

THÈSE

En vue de l'obtention du Diplôme de Doctorat

Présenté par
ZACH Tayeb Nasrallah

MODÉLISATION DES DÉCHARGES À BARRIÈRES DIÉLECTRIQUES À HAUTE PRESSION

Faculté : **GÉNIE ÉLECTRIQUE**
Département : **ÉLECTROTECHNIQUE**
Domaine : **SCIENCES ET TECHNIQUES**
Filière : **ÉLECTROTECHNIQUE**
Intitulé de la Formation : **TECHNIQUE DE L'ENERGIE ELECTRIQUE**

Devant le Jury Composé de :

<i>Membres de Jury</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>	<i>Domiciliation</i>
HADI HOCINE	<i>Professeur</i>	<i>Président</i>	USTO-MB
HENNAD ALI	<i>Professeur</i>	<i>Encadrant</i>	USTO-MB
-	-	<i>Co-Encadrant</i>	-
BELASRI AHMED	<i>Professeur</i>		USTO-MB
HAMID AZZEDINE	<i>Professeur</i>	<i>Examineurs</i>	CU d'EL BAYADH
BELDJILALI SID AHMED	<i>MCA</i>		USTO-MB
-	-	<i>Invité(e)</i>	-

Année Universitaire : 2019/2020

DEDICACES

Je dédie ce travail:

A mes très chers parents mon père et ma mère ;

A mes frères et ma sœur;

A toute ma famille et mes amis;

A tous ceux qui m'ont encouragé de près ou de loin.

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord DIEU le tout puissant qui m'a éclairé le Bon chemin et m'a donné la force pour le suivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés. Nous en sommes reconnaissants et continuions infiniment à le remercier et le glorifier.

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Modélisation des Systèmes Électrotechniques et Systèmes Experts (LMSE), sous la direction de mon encadreur monsieur HENNAD ALI, Professeur à l'université l'USTO-MB, qui a suivi mon travail de très près, avec beaucoup de compétence, de multiples conseils, et de grande disponibilité. Grâce à toutes ses qualités humaines et scientifiques, j'ai pu mener à bien cette thèse. Je le prie d'accepter mes plus vifs remerciements pour m'avoir aidé et soutenu, et

pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail de doctorat durant ces années.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur HADI HOCINE, Professeur à l'université l'USTO-MB pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette thèse.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury:

Monsieur BELASRI AHMED, Professeur à l'université l'USTO-MB;

Monsieur BELDJILALI SID AHMED, Maître de conférences A à l'université l'USTO-MB;

Monsieur HAMID AZZEDINE, Professeur à l'université de BAYATH;

Qui m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de ce travail et qui ont permis d'améliorer ma thèse grâce à leurs remarques et leurs conseils éclairés.

J'aimerais aussi profiter de cette occasion pour remercier les quelques enseignants rencontrés dans le département d'électrotechnique à l'USTO-MB qui croyait en leurs métiers.

Je remercie en particulier mes parents pour m'avoir permis d'arriver jusqu'ici, grâce à leur soutien, leur confiance et leurs encouragements. Ils ont toujours cru en moi et j'espère être toujours à leur hauteur.

MODELISATION DES DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES A HAUTE PRESSION

RESUME

Récemment, des Décharges Filamentaires contrôlées par des Barrières Diélectriques (FDBD) et des Décharges Luminescentes contrôlées par des Barrières Diélectriques (DLBD) fonctionnant à pression atmosphérique sont apparues comme des alternatives intéressantes aux systèmes plasmas basse pression. La possibilité de travailler à la pression atmosphérique pour la décharge luminescente radio-fréquence est d'un grand intérêt. Elle offre la possibilité de travailler en flux continu sans installation à vide coûteuse, de réduire la maintenance et le temps de production.

Ce travail de recherche est consacré à la modélisation numérique pour reproduire les comportements physique et électrique de la décharge luminescente radio-fréquence à la pression atmosphérique. Le modèle fluide proposé dans ce travail est formé par les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Il s'agit des équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie électronique qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson. La fermeture du système d'équations est assurée par l'approximation du champ local pour les ions et l'approximation de l'énergie locale pour les électrons. Dans notre code 1D, la résolution numérique des équations de transport de la décharge DBD est assurée à l'aide d'une approche utilisant un schéma flux exponentiel. Notre modèle fluide est capable de calculer les distributions spatio-temporelles de grandeurs physique et électrique de la décharge à différents instants du cycle radio-fréquence telles que le potentiel électrique, le champ électrique, la densité des particules chargées et la température électronique. Les résultats de simulations obtenus sont en bon accord avec la littérature et quasi identiques aux caractéristiques de la décharge radio-fréquence classique basse pression dans laquelle l'ionisation a majoritairement lieu dans les gaines oscillantes, là où les électrons ont le plus d'énergie.

MOTS CLES

Décharge luminescente à pression atmosphérique.

Décharge à barrières diélectriques.

Modèle fluide d'ordre 2.

Moments de l'équation de Boltzmann.

Radio-fréquence.

MODELING HIGH-PRESSURE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE

ABSTRACT

Recently, Filamentary Dielectric Barrier Discharge (FDBD) and Atmospheric Pressure Glow Discharge (APGD) working at atmospheric pressure have appeared as interesting alternatives to low pressure plasma systems. Working at atmospheric pressure for glow discharge radio-frequency is of great interest: the possibility of continuous process, no vacuum component costs and maintenance.

This research work presents the characteristics of radio-frequency atmospheric pressure discharge in argon based on numerical modeling. A fluid model with one-dimensional based on the first three moments of Boltzmann equation (continuity equation, drift-diffusion equation and energy equation), coupled with Poisson equations used in this work. The discharge usually consists of several locally filaments. The Radio-Frequency generator with an appropriate width and period, it was found possible to control the filament to glow transition in order to obtain diffused and stable plasma. The model allows us to obtain the axial distributions parameters of the discharge at different times of Radio-Frequency cycle. The principal parameters are the electronic density, ionic density, electric potential, electric field and electronic temperature. Simulations results are similar to a lower pressure radio-frequency discharge for which the ionization occurs mainly inside the oscillating sheaths where electrons are the most energetic.

MOTS CLES

Glow discharge at atmospheric pressure.

Dielectric barriers discharge.

Fluid model order 2.

Moments of the Boltzmann equation.

Radio frequency.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	01
 Chapitre I : Physique des décharges électriques dans les gaz et leurs applications	
I.1 NOTIONS GÉNÉRALES SUR LES PLASMAS.....	04
I.1.1 Plasmas froids hors-équilibre.....	05
I.1.2 Processus physico-chimiques internes.....	06
I.1.3 Paramètres caractéristiques d'un plasma.....	07
I.1.4 Classification des plasmas.....	08
I.1.5 Température électronique et ionique.....	09
I.2 DECHARGE DANS LES GAZ.....	11

I.2.1	Décharges hors-équilibre à basse pression.....	11
I.2.2	Décharges hors-équilibre à pression atmosphérique.....	13
I.3	DECHARGES A BARRIERE DIELECTRIQUES.....	14
I.3.1	Décharges filamenteuses	17
I.3.2	Décharges homogènes.....	18
I.4	APPLICATIONS DES DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES.....	21
I.4.1	Génération d'ozone.....	22
I.4.2	Traitements de surface.....	22
I.4.3	Ecrans plasmas	23
I.4.4	Thérapie et traitement de la peau.....	24
I.4.5	Décharge à lasers CO ₂ silencieuse.....	24
I.5	CONCLUSION.....	25

Chapitre II : Modèles physiques des décharges électriques

II.1	FONCTION DE DISTRIBUTION	26
II.2	MODELE CINETIQUE.....	31
II.3	MODELE FLUIDE	32
II.4	FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATIONS.....	34
II.4.1	Approximation du champ local.....	35
II.4.2	Approximation de l'énergie moyenne locale.....	35
II.5	MODELES HYBRIDES.....	36
II.6	MODELES DE TYPE CIRCUIT.....	37
II.7	CONCLUSION.....	39

