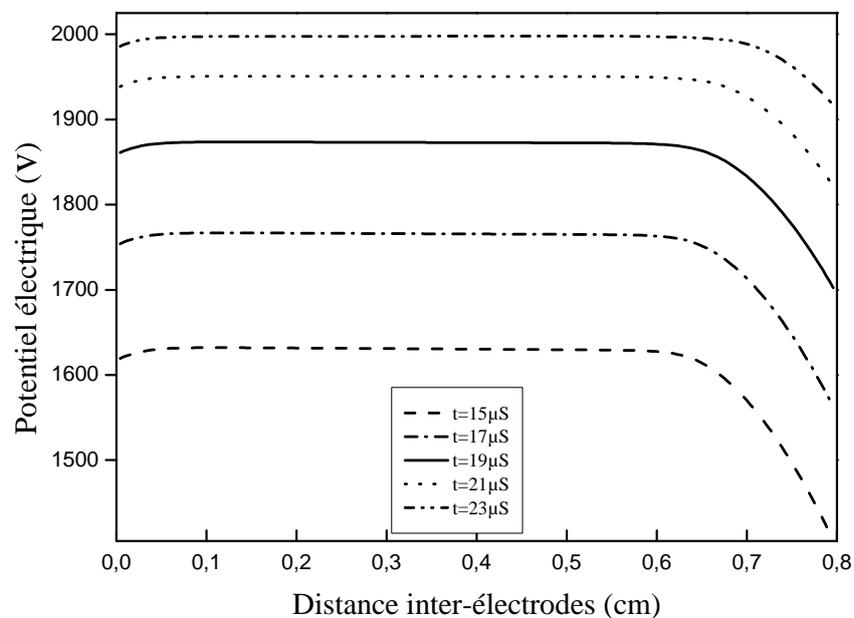


Figure III-12 : Variation spatiotemporelle du potentiel électrique.

III.4.3 Variation spatiotemporelle des densités des particules :

On remarque d'après l'allure des densités électroniques et ioniques représentés dans les figures III-13 et III-14, une augmentation progressive de la densité électronique et ionique avec le temps dans la colonne positive et la gaine cathodique, la densité atteint son maximum dans la colonne positive, puis elle augmente légèrement dans la gaine cathodique, par contre, elles ont presque la même valeur dans la partie anodique. Donc les électrons et les ions positifs créés dans le volume de décharge, se déplacent sous l'effet du champ électrique, forment une densité de charge d'espace neutre assez forte se localise dans la moitié de l'espace inter-électrodes.

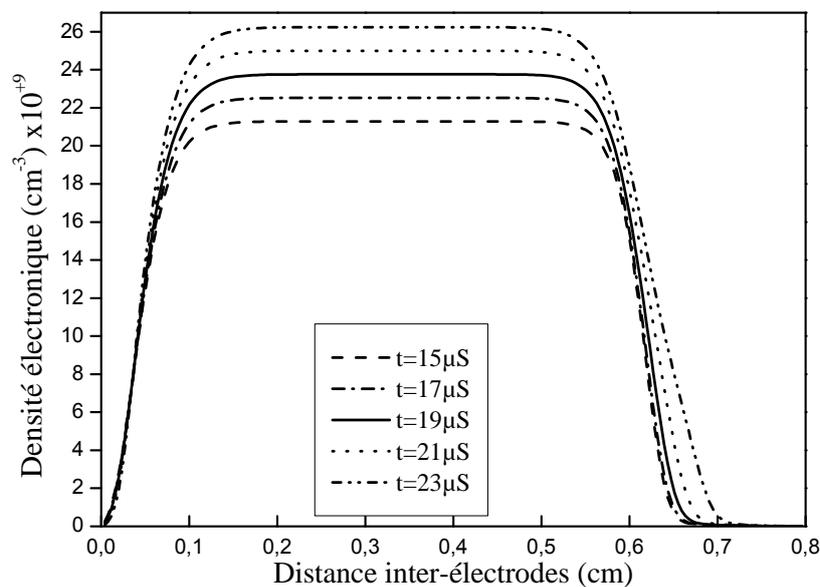


Figure III-13 : Variation spatiotemporelle de la densité électronique.

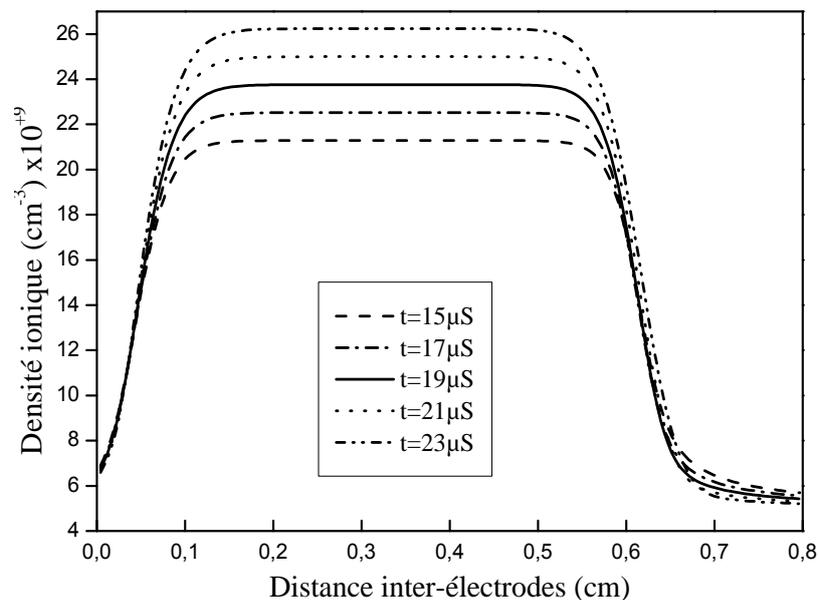


Figure III-14 : Variation spatiotemporelle de la densité ionique.

L'évolution spatiotemporelle de la densité des métastables représente dans la figure III-15 augmente avec le temps et préoccupe presque toute la zone de la colonne positive (inter-électrodes) alors que dans les gaines anodique et cathodique reste la même.

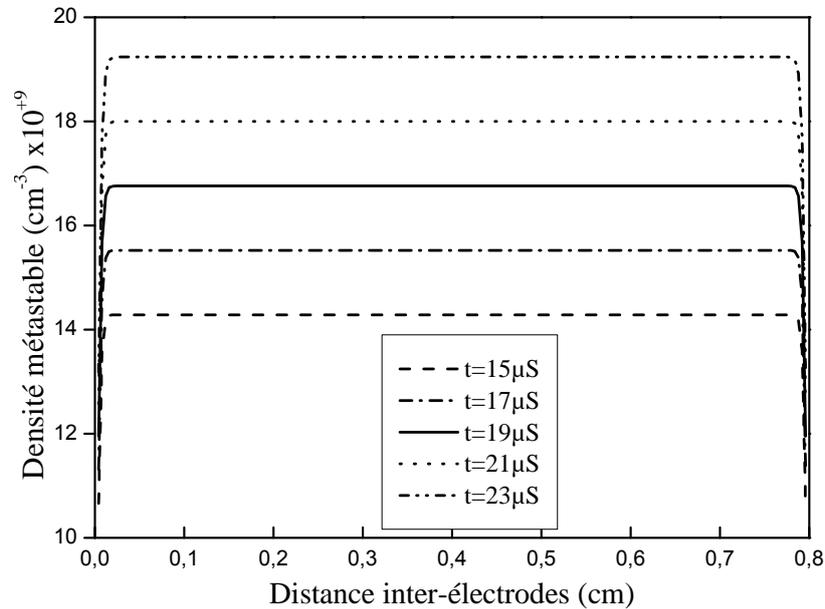


Figure III-15 : Variation spatiotemporelle de la densité ionique.

III.4.4 Variation spatiotemporelle de la densité du courant :

Puisque la densité du courant a une relation directe avec le champ électrique. On remarque sur la figure III-16 une variation de la densité du courant avec le temps dans les régions de la gaine cathodique et anodique et reste constant dans la colonne positive au voisinage du zéro.