Chapitre III : Modélisation de la décharge DBD

luminescente radio-fréquence à pression atmosphérique

III.1	DESCRIPTION DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX EN 1D	40
III.1.1	Equations de continuité.....	42
III.1.2	Equations de transfert de la quantité de mouvement.....	43
III.1.3	Equations de l'énergie électronique.....	44
III.2	RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D	45

III.2.1	Discrétisation des équations de transport et de l'énergie électronique....	45
III.2.2	Discrétisation de l'équation de Poisson	47
III.3	PARAMETRES DE TRANSPORT ET DONNEES DE BASE	48
III.3.1	Conditions de simulation.....	48
III.3.2	Paramètres et coefficients de transport.....	49
III.4	CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES.....	50
III.4.1	Conditions initiales.....	50
III.4.2	Conditions aux limites.....	51
III.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	54
III.5.1	Distributions du potentiel et du champ électrique.....	54
III.5.2	Distributions des densités électronique et ionique.....	56
III.5.3	Distribution de la température électronique.....	59
III.6	CONCLUSION.....	61

Chapitre IV : Etude paramétrique sur les décharges DBD radio-fréquence à pression atmosphérique

IV.1	EFFET DE LA TENSION RADIOFREQUENCE APPLIQUEE.....	62
IV.2	EFFET DE LA FREQUENCE D'EXCITATION.....	68
IV.3	EFFET DE LA PRESSION DU GAZ.....	73
IV.4	CONCLUSION.....	78
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	79
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	82

INTRODUCTION GENERALE

Ce travail de recherche a été réalisé au sein du Laboratoire de Modélisation de Systèmes Electrotechniques et Systèmes Expert (LMSE), dans le groupe modélisation et simulation des décharges électriques à la Faculté de Génie Electrique à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf.

Les décharges à barrières diélectriques DBD sont connues depuis plus d'un siècle. Dans ces décharges, les électrodes (au moins une des deux) sont recouvertes d'une couche diélectrique. Elles ne peuvent donc fonctionner que si la tension appliquée varie dans le temps de façon que le courant change de sens à chaque décharge successive. Elles ont des propriétés très intéressantes pour la génération d'un plasma froid hors-équilibre à des pressions élevées grâce l'empêchement de la transition vers un régime d'arc par limitation capacitive du courant. Ce type de décharge est utilisé depuis longtemps pour la génération d'ozone, plus récemment pour le traitement de surface et les écrans à plasma.

Les plasmas des décharges froides sont caractérisés par un rapport entre la température des électrons et celle du gaz, compris entre 1000 et plus. Cette absence d'équilibre entre les deux températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux peut être voisine de la température ambiante alors que des électrons peuvent y acquérir des énergies suffisamment élevées pour faire avec les molécules et les atomes du gaz, des collisions inélastiques d'ionisation, d'attachement et d'excitation.

Les applications plasmas interviennent aujourd'hui dans des secteurs de la haute technologique et de la recherche scientifique où les enjeux industriels et les retombées socio-économiques sont importantes. En recherche fondamentale et appliquée, les décharges électriques hors-équilibre se révèlent essentielles à la mise au point de projets innovants et inédits.

Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse de près aux décharges radio-fréquence luminescentes contrôlées par des barrières diélectriques (DBD) à pression atmosphérique «Atmospheric Pressure Glow Discharge APGD». L'objectif principal de notre travail est de réaliser un code numérique capable de reproduire les comportements physique et électrique de cette décharge.

L'étude des plasmas a nécessité des efforts importants dans le domaine de la simulation numérique et bénéficie de la puissance actuelle des moyens de calculs et du développement de méthodes numériques de plus en plus performantes. L'objectif principal de ces études numériques est de proposer des méthodes numériques robustes, précises et les moins coûteux possibles pour simuler les phénomènes mis en jeu en différentes géométries. Par ailleurs, la modélisation et la simulation numérique, compléments indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une part importante dans l'étude des plasmas. Elles permettent d'approcher le problème posé par une étude paramétrique qui donne la possibilité de faire varier des données pour comprendre les phénomènes dans des conditions nouvelles, et de trouver des conditions optimales de fonctionnement du procédé plasma. Grâce à leur caractère de reproductibilité, les simulations peuvent permettre par exemple, de vérifier une théorie à un coût moins important que l'expérience, mais aussi de compléter, voire de guider, des études expérimentales.

La réalisation de ce travail fait appel en même temps à plusieurs compétences maîtrisant en même temps les aspects physique, électrique et numérique de la décharge électrique radio-fréquence. Ce manuscrit se divise en quatre chapitres :

Le premier chapitre de ce manuscrit est un aperçu sur les aspects physique, électrique et les paramètres définissant les plasmas en général. Par la suite, nous allons présenter une

recherche bibliographique sur les décharges de type DBD radio-fréquence luminescentes et filamenteuses. La présentation des applications technologiques et industrielles de la décharge DBD fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

Le deuxième chapitre est une introduction des notions fondamentales concernant les aspects physique et électrique gouvernant les décharges électriques hors-équilibre thermique. La connaissance de ces notions nous permet d'avoir une idée sur les processus collisionnels dominants et les énergies mises en jeu dans ce type de décharge. Ensuite on donne un aperçu bibliographique sur les différents modèles physiques permettant la description de l'évolution spatio-temporelle des caractéristiques des décharges électriques hors-équilibre homogène à pression atmosphérique. La description physique et électrique de la décharge peut se faire soit de manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on parle alors de modèles fluides, soit de manière microscopique en utilisant les modèles particuliers. Le modèle hybride dans lequel les deux approches microscopique et macroscopique sont complémentaires pour décrire le comportement du plasma.

Le modèle fluide est simplifié en utilisant seulement les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Le troisième chapitre décrit ces trois moments respectivement les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie électronique qui sont couplées de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. La fermeture du système d'équations de notre modèle est réalisée en utilisant l'approximation du champ local pour les ions et l'approximation de l'énergie locale pour les électrons. Les équations de transport sont résolues à l'aide d'une approche utilisant un schéma flux exponentiel.

Le quatrième chapitre de cette thèse est consacré à l'étude paramétrique qui va nous permettre d'étudier l'influence de certains paramètres sur le comportement de la décharge DBD radio-fréquence à pression atmosphérique.

CHAPITRE I

PHYSIQUE DES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ ET LEURS APPLICATIONS

Dans ce chapitre, on définira premièrement l'état plasma en général créé en laboratoire est définis comme d'excellentes sources d'électrons, d'ions positifs, des photons et de neutres réactifs. Plusieurs sources existent pour la production de ces plasmas tels que les sources de courant continu, les sources radio-fréquences avec couplage capacitif ou inductif et les sources micro-ondes [Au-1]. Ces plasmas sont répartis, suivant leurs températures et leurs densités d'espèces chargées, dans une gamme allant de la température ambiante à faible pression, jusqu'à des températures pouvant atteindre plusieurs millions de degrés à des pressions plus élevées, chaque type de décharge a un intérêt spécifique. Par la suite nous

allons présenter les principes fondamentaux physiques de la décharge dans les gaz, en particulier des décharges contrôlées par des barrières diélectriques (DBD). Pour ce faire, les phénomènes physiques responsables de l'établissement des régimes de décharges filamentaire et luminescente seront précisés. Enfin, nous allons présenter les différentes applications industrielles des plasmas froids hors-équilibres à pression atmosphérique [An- 1] [Ba-2][Be-1].

I.1 NOTIONS GÉNÉRALES SUR LES PLASMAS

Les plasmas sont désignés comme étant le quatrième état de la matière faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états classiques : solide, liquide et gaz. Le terme de plasma (du grec matière informe) a été introduit pour la première fois en 1923 par les physiciens Américains Langmuir et Tonkas [La-2][An-1]. Dans la terminologie actuelle, ce terme désigne de manière générale tout gaz électriquement neutre partiellement ou totalement ionisé.

Dans les conditions usuelles, un milieu gazeux ne permet pas la conduction de l'électricité. Lorsque ce milieu est soumis à un champ électrique faible, un gaz pur est considéré comme un isolant parfait, car il ne contient aucune particule chargée libre (électrons ou ions positifs). Les électrons et les ions positifs peuvent se créer si on soumet le gaz à un champ électrique de forte intensité ou à des températures élevées, s'il est soumis à un champ électromagnétique très intense ou bien à un bombardement de particules. Lorsque l'ionisation est suffisante, soit un nombre d'électrons par unité de volume comparable à celui des molécules neutres, le gaz devient alors un fluide conducteur qu'on appelle plasma. Un plasma est défini comme étant analogue à un gaz. Il est constitué de particules chargées, d'ions et d'électrons tels que cet ensemble soit globalement électriquement neutre. Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils représentent plus de 99% de la matière connue. On peut donc distinguer les plasmas naturels comme les étoiles, les aurores boréales, les éclairs, l'ionosphère ou encore le vent solaire, des plasmas industriels à l'instar des torches à plasma et des écrans de téléviseurs [Iz-1].

I.1.1 Plasmas froids hors-équilibres

Les plasmas utilisés dans l'industrie sont séparés en différentes catégories. Bien que les frontières liées à la catégorisation des plasmas ne soient pas strictes, les grandeurs physiques qui permettent de les différencier sont principalement le degré d'ionisation et les températures relatives des particules chargées et des neutres (voir figure (I.1)) [An-1] [Be-1].

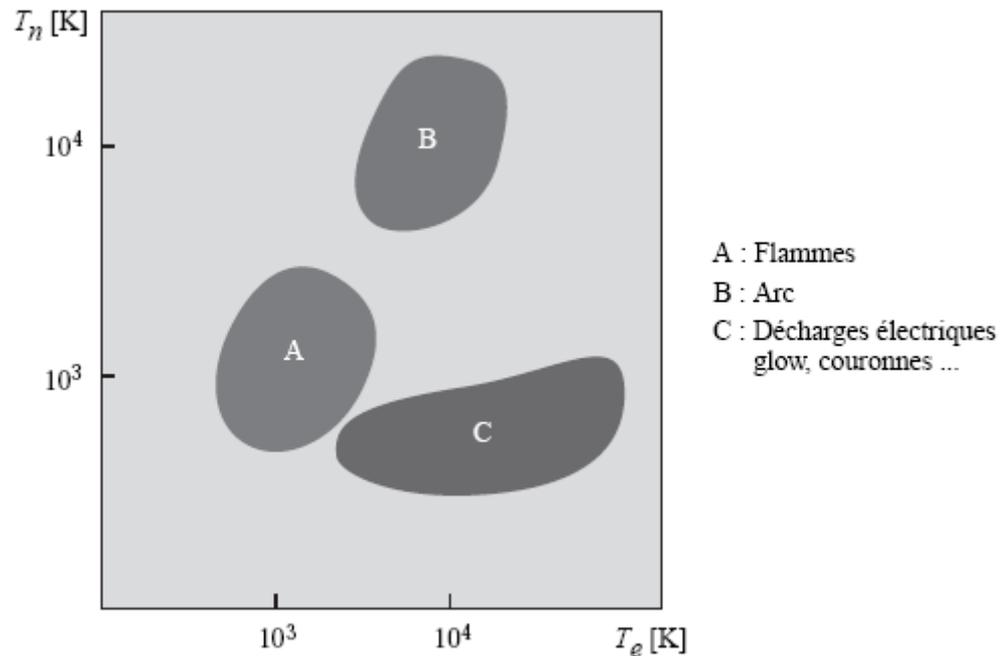


Figure I.1: Températures des neutres et des électrons dans les plasmas froids [Ra-2].

I.1.2 Processus physico-chimiques internes

Un plasma est le siège de processus réactifs entre particules qui le composent. Soumis à un champ électrique, par conséquent à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en collision avec les molécules environnantes. On distingue alors les collisions élastiques des collisions inélastiques. Dans les chocs élastiques, les atomes conservent la même structure interne. Ceux-ci n'échangent pas d'énergie entre eux ni même avec le milieu extérieur, seuls leurs vecteurs vitesse respectifs changent en direction et en norme.

Globalement, l'énergie cinétique du système reste inchangée. A contrario, dans les chocs inélastiques, l'énergie interne des particules change. L'énergie de la particule incidente, dans ce cas, est suffisante pour que la particule heurtée passe à un niveau excité ou soit ionisé. Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre de réactions physico-chimiques qui vont modifier les propriétés macroscopiques du gaz. Les phénomènes élémentaires principaux sont l'excitation, l'ionisation, l'attachement pour les phénomènes dit ionisants, la recombinaison et le détachement pour les phénomènes déionisants [Be-1].

a- Phénomènes ionisants

Excitation : ce phénomène se produit lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un des électrons passe à un orbital supérieur. L'atome passe alors de son état fondamental à un état excité.

Ionisation : elle advient quand l'énergie absorbée par un atome lors du choc inélastique est suffisante pour qu'un de ses électrons soit soustrait à l'attraction du noyau formant ainsi un ion positif. L'électron ainsi libéré peut alors s'apparier à un autre atome pour former un ion négatif (attachement) ou s'éloigner à l'infini.

Absorption : ce processus se produit au moment où un atome absorbe un photon et se retrouve dans un état excité ou ionisé.

b- Phénomènes déionisants

Recombinaison : est le phénomène inverse de l'ionisation et se produit quand un ion positif rencontre un électron ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent. Ceci aboutit à la formation d'atomes neutres stables.

Détachement : il se produit lorsqu'un ion négatif perd un électron supplémentaire suite à un choc.

Emission : est le phénomène qui survient quand un atome se désexcite en émettant un photon [Jo-1] [Te-2].

I.1.3 Paramètres caractéristiques d'un plasma

Bien que l'étude des plasmas se heurte à des théories plutôt complexes, il est tout de même possible d'introduire un certain nombre de paramètres permettant leur classification. Ces paramètres sont les suivants [Ma-5] :

- ✚ **Densité électronique** : la densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unité de volume (cm^{-3}).
- ✚ **Degré d'ionisation** : le degré d'ionisation α représente le rapport du nombre d'électrons libres n_e sur le nombre de particules totales $n_e + N$ (N étant le nombre de particules neutres par unité de volume). Le degré d'ionisation est alors donné par :

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

Un degré d'ionisation nul signifie que l'on a affaire à un gaz neutre ; si $\alpha \ll 1$, le plasma est dit faiblement ionisé alors que si $\alpha \approx 1$ on dit que le plasma est fortement ionisé.

- ✚ **Libre parcours moyen** : le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions. Celui-ci dépend de la vitesse des particules, de même que la probabilité de collision.
- ✚ **Fréquence de Langmuir** : cette fréquence est caractéristique des oscillations des charges électriques présentes dans les milieux conducteurs et ces oscillations se produisent, à faible température électronique, à la pulsation suivante :

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

Où m_e , n_e , ϵ_0 et e représentent respectivement la masse d'un électron, la densité électronique, la permittivité du vide ($8.84 \cdot 10^{-12}$ F/m) et la charge d'un électron ($1.6 \cdot 10^{-19}$ C).

- ✚ **Longueur de Debye** : la longueur de Debye λ_d définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signe opposé dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2}} \quad (I.3)$$

Où T_e et k_B représentent respectivement la température électronique et la constante de Boltzmann

- ✚ **Température électronique** : T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin des électrons. On peut aussi utiliser l'énergie électronique $k_B T_e$ (en électron-volt). Dans la nature, les plasmas tels que les étoiles ont une température d'environ 10^7 °K et l'ionosphère terrestre de 100 °K.

I.1.4 Classification des plasmas

Dans un plasma, chaque espèce qui le compose (ions, électrons et neutres) peut avoir sa propre distribution de vitesse et donc sa propre énergie d'agitation thermique. Les électrons ont une masse beaucoup plus faible que les ions, ils ont donc moins d'inertie par conséquent ils sont plus réactifs. Il est donc plus facile de transmettre de l'énergie aux électrons qu'aux espèces plus lourdes. On va différencier alors les plasmas dans lesquels [La-2] [M-6] :

- ✚ Seuls les électrons ont acquis d'énergie pour effectuer des réactions, ce sont les plasmas froids également appelés plasma à deux températures ou plasma hors-équilibre.
- ✚ Les ions ont la même énergie que les électrons et influencent donc le comportement du plasma, ce sont les plasmas chauds.