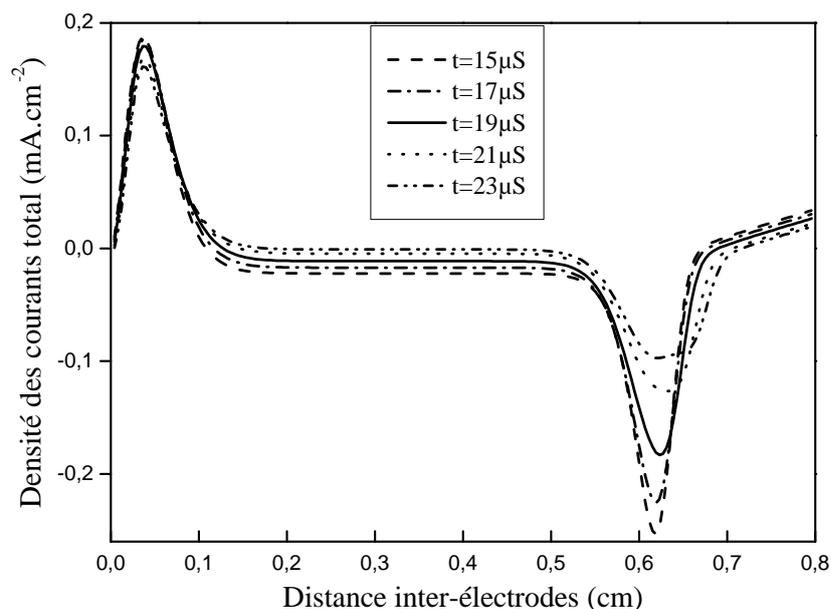


Figure III-16 : Variation spatiotemporelle de la densité du courant total.

III.5.conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats de simulation en considérant un modèle fluide auto-cohérent.

Nous avons traité le cas de gaz atomiques (He). Les résultats de simulation sont illustrés en termes de variation en temps de la tension et du courant et la variation dans l'espace inter électrodes du potentiel, du champ électrique, les densités des charges, des métastables et des courants.

Cette étude a montré que le claquage du gaz se fait sous un champ faible, alors la décharge est obtenue par génération successive d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs est de l'ordre de microseconde.

On remarque que lieu les caractéristiques spatiale (champ, potentiel électrique et les densités particules) donnent les mêmes structures que ceux obtenues au régime luminescent à basse pression.

Une forme du courant de la décharge périodique, mono impulsionnel par alternance obtenue par le code numérique confirme l'existence du régime homogène de la DBD à la pression atmosphérique, mais dans des conditions bien déterminées et très spécifiques.

Dans le chapitre suivant nous allons étudier la réaction de la décharge aux différents paramètres.

CHAPITRE IV

EFFETS DES PARAMETRES DE LA **DECHARGE**

IV.1.Introduction :

A travers ce chapitre nous allons présenter les effets des paramètres de la décharge pour établir le régime luminescent de la DBD dans l'espace gazeux dans le cas d'hélium (He) à la pression atmosphérique tel que : le champ et le potentiel électrique, la densité des particules chargées, des métastables et la densité du courant total, par rapport aux différentes conditions d'amorçage de la décharge. Afin de définir quelles sont les conditions qui doivent être respectées, on fixe l'instant à $19\mu\text{s}$ et on fait varier les conditions d'établissement de la décharge, dans l'ordre, on commence par l'effet de la tension puis l'effet de la distance, l'effet de la permittivité diélectrique et on termine par l'effet du taux d'impureté.

IV.2 Influence de la tension appliquée :

IV.2.1 Sur le champ électrique et le potentiel :

Les résultats que nous allons présenter dans cette section sont l'image des calculs effectués dans les conditions du tableau III-1 en faisant varier la valeur de la tension maximum appliquée (de 1.5kV à 2.7kV). Sur les figures (IV-1 et IV-2), nous présentons la distribution spatiale du champ électrique et du potentiel. On remarque pour le champ électrique que lorsque la tension appliquée augmente, l'épaisseur de la gaine cathodique augmente et que la surface occupée par la colonne positive diminue avec l'augmentation de la tension appliquée de même que pour le potentiel qui subit une chute importante dans la gaine cathodique et le champ électrique est maximal 2589.17V/cm lorsque la tension a une valeur de 2,7 kV et de 1168.28 V/cm pour une tension appliquée de 1.5 kV.

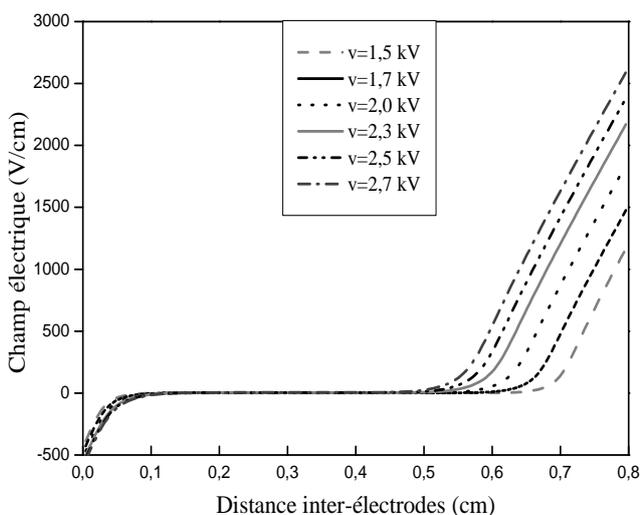


Figure IV-1 : Variations spatiales de du champ électrique pour différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée.

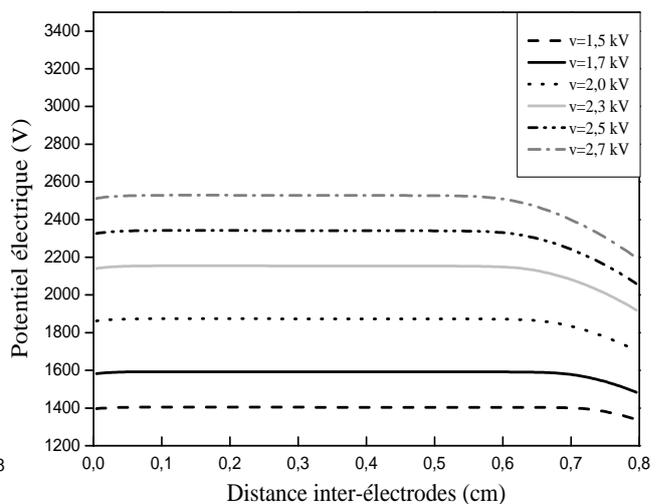


Figure IV-2 : Variations spatiales de du potentiel électrique pour différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée.

IV.2.2 Sur les densités des particules chargées :

Les figures IV-3 et IV-4 représentent l'effet de la tension sur les densités électrique et ionique respectivement. On remarque bien que leur valeur reste constante sur les gaines cathodique et anodique avec la même valeur maximale pour les deux densités et que la largeur dans la colonne positive diminue avec l'augmentation de la tension, ceci s'explique par le fait que l'augmentation de la tension appliquée entraîne une augmentation du champ électrique, ce dernier a pour conséquence d'augmenter la vitesse des particules chargées, en particulier les électrons qui sont beaucoup plus légers que les ions.

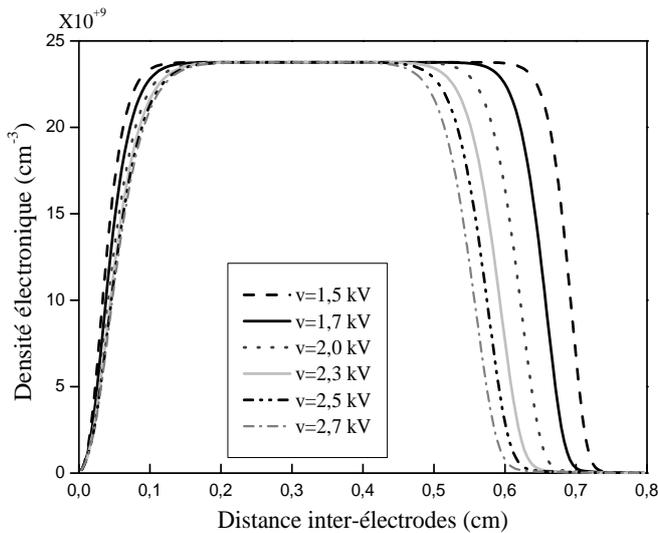


Figure IV-3 : Variations spatiales de la densité électronique pour différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée.

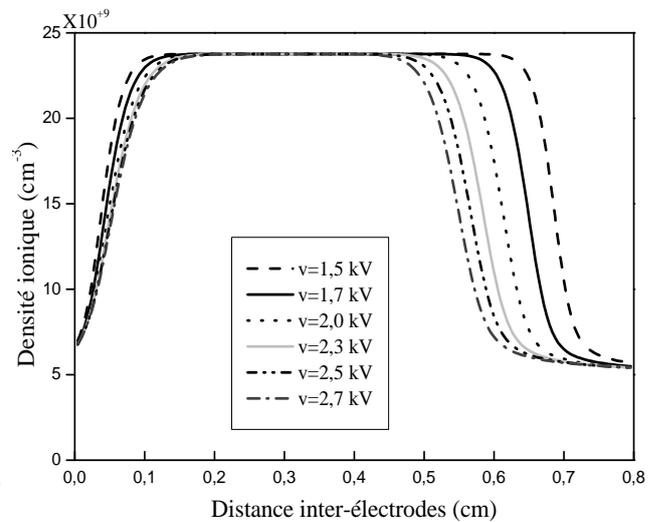


Figure IV-4 : Variations spatiales de la densité ionique pour différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée.

IV.2.3 Sur la densité de courant électrique :

L'effet de la tension appliquée sur la densité de courant est représenté sur la figure IV-5. On constate qu'avec l'augmentation de la tension, la densité de courant augmente et la colonne positive se réduit à chaque fois que la tension a une valeur élevée de même que pour les pics du courant. Ceci s'explique par le fait que la tension agit sur le champ et les densités des particules, qui sont proportionnelles à la densité de courant.

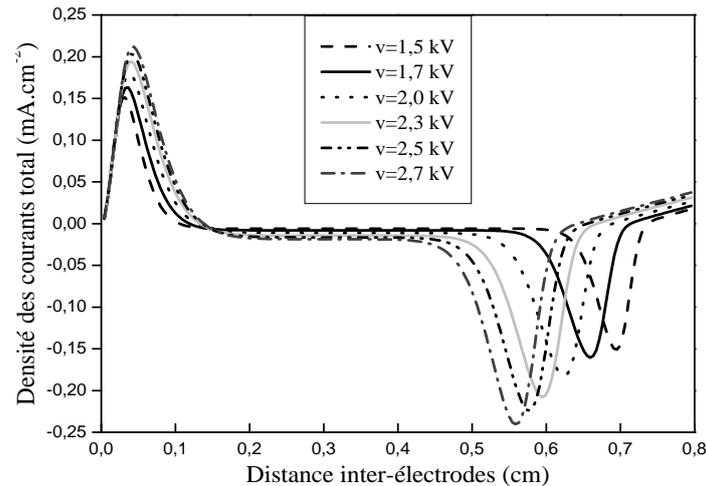


Figure IV-5 : Variations spatiales de la densité de courant pour différentes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée.

IV.3 Effet de la distance inter-électrodes

Les résultats que nous allons présenter dans cette section proviennent de la simulation unidimensionnelle d'une décharge luminescente à barrière diélectrique dans l'hélium pur, la distance inter électrode, correspondant à l'épaisseur du gaz entre les deux diélectriques, a été variée de 0.5cm à 1.2cm à l'instant $t=19\mu\text{s}$. La décharge amorcée dans les mêmes conditions mentionnées dans le tableau III-1.

IV.3.1 Effet de la distance inter-électrodes sur le champ électrique et le potentiel :

L'effet de la variation de la distance inter-électrodes sur le champ électrique et le potentiel est représenté sur les figures (IV-6 et IV-7) respectivement, on remarque, la largeur de la région de la colonne positive occupe la majorité de l'espace inter-électrodes, et la gaine cathodique commence à décroître lorsque la distance inter-électrodes augmente (figure IV-6-c, IV-6-e et IV-6-d). Et que potentiel reste presque constant dans la partie gaine anodique et la largeur de gaine cathodique atteint une taille critique.

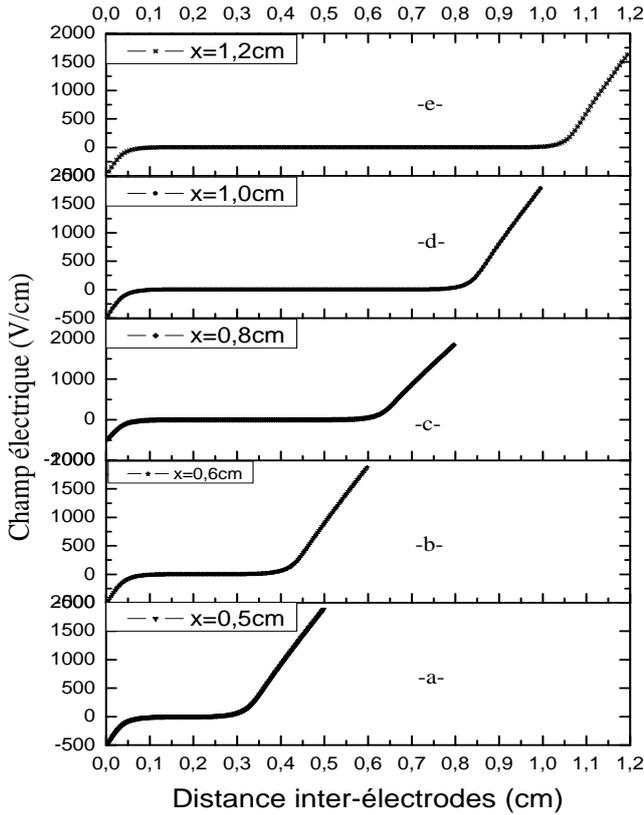


Figure IV-6 : Variations spatiales du champ électrique pour différentes distances inter-électrodes.

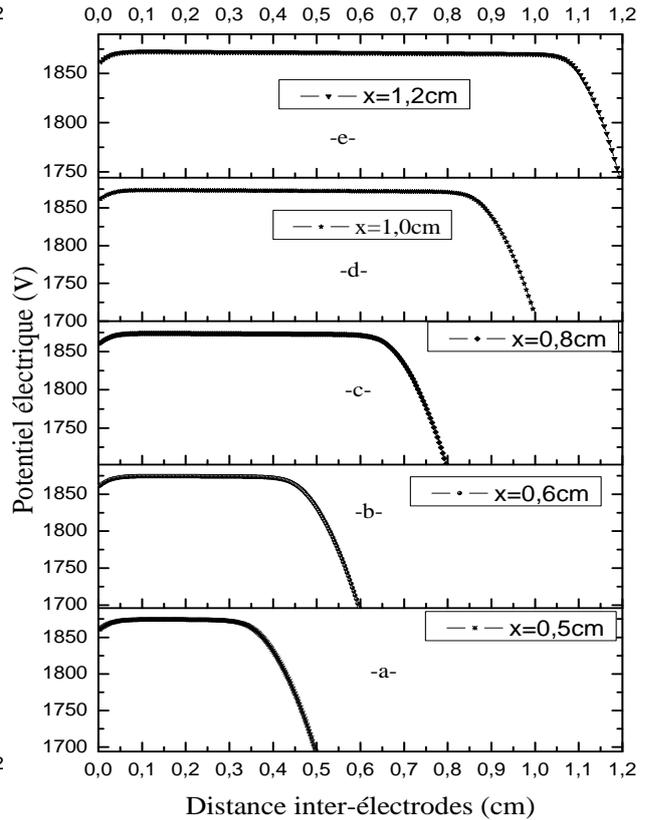


Figure IV-7 : Variations spatiales du potentiel électrique pour différentes distances inter-électrodes.

IV.3.2 Effet de la distance inter-électrodes sur les densités électronique et ionique :

En ce qui concerne la variation des densités électroniques et ioniques pour différentes valeurs de la distance inter-électrodes elle est résumée dans les figures IV-8 et IV-9 respectivement.