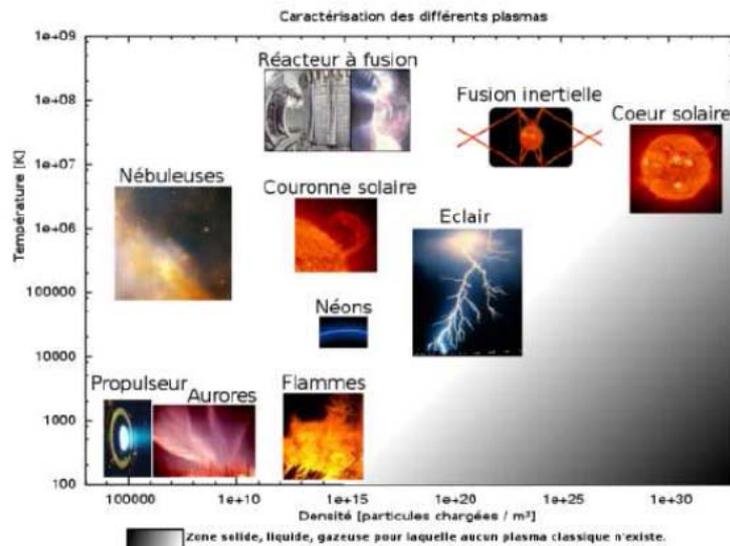


Figure I.2 : Classification des plasmas en fonction de la densité des particules chargées et la température [An-2].

Cette dénomination de plasmas froid ou chaud peut surprendre mais elle trouve son origine dans le fait qu'en physique des plasmas, on mesure généralement l'énergie cinétique des électrons ou des ions par leur température (ou leur énergie). Dans le cas des plasmas froids, la température des électrons est très supérieure à celle des ions ($T_e \gg T_+$). Les ions sont considérés comme froids car ils sont à la même température que les neutres du gaz environnant ($T_n \approx T_+ \approx 300 \text{ °K}$). Les décharges que l'on utilise dans nos travaux appartiennent à la catégorie des plasmas froids. Pour identifier les différents plasmas, Hollahan et Bell [La-2] ont réalisé une classification de ceux-ci en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye (voir figure (I.2)). Les plasmas produits par des décharges électriques dans les gaz recouvrent une gamme de faible longueur de Debye (de 10^{-5} à 1cm), correspondant à des températures relativement faibles ($< 5 \cdot 10^4 \text{°K}$) et des densités électroniques élevées ($> 10^8 \text{ cm}^{-3}$).

I.1.5 Températures électronique et ionique

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors-équilibre thermodynamique. La température des espèces présentes dans le milieu plasmatique est une grandeur essentielle pour caractériser les plasmas. Dans un plasma, une température pour chacune des espèces présentes est définie. Cependant deux températures importantes $T_e \gg T_+$, sont définies. Où T_e représente la température électronique et T_+ la température ionique.

Ceci nous permet de faire la distinction entre les plasmas en équilibre thermodynamique et les plasmas hors-équilibre thermodynamique. Dans les plasmas à l'équilibre thermodynamique, nous considérons que toutes les particules ont la même gamme d'énergie. Par conséquent les températures des espèces en présence ont des valeurs T_e , T_+ et T_n très proches l'une de l'autre. Généralement les plasmas chauds sont des plasmas à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas, les ions sont à la même température que les électrons, ce qui influence directement sur le comportement global de la décharge.

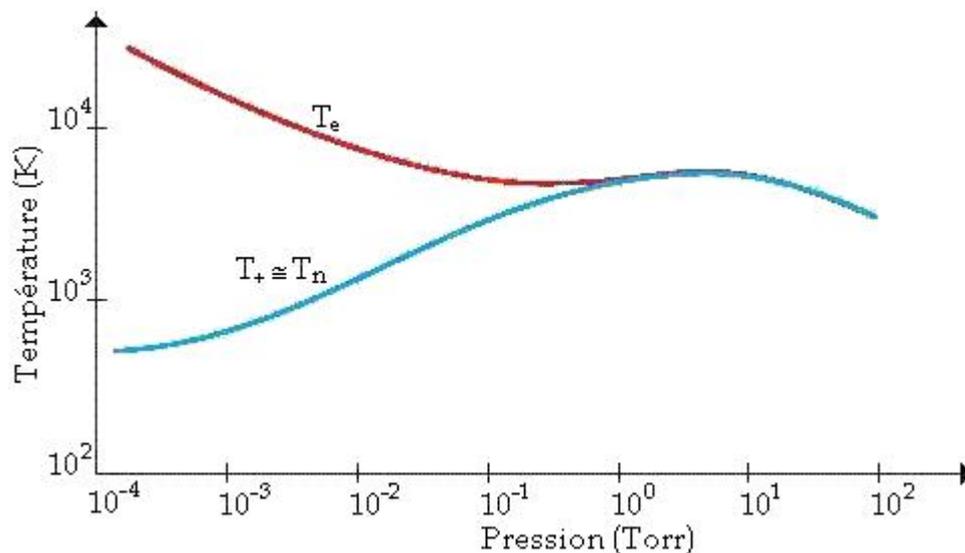


Figure I.3 : Distribution des températures électronique (T_e), ionique (T_+) et du gaz (T_n) en fonction de la pression [Se-1].

Dans le cas des plasmas hors-équilibre, la température des électrons T_e est beaucoup plus importante que la température des neutres T_n . Les décharges lumineuses sont un exemple de plasma hors-équilibre où T_e est compris entre 10^3 et 10^5 °K alors que T_n est compris entre 300 et 10^3 °K (voir figure(I.3)) [Ko-2].

Le comportement d'un plasma est totalement différent de celui d'un gaz neutre de par la nature des constituants : des particules chargées pour un plasma, des particules neutres pour un gaz.

I.2 DECHARGE DANS LES GAZ

Ce paragraphe décrit les principales caractéristiques d'une décharge dans un gaz, les différents régimes de décharge ainsi que leurs principes d'établissement et de maintien.

I.2.1 Décharges hors-équilibre à basse pression

Historiquement, les premiers travaux, menés par Townsend, concernent la création d'un plasma entre deux électrodes planes dans une enceinte où la pression est de l'ordre du Torr. La figure(I.4) est le dispositif académique utilisé pour l'obtention de décharges basse pression.

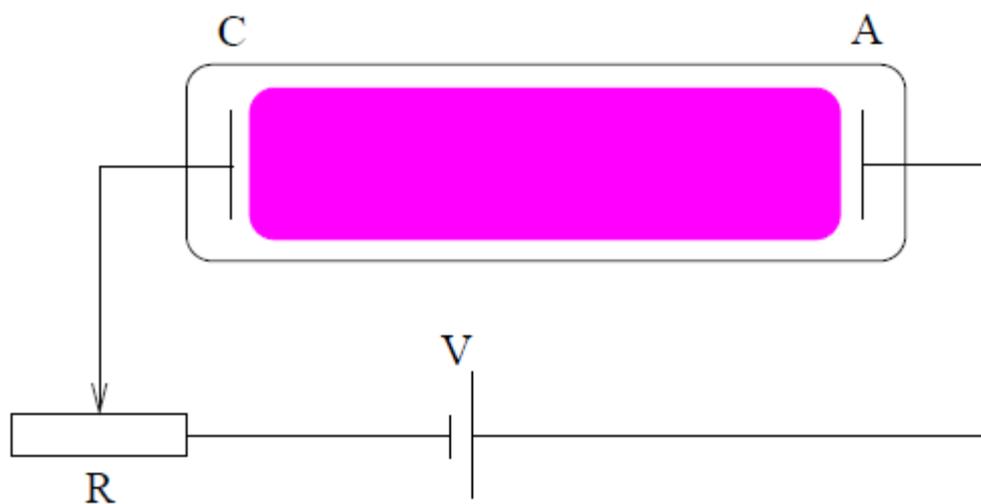


Figure I.4 : Configuration pour l'étude des décharges basse pression [Se-1].