On peut déduire à partir de ces graphes que la zone où il y a une égalité entre la densité des électrons et des ions (colonne positive) augmente avec l'augmentation de l'espace inter-électrodes, et confirme une autre fois que l'étendue de la région du plasma est due à l'augmentation de l'espace inter-électrodes

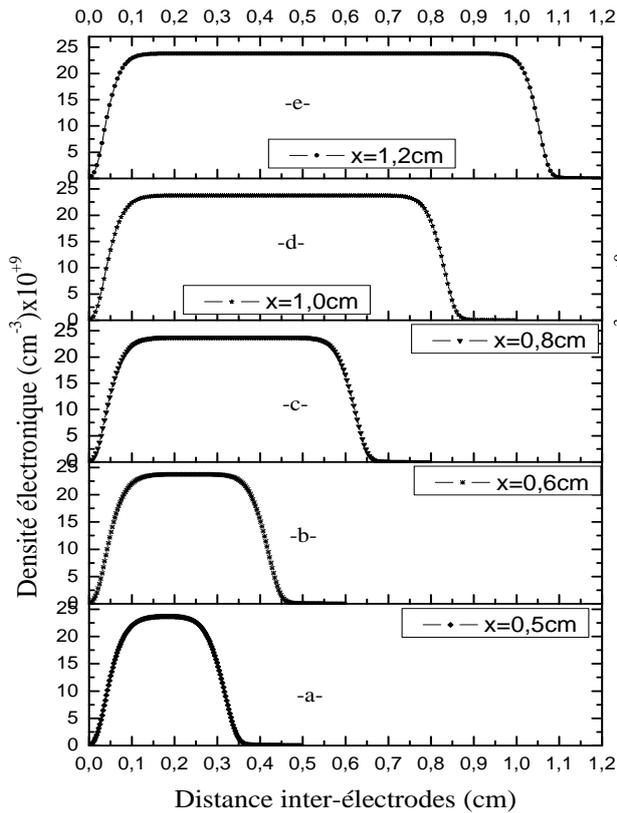


Figure IV-8 : Variations spatiales de la densité électronique pour différentes distances inter-électrodes.

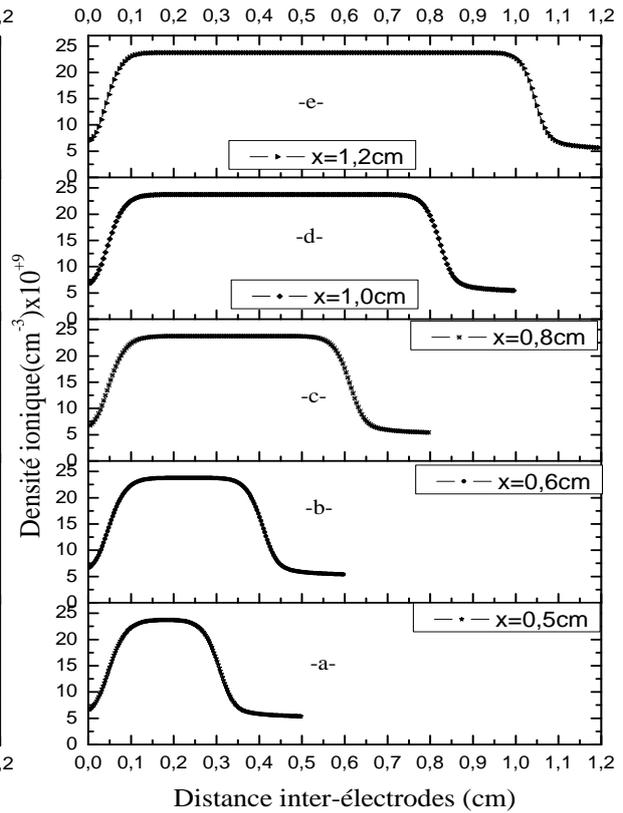


Figure IV-9 : Variations spatiales de la densité ionique pour différentes distances inter-électrodes.

IV.3.3 Effet de la distance inter-électrode sur les densités du métastable et courant :

Les figures IV-10 et IV-11 représentent l’effet de la distance inter-électrode sur la densité du courant total et des métastables respectivement. On constate que la distance inter-électrode n’influe pas en général sur la forme de la distribution spatiale des métastables sauf qu’elle varie avec la variation de la distance au voisinage des parois de la cellule de la décharge.

La distribution de la densité du courant, est plus homogène, elle est caractérisée par un petit pic dans la gaine anodique, et un autre dans la gaine cathodique, elle est constante et stable dans la colonne positive qui croît avec l’augmentation de la distance et qu’elle prend presque tout l’espace inter-électrode pour x de l’ordre de quelque millimètre.

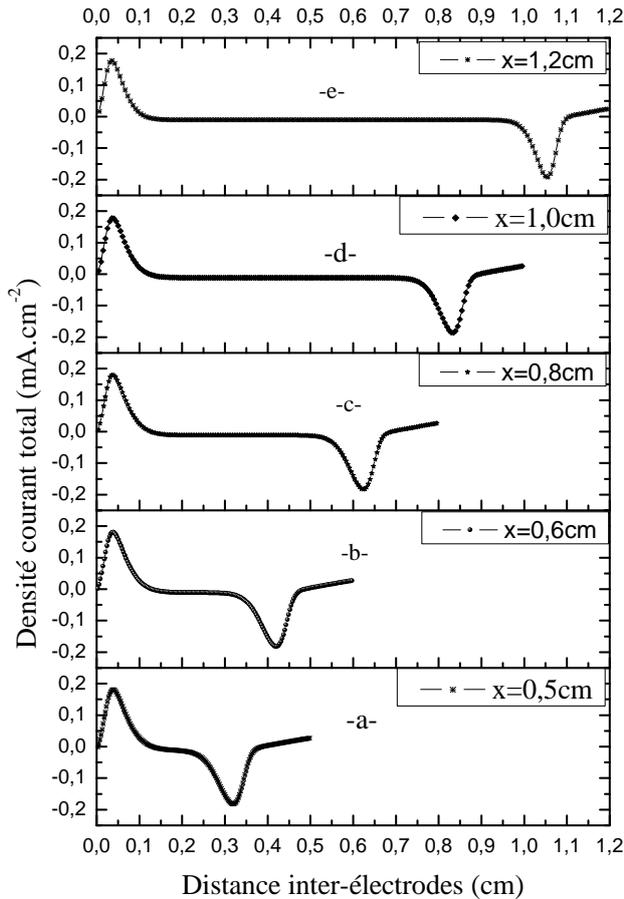


Figure IV-10 : Variations spatiales de la densité de courant pour différentes distances inter-électrodes.

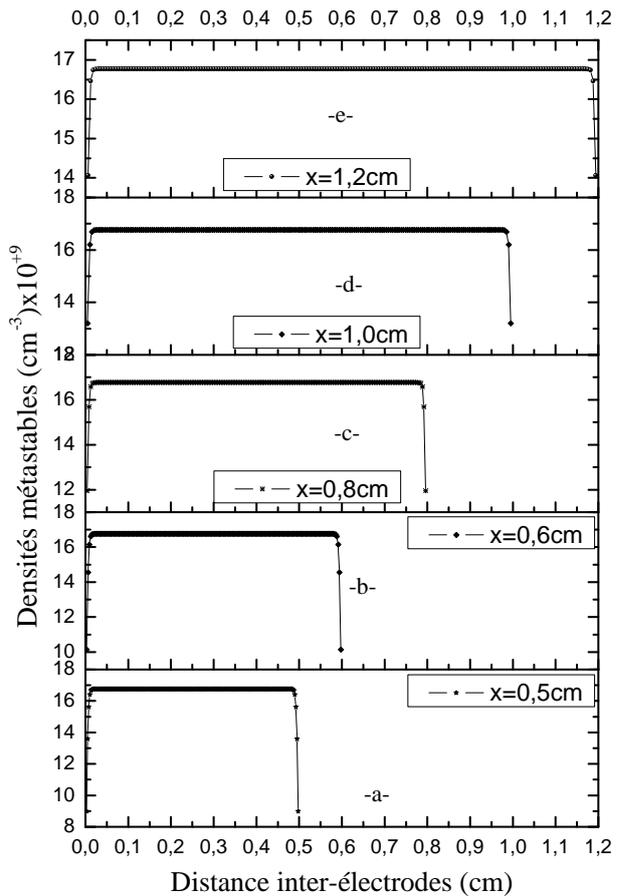


Figure IV-11 : Variations spatiales de la densité des métastables pour différentes distances inter-électrodes.

IV.4 Effet du taux de l'impureté :

Dans ce qui suit on va injecter des pourcentages de gaz d'Azote pour connaître son effet sur le comportement de la décharge qui est amorcée dans les mêmes conditions mentionnées dans le tableau III-1.

IV.4.1 Effet de l'impureté sur le champ électrique et le potentiel :

La figure IV-12 et IV-13 représentent l'effet de l'impureté sur le champ électrique et le potentiel respectivement. On peut constater dans le cas de l'hélium pur sans impureté que le champ est maximal (1791V/cm) dans la gaine cathodique et que sa colonne positive occupe un espace réduit ce qui n'est pas le cas avec l'augmentation de l'impureté on voit cette colonne s'élargir pour occuper presque tout l'espace inter-électrodes pour un pourcentage de 2.5% et qui correspond à une valeur du champ de 1177V/cm. Dans la gaine cathodique on remarque le champ décroît avec l'augmentation du pourcentage de gaz.

La même constatations pour le potentiel qui donne une diminution de la chute de tension dans la gaine cathodique avec l'augmentation de l'impureté.

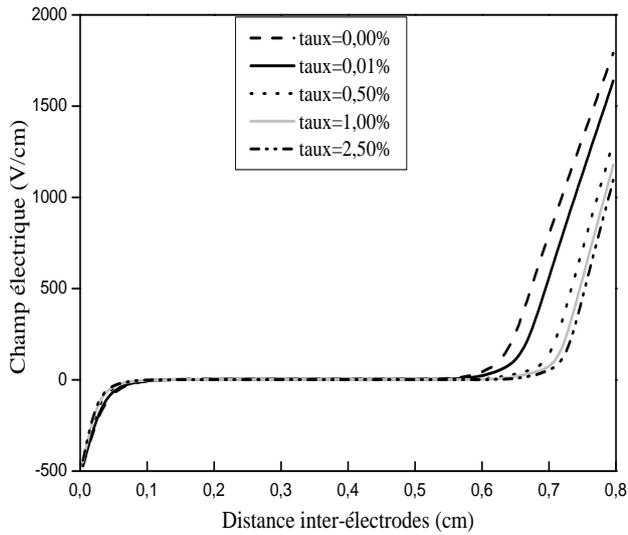


Figure IV-12 : Variation spatiale du champ électrique pour différents taux d'impureté.

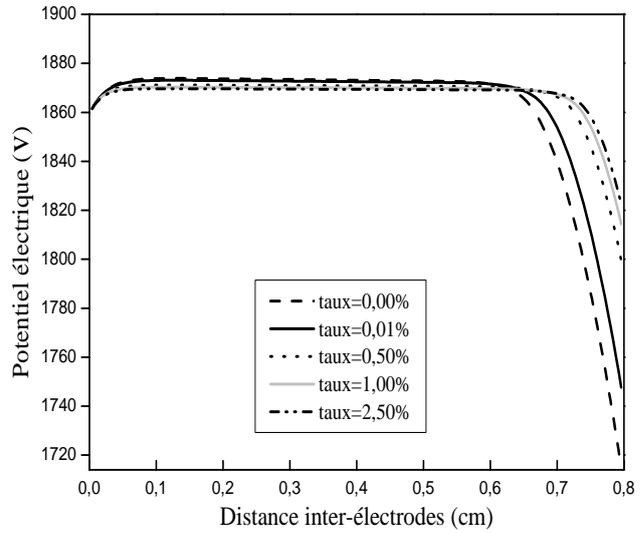


Figure IV-13 : Variation spatiale du potentiel pour différents taux d'impureté.

IV.4.2 Effet de l'impureté sur les densités des particules chargées, métastable et courant :

Les figure IV-14 et IV-15 représentent l'effet de l'impureté sur les densités électronique et ionique respectivement, on distingue qu'elles (les densités) augmentent avec l'augmentation de l'impureté pour les parois anodiques et cathodiques, de même que pour la partie de la colonne positive qui s'élargie et prend presque toute la zone inter-électrodes pour une impureté de 2.5%. Cette augmentation est causée par la réactivité de l'ionisation Penning. Donc par cette ionisation indirecte, une quantité importante des particules chargées se produit indépendamment du champ électrique et concentrée dans la moitié de l'espace inter-électrodes. Celle-ci engendre une charge d'espace nette quasi nulle responsable de l'établissement de la zone de la colonne positive.

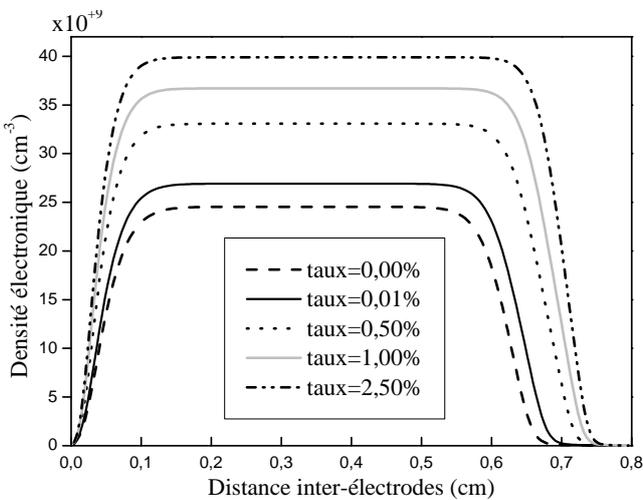


Figure IV-14 : Variations spatiales de la densité électronique pour différents taux d'impureté.

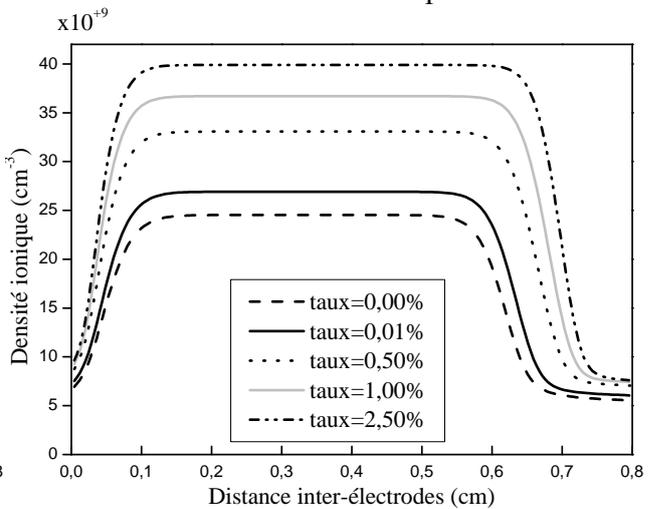


Figure IV-15 : Variations spatiales de la densité ionique pour différents taux d'impureté.

L'effet de taux d'impureté sur la variation de la densité des métastables est représenté sur la figure IV-16, on remarque que son comportement est inversé, la densité de ces espèces est maximale lorsque les impuretés sont nulles, puis elle diminue avec l'augmentation de son pourcentage. Ce comportement est normal car l'ajout d'un gaz minoritaire comme l'Azote favorise la réaction de l'ionisation Penning et par conséquent la destruction du grand nombre des atomes métastables.

Le comportement de la variation de la densité du courant de décharge (figure IV-17) reste homologue, elle augmente avec l'augmentation des taux d'impureté dans les régions de l'espace inter-électrodes où il y a une forte évolution du champ électrique et des densités des particules chargées, vu que la densité du courant directement proportionnelle de ces grandeurs.

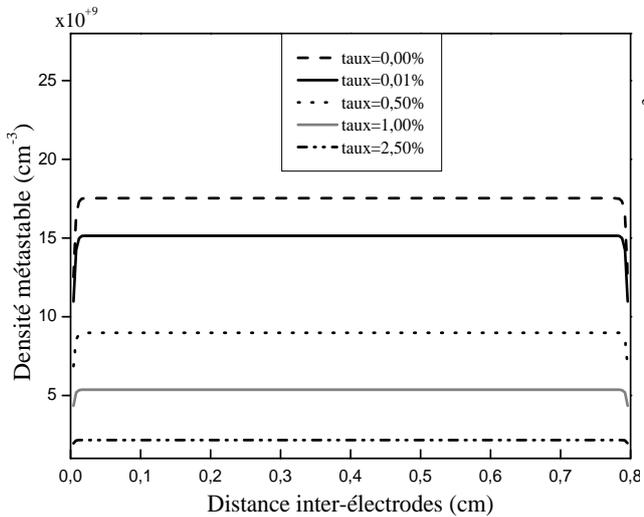


Figure IV-16 : Variations spatiales de la densité des métastables pour différents taux d'impureté.