Lorsque l'on applique une différence de potentiel aux bornes des électrodes planes, les électrons présents initialement dans l'enceinte dérivent sous l'effet du champ électrique. Ce champ électrique initial est le champ extérieur : aucune charge d'espace n'existe dans le domaine puisque l'ionisation ne se produit pas encore. Les électrons sont à l'origine de deux réactions : l'ionisation, qui favorise la croissance du nombre de charges, l'attachement ou la recombinaison, qui a l'effet contraire de l'ionisation. La figure (I.5) présente les quatre régimes de décharges observés [Bo-3].

Décharges non-autonomes : ce régime est caractérisé par l'absence de tout phénomène lumineux et des courants extrêmement faibles. La tension appliquée (quelques dizaines de volts) et par conséquent le champ électrique sont trop faibles pour provoquer une ionisation par chocs électroniques. La conduction ne peut apparaître qu'en présence d'une source extérieure assurant cette ionisation (rayons cosmiques, sources radioactives, émission photo-électrique). La décharge ne pouvant s'entretenir d'elle-même, est dite " non-autonome ".

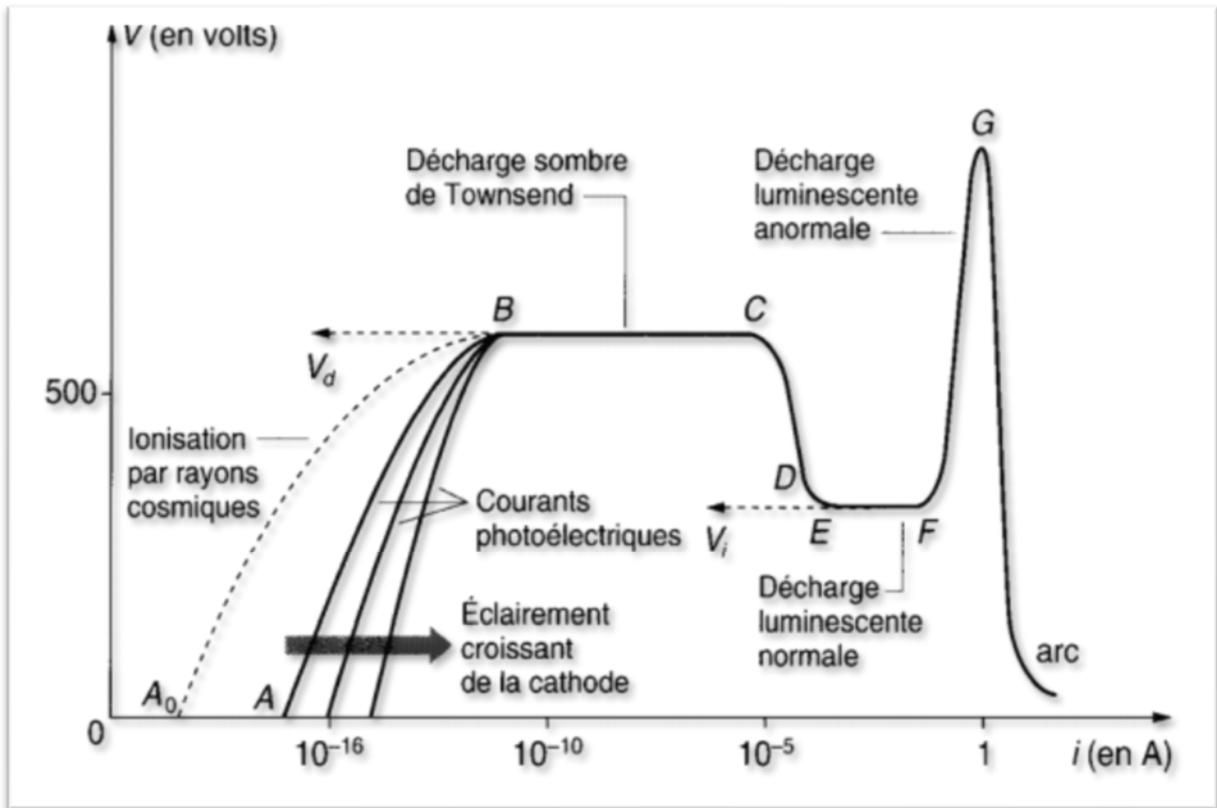


Figure I.5 : Régimes de décharge en courant continu [An-2].

Le deuxième régime est celui dit des décharges de Townsend. Comme les régimes suivants, il est dit auto-entretenu (ou autonome) car il ne repose sur aucune autre source extérieure que la tension appliquée. Le courant croît plus qu'exponentiellement avec la tension appliquée. A l'ionisation en volume s'ajoute ici l'émission d'électrons à la cathode par bombardement ionique.

Townsend montre que le courant $i(x)$ de la décharge à une distance x de la cathode est donné par :

$$i(x) = i(0) \frac{e^{\alpha x}}{1 - \gamma(e^{\alpha x} - 1)} \tag{I.5}$$

Où α est le coefficient d'ionisation en volume (par impact électron-neutre) et γ le coefficient d'émission secondaire d'électrons à la cathode. Lorsque le coefficient de multiplication $m = \gamma(e^{\alpha x} - 1)$ se rapproche de 1 (c'est-à-dire lorsque les ions sont suffisamment accélérés au voisinage de la cathode), alors le courant de décharge croît très fortement, de manière exponentielle. La relation $m = 1$ est la condition de passage au régime de Townsend [Na-1].

Aux basses pressions, les collisions entre les électrons et les ions sont très peu fréquentes et l'ionisation s'en trouve pénalisée. Aux hautes pressions, les collisions sont si fréquentes que les électrons disposent d'un temps très court pour emmagasiner l'énergie nécessaire à l'ionisation des neutres. Dans les deux cas, la décharge ne pourra s'établir que si l'on fournit au système une tension suffisamment élevée. Entre les deux tensions se situe un point optimal pour lequel la tension à appliquer est minimale.

Décharges luminescentes: fonctionnent également selon un mécanisme de Townsend. La différence vient de la création de charges d'espace importantes, c'est-à-dire de régions à fort déséquilibre de charge. Ces charges d'espace proviennent de la différence de mobilité entre les électrons et les ions. Les électrons plus rapides dans les zones de champ fort, laissent derrière eux les ions. Ce n'est donc plus le champ extérieur qui est le moteur de la décharge mais le champ de charge d'espace. A la limite, ce phénomène tend à maintenir la décharge par la seule présence des charges d'espace. Ainsi est-il compréhensible que la décharge s'auto-entretienne alors que la tension appliquée diminue sur la figure (I.5). Le régime d'arc présente une faible tension de maintien et un très fort courant de décharge. Il est caractérisé par des températures de plusieurs milliers de Kelvin. Les mécanismes d'ionisation sont différents des régimes précédents, Massine [Ma-1] [Ma-2] cite l'effet thermoionique ou encore l'émission par effet de champ [Be-1][Be-2].

I.2.2 Décharges hors-équilibres à pression atmosphérique

Le plasma froid non-thermique est créé à l'aide d'une décharge électrique hors-équilibre établie entre deux électrodes par application d'une tension (continue, alternative ou pulsée). Les électrons énergétiques sont créés lors de leur accélération par le champ électrique au sein même du milieu gazeux. Lorsque l'énergie gagnée par le champ est suffisante, ont lieu les collisions inélastiques qui forment le plasma réactif recherché. Comme à la pression atmosphérique la décharge électrique possède généralement une structure filamentaire (le régime diffus relève plutôt d'une particularité de la source de tension ou de la composition du gaz ou encore de la nature du diélectrique dans le cas d'une décharge à barrières diélectriques DBD), le plasma est donc spatialement inhomogène (filament lumineux très fins de quelques dizaine de micromètres) tout en étant dans un régime transitoire de courte durée (quelques dizaines de nanosecondes). Selon que la configuration des électrodes, les décharges électriques à la pression atmosphérique peuvent être de type couronne (lorsque l'électrode portée à la haute tension a une structure incurvée) ou DBD (lorsque une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique) [Se-1] [Ch-1] [Ch-2].