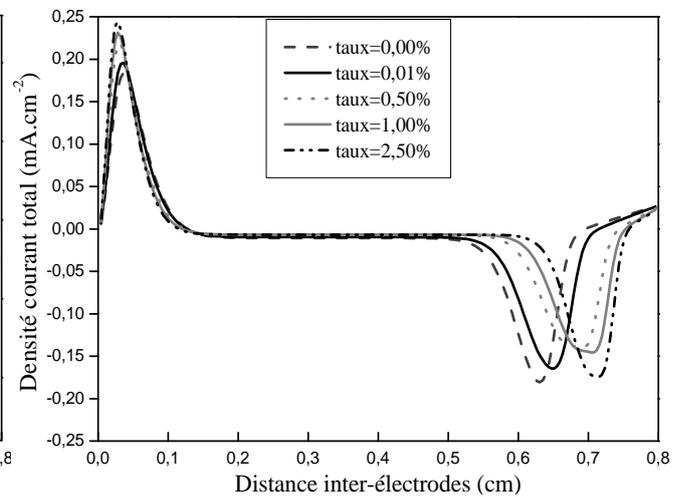


Figure IV-17 : Variations spatiales de la densité de courant total pour différents taux d'impureté.

IV.5 Effet de la permittivité relative de diélectrique :

Nous faisons la décharge entre deux électrodes revêtues d'alumine on varie sa permittivité relative entre 8.5 et 10.5 sous les mêmes conditions.

IV.5.1 Effet de la permittivité sur le champ électrique et le potentiel :

Les figures IV-18 et IV-19 représentent l'effet de la permittivité relative sur le champ électrique et le potentiel (respectivement). Pour le champ, il y a une augmentation de sa valeur de (1575 V/cm) pour 8.5 F/cm à une valeur maximale (2084.4 V/cm) pour 10.5 F/cm sur la partie de la gaine cathodique alors que la partie plasma se réduit avec cette augmentation de la permittivité.

Et puisque le potentiel est l'inverse du champ, son comportement se manifeste que l'inverse du comportement du champ, et on constate que sur la gaine cathodique une augmentation de la chute de tension avec l'augmentation de la permittivité.

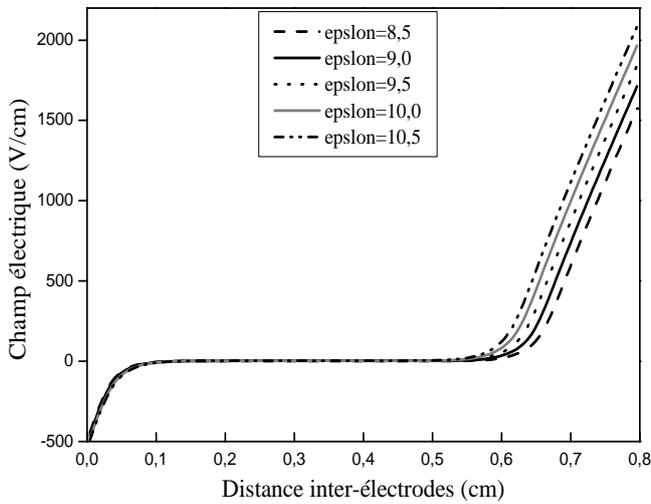


Figure IV-18 : Variation spatiale du champ électrique pour différents permittivité relative.

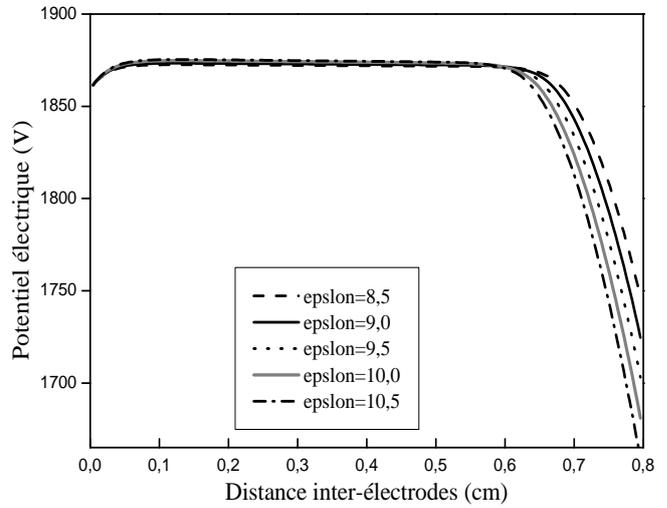


Figure IV-19 : Variation spatiale du potentiel électrique pour différents permittivité relative.

IV.5.2 Effet de la permittivité sur les densités des particules chargées, métastable et courant :

L'influence de la permittivité relative sur les densités électroniques et ioniques est représentée sur les figures IV-20 et IV-21 respectivement. On remarque qu'ils ont un comportement similaire sur les parois cathodique et que leur valeur se réduit avec l'augmentation de la permittivité et reste constante sur la colonne positive et la gaine anodique.

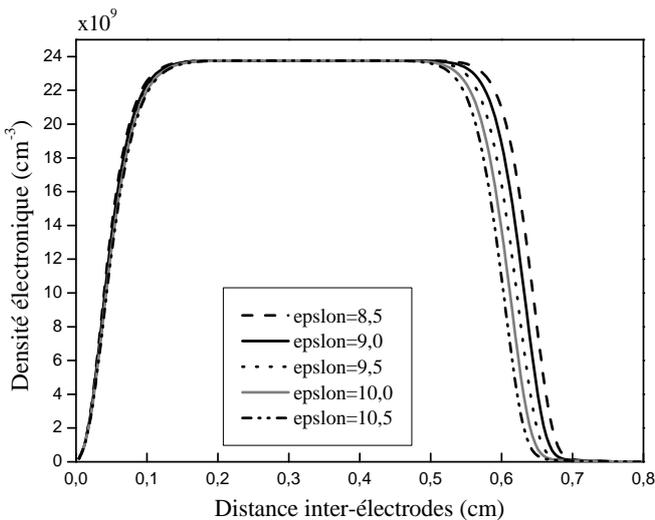


Figure IV-20 : Variation spatiale de la densité électronique pour différents permittivité relative

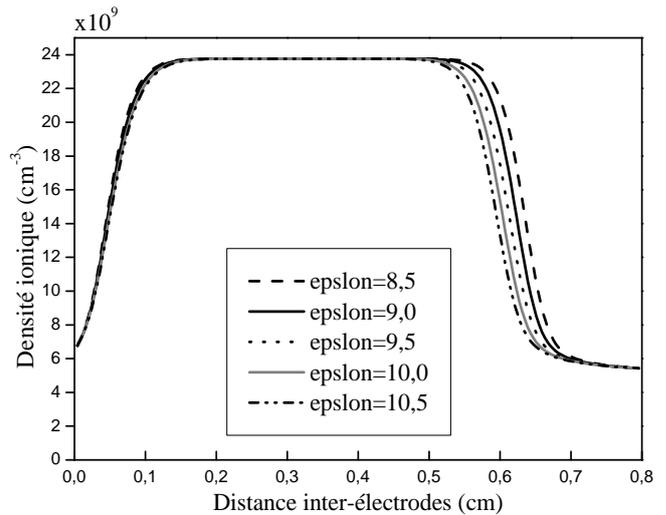


Figure IV-21 : Variation spatiale de la densité ionique pour différents permittivité relative

L'influence de la permittivité sur la variation de la densité des métastables est représenté sur la figure IV-22, on remarque que son comportement reste constant quel que soit la variation de la permittivité.

Le comportement de la variation de la densité du courant de décharge est représenté sur la figure IV-23. on constate une légère augmentation de son amplitude sur la gaine anodique par contre une grande augmentation de cette amplitude dans la gaine cathodique, l'augmentation de l'amplitude vient avec l'augmentation de la permittivité.