Dans la plupart des cas, il s'agit de procédés plasmas à basse pression, qui sont accompagnés par des coûts élevés d'équipements à vide. Ce coût élevé de l'équipement est un obstacle de taille à l'implantation de procédés plasmas à basse pression en milieu industriel.

Récemment, des Décharges Filamentaires par Barrière Diélectrique (FDBD) et des Décharges Luminescentes contrôlées par Barrière Diélectrique (DLBD) fonctionnant à pression atmosphérique sont apparues comme des alternatives intéressantes aux systèmes plasma basse pression [Ba-1] [Ba-2].

Les plasmas à pression atmosphérique permettent de s'affranchir des désavantages des opérations sous vide. Cependant, la difficulté de maintenir une décharge luminescente sous ces conditions est grande et mène à de nouveaux défis. Des tensions très élevées sont requises pour obtenir une décharge du gaz à 760 Torr et mène souvent à la formation d'un arc entre les électrodes.

Le mécanisme de Townsend ne s'applique pas aux plasmas à la pression atmosphérique. Massine [Ma-3] dresse les observations expérimentales qui contredisent en effet la théorie de Townsend :

- ✚ Les décharges ont une structure très inhomogène en espace, apparaissant souvent sous la forme de micro-décharges. Elles peuvent être ramifiées. Elles sont également instationnaires avec de faibles temps de vie.
- ✚ Pour des produits pression \times distance supérieurs à 50 Torr.cm, le matériau n'influe plus sur la tension disruptive. Ceci indique donc que le bombardement ionique n'est plus un phénomène essentiel, puisque celui-ci dépend fortement du matériau.
- ✚ Pour des électrodes à faible rayon de courbure, on observe des pulses de courant et ce même pour des pressions basses. C'est l'effet couronne.

I.3 DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES

Un grand intérêt est aujourd'hui porté aux Décharges à Barrières Diélectriques (DBD) du fait d'un champ d'application très large : génération d'ozone, élimination de Composés Organiques Volatils COV, traitement d'effluents gazeux au niveau des pots catalytiques, activation et traitement de surface, laser CO₂, lampe excimer, écrans plasmas, etc... On trouve en outre ce procédé dans de nombreux domaines industriels : électronique, textile, emballage et automobile [Ba-1].

Les décharges à barrières diélectriques (DBD), ou "décharge silencieuse", fait partie des plasmas hors-équilibre thermodynamique. Ce plasma faiblement ionisé ($n_e = 10^9 - 10^{11}$

cm^{-3}) est caractérisé par une température électronique de quelques électron-volt (eV) bien supérieure à celle des espèces neutres ($\approx 300 \text{ °K}$) qui sont majoritaires [Bo-2].

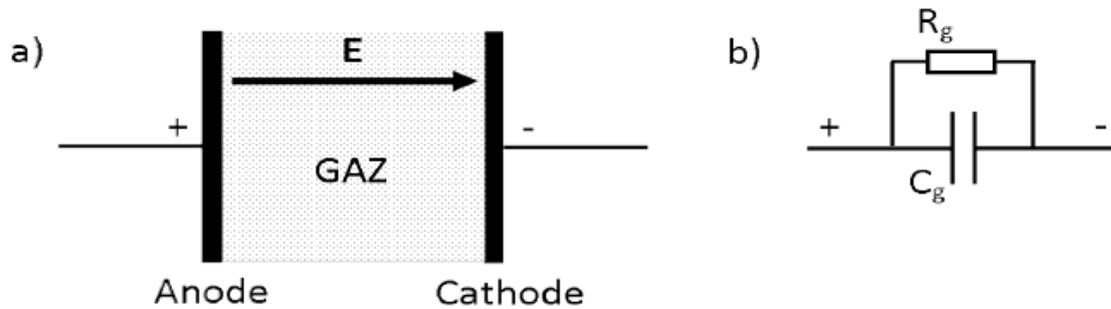


Figure I.6 : a) Cellule d'une décharge électrique. b) Circuit électrique équivalent.

Une des spécificités de cette décharge est qu'une électrode ou les deux est recouverte par un matériau diélectrique, permettant d'accumuler des charges sur sa surface d'ions ou d'électrons, selon le potentiel imposé à l'électrode qui change d'ailleurs à chaque demi-cycle de la fréquence d'excitation. Cette charge d'espace réduit l'intensité du champ électrique régnant entre les deux électrodes, évitant ainsi le passage à l'arc. L'utilisation d'une alimentation Haute Tension (HT) alternative s'avère nécessaire dans ce cas pour compenser ces charges créées en surface et perdues par le plasma, et ce afin d'éviter l'extinction de celui-ci [Va-1] [Be-1].

Les DBD à pression atmosphérique sont le sujet d'étude de cette thèse. Pour comprendre leur fonctionnement et leur intérêt, il est nécessaire de s'intéresser d'abord aux phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage d'une décharge classique faite d'un gaz compris entre deux électrodes.

Si un champ électrique suffisamment fort est appliqué à un gaz (voir figure (I.6.a)), un plasma se forme, le gaz devient conducteur. Ce champ peut être créé avec des ondes radio, des ondes micrométriques, des ondes laser ou entre deux électrodes conductrices. Dans ce dernier cas, la phénoménologie de la décharge s'apparente à celle de la foudre avec un transport de charges électriques d'un milieu vers l'autre. Le moment où le transport est initié et appelé le "claquage". Selon le gaz utilisé, la pression, la taille du gap et la nature des électrodes, l'amorçage de la décharge peut se faire par [Cr-2] :

- ✚ Un claquage de Townsend qui aboutit à un régime de décharge de Townsend ou à un régime de décharge de type luminescent. La décharge peut alors être homogène ou filamentaire.

- ✚ Un claquage de type streamer qui aboutit systématiquement à un régime de décharge de type filamentaire.

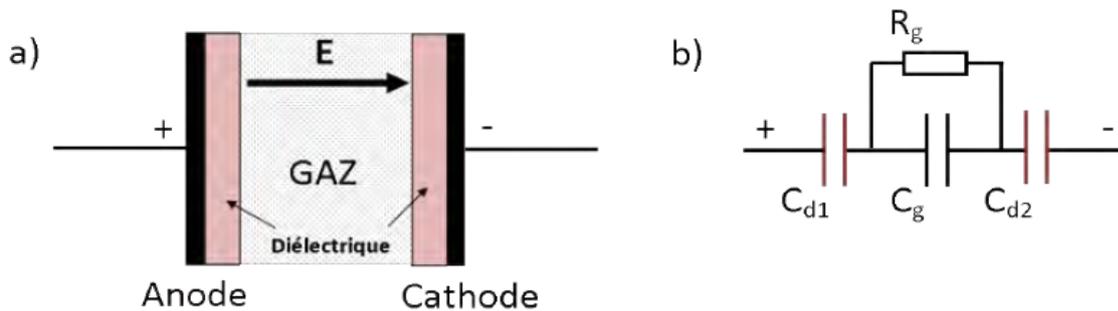


Figure I.7 : a) Cellule d'une décharge à barrière diélectrique. b) Circuit électrique équivalent.

La transition vers l'arc électrique n'est parfois pas souhaitée. Par exemple, lors d'un procédé visant à traiter une surface de polymères, un arc électrique endommagerait la surface. Pour s'affranchir de ce problème et limiter le courant maximal possible, il est possible d'ajouter un diélectrique dans l'espace inter-électrodes comme illustré sur la figure (I.7.a). L'ajout d'un conducteur ohmique de grande valeur ou l'utilisation d'une source de courant sont aussi envisageables. L'ajout d'un seul diélectrique suffit à réaliser une DBD mais la présence de deux diélectriques de même nature et de même forme sur chacune des électrodes métalliques a l'avantage d'avoir des décharges identiques sur chaque demi-alternance. La présence du diélectrique a aussi pour conséquence d'abaisser la tension appliquée nécessaire au claquage par rapport à une décharge à courant continu. Ceci s'explique par l'accumulation de charges sur les diélectriques, qui à la demi-alternance suivante, crée un champ qui s'ajoute au champ appliqué [He-1].

En électrocinétique, ce diélectrique peut être représenté par un condensateur de quelques picofarads en série avec la cellule de décharge décrite dans la figure (I.7.b).

Il convient alors d'adapter aussi l'alimentation en prenant une source de tension ou de courant alternative. La décharge fonctionne alors par claquages successifs sur chaque demi-alternance et la caractéristique Tension-Courant est parcourue en permanence de manière dynamique.

Il existe plusieurs configurations géométriques des électrodes dans ce type de décharge : plan-plan (utilisé dans notre cas), pointe-plan, fil-cylindre et cylindre-cylindre comme indiqué sur la figure (I.8) [Jo-1] [Su-1].

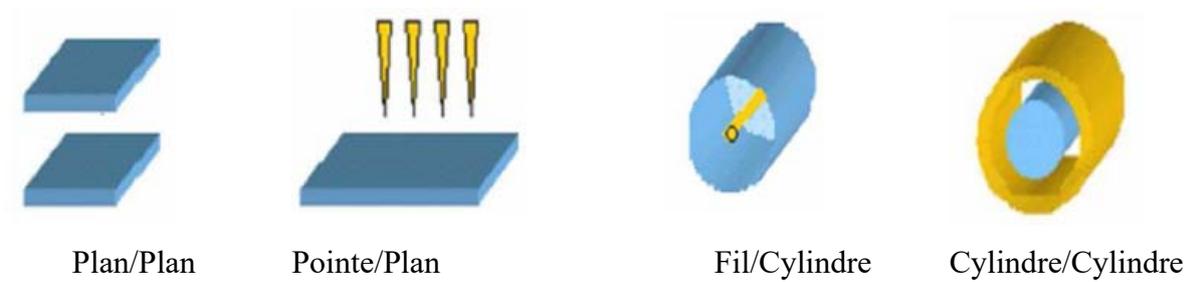


Figure I.8 : Quelques configurations géométriques des électrodes d'une décharge DBD.

I.3.1 Décharges filamenteuses

Le régime de décharge généralement observé dans le cas des DBD à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Celui-ci est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro-décharges dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau (I.1) [Be-1] [Ba-1].

Durée (ns)	1 - 10
Vitesse de propagation (cm.s ⁻¹)	10 ⁸
Rayon d'un filament (mm)	0.1
Densité de courant (A.cm ⁻²)	100 - 1000
Densité électronique (cm ⁻³)	10 ¹⁰ - 10 ¹⁴
Energie électronique moyenne (eV)	1 - 10

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

Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visible sur la mesure du courant. Lorsque ces micro-décharges se développent indépendamment, l'oscillogramme du courant est constitué d'une multitude d'impulsions comme le montre la figure (I.9).

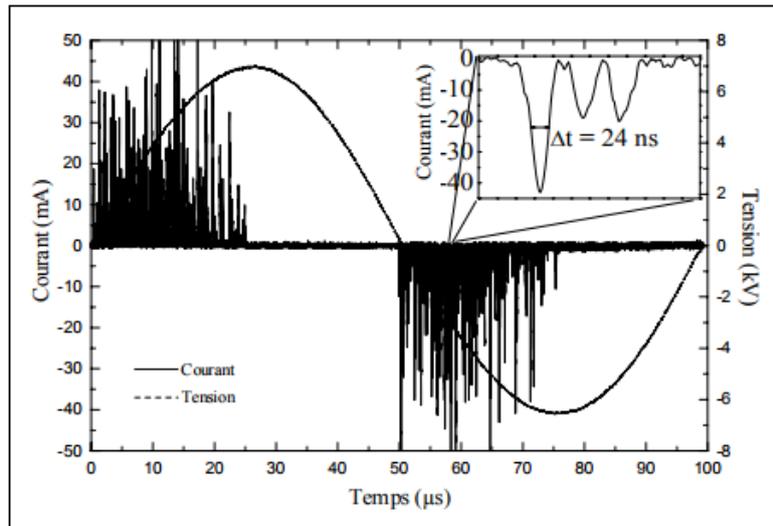


Figure I.9 : Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [He-1].

I.3.2 Décharge homogène

Dans certaines conditions, il est possible d'obtenir une décharge homogène recouvrant l'intégralité de la surface des électrodes à la pression atmosphérique. Deux familles de décharges dites homogènes sont alors distinguées : les décharges de streamers (voir figure (I.10a)) et les décharges de Townsend et luminescentes (voir figure (I.10b)). Même si elles ont une homogénéité spatiale semblable, les phénomènes de leur établissement et les mécanismes physiques responsables de leur propagation sont différents. Les premières se rapprochent de la décharge filamentaire, alors que les secondes sont voisines des décharges luminescentes à basse pression.

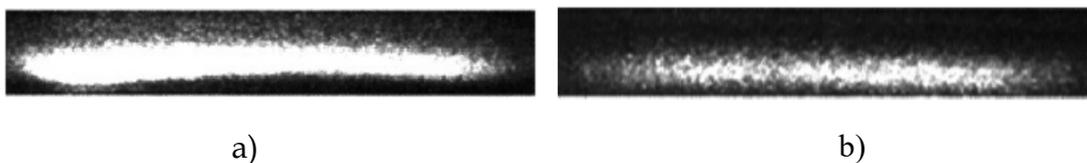


Figure I.10 : Photographie par caméra rapide de décharge homogène. a) Couplage de streamer, b) Décharge luminescente [He-1].

Les décharges par couplage de streamers (voir figure (I.10a)) sont constituées de nombreuses micro-décharges réparties aléatoirement sur la surface des électrodes. Chaque micro-décharge suit le principe de formation d'un streamer. Si la quantité d'électrons germes (initialement présents) est élevée, plusieurs filaments prennent naissance. A cause du nombre important de ces filaments et de leur proximité, les avalanches peuvent se

chevaucher et l'ensemble peut être considéré comme une avalanche initiale de plus grand rayon. Dans une décharge à barrières diélectriques fonctionnant à la pression atmosphérique, on peut avoir des décharges de Townsend et des décharges luminescentes ayant les mêmes caractéristiques $V(I)$ et la même répartition de champ électrique que les décharges basses pression.

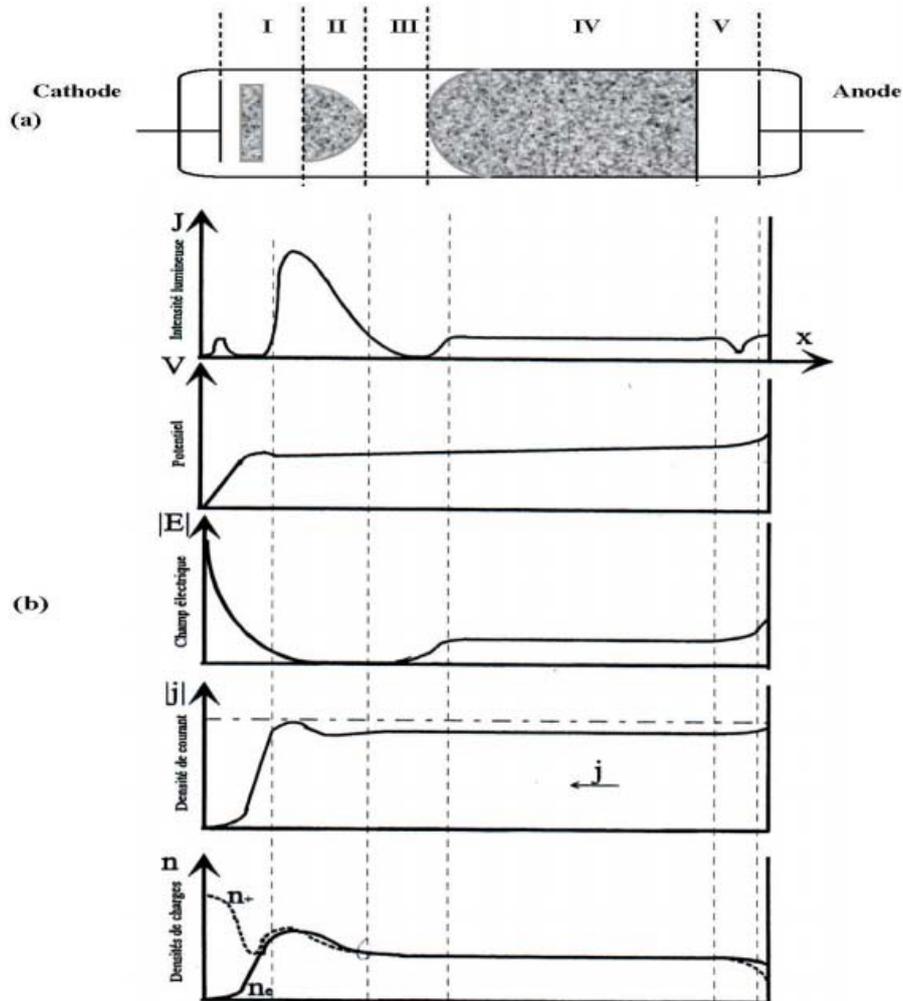
a) Caractéristiques de la décharge luminescente