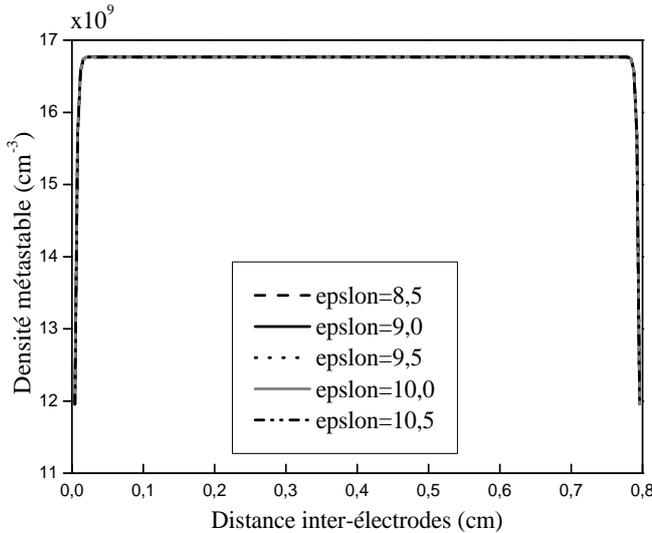


Figure IV-22 : Variation spatiale de la densité métastable pour différents permittivité relative

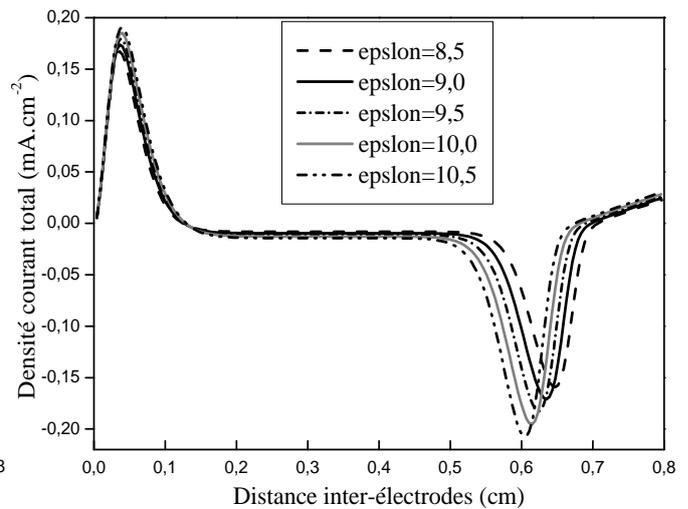


Figure IV-23 : Variation spatiale de la densité courant pour différents permittivité relative

IV.6 Conclusion

Ce chapitre a fait l'objet du comportement de la décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques à la pression atmosphérique sous l'effet des différents paramètres (tension, la distance, taux d'impureté...ex). La variation de l'un de ces paramètres peut conduire à des résultats différents. Ces conditions caractéristiques sont : une fréquence d'excitation de 4kHz, une tension sinusoïdale de $V_{\max}=2\text{kV}$ appliquée aux deux électrodes séparées de 0.8 cm et recouvertes de deux plaques diélectriques suivant mes conditions initiales.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Le but de ce travail est la simulation de la modélisation numérique d'une décharge lumineuse à barrières diélectriques établie dans l'hélium à pression atmosphérique.

Nous avons établi une étude sur la structure de décharge lumineuse en utilisant un modèle fluide basé sur la méthode des différences finies d'un schéma implicite tout en développant une approche plus générale permettant une prise en compte systématique du couplage entre l'équation de Boltzmann et celle de Poisson. La résolution des équations de transport après discrétisation par la méthode des différences finies, était effectuée par l'algorithme de Thomas, pour cela nous avons utilisé un programme informatique écrit en langage fortran 90.

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. L'amplitude et la forme de ces impulsions ne sont pas les mêmes sur les alternances positives et négatives.

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

Il existe une grande variété des applications pour la DBD. Nous avons présenté le principal intérêt de la modélisation des décharges lumineuses contrôlée par barrières diélectriques pour comprendre les mécanismes physiques qui régissent la décharge à pression atmosphérique. Les équations sont établies et décrites pour les particules chargées, les particules excitées et le champ électrique.

Nous avons présenté les résultats de notre simulation en considérant un modèle fluide auto-cohérent. On a traité le cas de gaz atomiques (He). Les résultats de notre simulation sont illustrés en termes de variation en temps de la tension et du courant et la variation dans l'espace inter électrodes du potentiel, du champ électrique et des densités de charges et de courant. Cette étude a montré que la rupture du gaz se fait sous un faible champ ,

Conclusion générale

alors la décharge est obtenue par génération successive d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs et de l'ordre de microseconde.

Les effets des différents paramètres sur D.L.A.P (tension, la distance, taux d'impureté...ex) ont montré que la variation de l'un de ces paramètres peut conduire à des résultats différents dont certains cas ne présentent pas ce régime. 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.

L'augmentation de la distance inter-électrodes conduit à une distribution du champ et du potentiel bien semblable au cas de la basse pression.

L'augmentation du taux impuretés a une conséquences essentielles sur la diminution de la durée de vie des espèces excitées de l'hélium sous faible champ électrique.

Je conclu par une observation concernant mon travail, est que la structure de la décharge luminescente reste la même sous les différentes variations (toujours l'existence de trois recoins) dans le domaine spatio-temporelle.

ANNEXE

ANNEXE

ANNEXE

Méthode numérique des différences finies « implicites »

Cette annexe est consacrée à la description de la méthode de résolution de l'équation de diffusion avec le schéma numérique de type différences finies implicites.

L'équation à résoudre est de la forme suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (1)$$

Cette équation est discrétisée dans le domaine \mathbf{D} . Chaque terme est calculé à l'aide des valeurs à gauche et à droite de $n(x,t), W(x,t), D(x,t)$ aux points x_i, x_{i+1}, x_{i-1} . On résout l'équation pour des particules chargées qui se déplacent de $x=0$ vers $x=x_{\max}$ et vis-ver-ça.

Le premier terme de l'équation au point x_i peut s'écrire :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{t_{k+1} - t_k} \quad (2)$$

Les deuxième et troisième termes s'écrivent à l'instant t_{k+1} au point x_i :

$$\frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} = \frac{n_{i+1}^{k+1}W_{i+1}^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}W_{i-1}^{k+1}}{(x_{i+1} - x_{i-1})} \quad (3)$$

On suppose que la vitesse de dérive de x dans notre modèle est constante.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right) = \frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left(D_{i+1}^{k+1} \left[\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_{i+1}^{k+1} - D_i^k \left[\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_i^{k+1} \right) =$$

$$\frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left(\left[D_{i+1}^{k+1} \frac{n_{i+1}^{k+1} - n_i^{k+1}}{x_{i+1} - x_i} \right] - \left[D_i^{k+1} \frac{n_i^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}}{x_i - x_{i-1}} \right] \right) \quad (4)$$

Le terme source s'écrit au point (i, k) : $S(x, t) = S_i^k$ (5)

ANNEXE

$$x_{i+1} - x_i = x_i - x_{i-1} = \Delta x \quad .$$

L'équation (4) peut donc se mettre sous la forme :

$$n_{i-1}^{k+1} \left[-\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i-1}^{k+1}}{2} - \frac{D_i^{k+1}}{\Delta x} \right] + n_i^{k+1} \left[-\left(\frac{D_i^{k+1} + D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \right) + \frac{1}{\Delta t} \right] +$$

$$n_{i+1}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i+1}^{k+1}}{2} - \frac{D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x} \frac{1}{\Delta t} \right] = S_i^k + n_i^k \frac{1}{\Delta t} \quad (6)$$

n_i^k Connu à l'instant k est fonction de n_{i-1}^{k+1}, n_i^{k+1} et n_{i+1}^{k+1} inconnus à l'instant k+1.

La solution du système implicite (6) est représentée dans la maille élémentaire de la figure suivante :

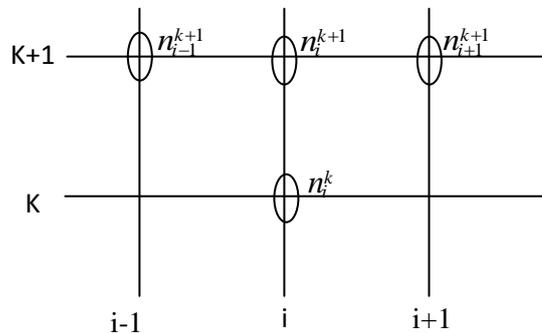


Figure 1 : Maille élémentaire du système d'équations (6)

Cette équation est de la forme $a_i n_{i-1}^{k+1} + b_i n_i^{k+1} + c_i n_{i+1}^{k+1} = d_i$. En écrivant l'équation pour $i=2, \dots, n_x-1$, on obtient un système d'équations dont la matrice principale est tri diagonale. La méthode la plus classique de résolution de ce système est l'utilisation de l'algorithme de Thomas.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques

A

[An.94] **Jean Loup Delcroix, Abraham Bers** ,« Physique des plasma », InterEdition, ET CNRS Edition, pp (5,223-226), 1994.

[Al.07] **ALBAN SUBLET**, « Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium ». Thèse de doctorat, N° d'ordre 3801, Ecole Polytechnique Fédérale De Lausanne, Suisse 2007.

B

[Ba.10] **BAHOUH E HANEN** « Contribution à la modélisation d'une décharge continue d'un gaz moléculaire ». Thèse de Magister, Université de MENTOURI CONSTANTINE. 2010

[Be.97] **R. BEN GADRI** « Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à la pression atmosphérique » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 1997

[Be.99] **BEN GADRI. R.** « One atmosphere glow discharge structure revealed by computer modeling ». IEEE Transaction on plasma science. vol.27, N°1 February 1999.

[Bo.03] **J.P. BOEUF**. « Plasma display panels: physics, recent developments and key issues ». J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) R53–R79.

[Bo.98] **J.P. Boeuf, Th. Callegari, C. Punset, R. Ganter**
« Modeling as a Tool for Plasma Display Cell Optimization », Workshop Digest of the 18th International Display Research Conference, Asia Display'98, pp. (209-220), 1998.

[Bi.75] **J.B. BIRKS**. « Excimers ». Rep. Prog. Phys. 1975 Vol. 38, pp. 903-974.

[Bu.32] **Buss. K.**, « Arch. Elektrotech ». 26, 261 (1932).

C

[Ch.07] **Christian Sarra-Bournet** . « Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux », Thèse pour l'obtention du grade de maître ès sciences de l'université de Laval (2007).

[Chu.02] **T. J. Chung** « Computational Fluid Dynamics », Cambridge University Press, pp (936-939), 2002.

Références Bibliographiques

[Cl.05] **Claire Tendero** « Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques », Thèse de doctorat de l'université de Limoges (2005).

D

[Di.08] **DIEZ MEDINA** « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement » Thèse de doctorat, université Toulouse, 16 octobre 2008

E

[Et.98] **Étienne Monette** « étude des décharges lumineuses à la pression atmosphérique par le contrôle de la résistance des électrodes » Thèse de doctorat, Maitrise des sciences appliquées, école polytechnique de Montréal, juin 1998

F

[Fa.07] **P.FAUCHAIS.** « Plasma thermiques : Aspects fondamentaux ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 810 (02/2007)

[Fo.86] **R. Fournié and R.Coelho.** Diélectriques : bases théoriques. Technical report, Techniques de l'ingénieur, 1986.

[Fr.05] **A.Fridman, A. Chirokov, and A.** « Gutsol. Non-thermal atmospheric pressure discharges ». J.Phys.D:Appl.Phys., 38 :R1-R24, 2005.

G

[Gh.00] **N.GHERARDI** « Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Applications à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000.

[Go.99] **G.GOUDA** « Etude des décharges électriques à la pression atmosphérique dans leur transition d'un régime filamentaire à un régime luminescent – Interaction avec les isolants organiques » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 1999.

[Gu.05] **N.N.GUIVAN, J. JANCA, A. BRABLEC, P. STAHEL, P. SLAVICEK, L.L. SHIMON.** « Planar UV excilamp excited by a surface barrier discharge ». J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 3188–3193

[Gr.86] **D.B.Graves and K.F.Jensen,** IEEE trans.plasma science Ps-14, P78, **1986.**

[Gr.87] **D.B.Graves,** J.Appl.phys.62,p88, **1987.**

H

Références Bibliographiques

[Ha-00] **G.J.M. HAGELAAR, F.J. DEHOOG and G.M.W. KROESEN** « Boundary conditions in fluid models of gas discharges ». Phys Rev. E 62(1) (2000) 1452-1454.

I

[Ik.04] **T.IKEMATSU, N. HAYASHI, S. IHARA, S. SATOH, C. YAMABE.** « Advanced oxidation processes (AOPs) assisted by excimer lamp ». Vacuum 73 (2004) 579–582.

K

[Ka.88] **S. KANAWAZA, M. KOGOMA, T. MORIWAKI and S. OKAZAKI** « Stable glow plasma at atmospheric pressure » J. Phys. D : Appl. Phys. 21 (1988) 838.

[Kh.04] **Khamphan Catherine,** « Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique Application à l'étude des précurseurs de poudres en mélange N₂-N₂ O-SiH₄ », Thèse Doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, Spécialité Physique et Ingénierie des Plasmas de décharge, 20 avril 2004.

[Ko.06] **koulali Moustapha** « Modélisation numérique d'une décharges filamentaire contrôlée par barrières diélectriques dans l'air » Thèse de Magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf (USTO-MB), 2006

[Kog.03] **U.KOGELSCHATZ.** « Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications ». Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 23, No. 1, March 2003

[Kog.00] **U.Kogelschatz.** « Fundamentals and applications of dielectric barrier discharges ». In HAKONEV II Proceedings, 2000.

L

[La.07] **Lagmich Youssef** « Diagnostic et modélisation d'une décharge a barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement ». Thèse de doctorat, université Toulouse III Paul Sabatier, 29 novembre 2007

[Lau.99] **C. Laurent.** « Diélectriques solides et charges déspace. Technical report, Techniques de l'ingénieur », 1999

[Le.04] **T. LEHNER.** « L'état de plasma : le feu de l'univers ». Vuibert, Paris, France. 2004

[Lem.00] **S. LEMOING** « Mise en évidence, par modélisation numérique, des mécanismes fondamentaux caractérisant le fonctionnement d'une décharge lumineuse contrôlée par barrières diélectriques établie à la pression atmosphérique dans l'azote » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2000.

Références Bibliographiques

M

[Ma.05] F.Massines, N.Gherardi, A.Fornelli, and S.Martin, « Atmospheric pressure plasma deposition of thin films by Townsend dielectric barrier discharge », Surf. Coat. Tech.,200(5-6), 1855-1861 (2005).

[Ma.98] F.MASSINES, A. RABEHI, P. DECOMPS, R.B. GADRI, P. SEGUR, C. MAYOUX. « Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier ». Journal of Applied Physics Vol 83, No.6 (1998).

[Mah.11] MAHAMAT ABAKAR DJIBRILLAH . « Elements de conception d'un générateur électrique pour l'alimentation d'un dispositif à décharge à barrière diélectrique » Thèse de doctorat, Université de Toulouse. 01 Avril 2011

[Man.06] Mankour. Mohamed « Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge établie en basse pression » Thèse de Magister de université des sciences et technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2006.

[Me.07] Melati Rabia « Modèle fluide d'ordre 2 d'une décharge luminescente basse pression avec un terme source constant ». Thèse de Magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf (USTO-MB), 2007

[Mo.07] Mounir HAIROUR « Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension » Thèse de doctorat, Université Montpellier II – Sciences et Techniques du Languedoc,30 octobre 2007.

N

[No.04] Nofel MERBAHI « Luminescence de l'argon et du xénon dans les décharges à barrières diélectriques mono-filamentaires ». Thèse de doctorat .Université Paul Sabatier de Toulouse, 14 décembre 2004.

P

[Ph.96] Philippe Decomps, « Etude d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique, application au traitement de surfaces isolantes ». Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1996.

[Pi.07] G.J. Pietsch. « Peculiarities of dielectric barrier discharges ». Contrib.Plasma Phys., 6(41) :620-628, October 2001.

[Po.07] A.M. POINTU, J. PERRIN, J. JOLLY. « Plasmas froids de décharge : Propriétés électriques ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 830 (02/2007)

Références Bibliographiques

[Poi.94] **Poisignon Anne**, « méthode des éléments finis pour les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées : application aux décharges hors équilibres », Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse, 1994, N° d'ordre 1683.

R

[Ra.08] **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 .

[Rai.91] **Y.P.RAIZER** « Gas discharge physics », Springer Verlag, Berlin(1991)

[Ri.98] **Richard Fitzpatrick**

«Introduction to Plasma Physics», PHY380L, spring 1998, the University of Texas, pp (6-11).

S

[Sa.10] **Saridj Ahmed** « Etude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique » thèse magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran juill. 2010

[Sc-69] **Scharetter. L** and Gummel .H.K, I EEE trans Electron devices 16, 64 (1969).

T

[Th.00] **Thierry CALLEGARI** « Modélisation et diagnostics de décharges a barrières diélectriques pour écran a plasma » Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 23 Novembre 2000

[Tr.09] **Tristan BEAUDETTE** « Caractérisation et optimisation de lampes planes sans mercure : décharges à barrières diélectriques et luminophores » 22 juillet 2009 ; l'Université Toulouse

W

[Wa.03] **H.-E.Wagner** „R.Brandenburga ,K.V.Kozlovb « The barrier discharge:basic properties and applications to surface treatment » Vacuum71(2003)417–436