On distingue trois régimes dans les décharges luminescentes : subnormal, normal et anormal. Pour le régime normal, la tension est constante et le courant est faible, la surface de la décharge ne recouvre pas radialement toute la surface des électrodes. Quand le courant augmente, la décharge s'étale radialement. A partir d'un certain courant, la surface de la décharge recouvre toute la surface des électrodes. Si on augmente encore le courant, la tension augmente pour maintenir la condition de la décharge auto-entretenu on se trouve alors dans le régime anormal. Entre la cathode et l'anode, on distingue cinq zones, identifiables par leur luminosité (voir figure (I.11)). La répartition du champ électrique diffère dans chacune de ces zones. Dans l'espace cathodique les électrons quittant la cathode sont accélérés par un champ électrique intense dû à la charge d'espace accumulée à proximité de la cathode. Ce champ permet aux électrons de gagner assez d'énergie pour ioniser et exciter le gaz.

La première couche lumineuse apparaît par suite des processus de désexcitation. Puis, ces électrons qui ont perdu leur énergie sont à nouveau accélérés : ils engendrent d'autres couches lumineuses de faible intensité et beaucoup d'électrons gagnent une énergie capable de provoquer l'ionisation du gaz. La lueur négative est la zone la plus lumineuse, car les électrons arrivant de la chute cathodique sont très rapides et par suite ils sont responsables de nombreux processus d'excitation et également d'ionisation, les particules excitées émettent de la lumière en se désexcitant.

Les électrons qui ont perdu leur énergie atteignent l'espace de Faraday où il n'y a aucune émission lumineuse et la charge d'espace majoritaire est négative car cette zone est caractérisée par un déficit de réactions qui conduit à la croissance de champ électrique et donc les électrons à nouveau gagnent de l'énergie. Dans la colonne positive les densités d'espèces chargées positivement et négativement sont égales, comme la charge globale d'espace tend vers zéro, les électrons sont ralentis et le champ devient quasi nul. Pour que la décharge soit auto-entretenu, il faut créer des électrons par ionisation pour compenser les pertes aux parois. C'est dans la colonne positive que le champ va augmenter suffisamment

pour accélérer de nouveau les électrons qui avaient été ralentis dans la lueur négative. La zone anodique comprend l'espace sombre anodique et la gaine anodique, elle est caractérisée par une charge d'espace négative et une chute de tension anodique.



I : Espace cathodique II : Lueur négative III : Espace de Faraday
 IV : Colonne positive V : Zone anodique

(a) aspect de la décharge

(b) répartition longitudinale des caractéristiques

Figure I.11 : Propriétés principales d'une décharge lumineuse [An-1].

b) Effet mémoire du diélectrique

La présence du diélectrique devient importante lorsque la micro-décharge a franchi l'espace entre les électrodes. Lors de la montée de la tension, les micro-décharges additionnelles sont initiées à de nouveaux endroits sur le diélectrique dû à la présence de

charges résiduelles sur le diélectrique qui réduisent le champ électrique aux positions où les micro-décharges sont déjà apparues. Toutefois, lorsque la tension est inversée, les prochaines micro-décharges auront tendance à se former exactement aux endroits des micro-décharges du cycle précédent. Étant donné que la tension a chuté à ces endroits, l'atteinte du claquage dans la demi-période suivante nécessite un taux de variation de la tension externe plus faible.

Les DBD à faible fréquence à tendance à distribuer les micro-décharges sur la surface disponible du diélectrique tandis que les hautes fréquences tendent à rallumer les anciennes micro-décharges exactement aux mêmes endroits à chaque demi-période. Cet effet mémoire due à l'accumulation des charges sur le diélectrique est une caractéristique dominante pour les décharges filamenteuses qui peut avoir un effet important sur l'uniformité et l'homogénéité des traitements de surface [He-1].

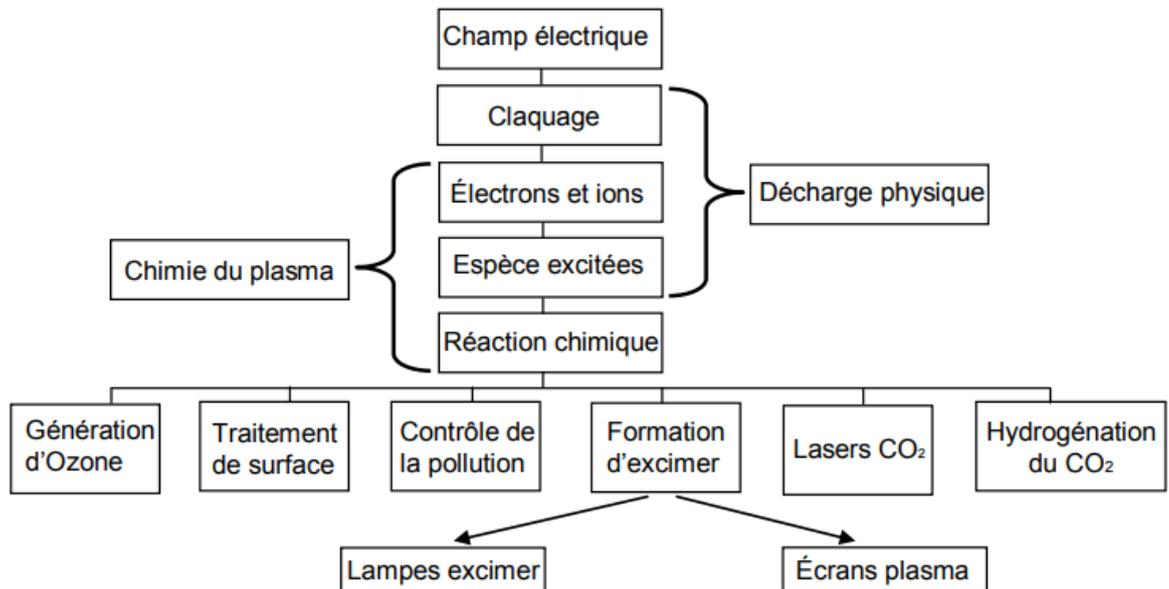


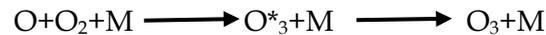
Figure I.12 : Diagramme indiquant le principe général des DBD et leurs applications.

I.4 APPLICATIONS DES DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES

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) résume le principe général des DBD et énumère leurs applications majeures. Certaines d'entre elles sont détaillées dans les paragraphes suivants.

I.4.1 Génération d'ozone

La première et la plus importante des applications des DBD est la génération d'ozone provenant du traitement de l'air ou de l'oxygène. La synthèse de l'ozone dans les DBD est réalisée par la réaction chimique suivante [No-1] :



Avec :

- ✚ M peut être une molécule d'oxygène ou une molécule d'azote si l'air est utilisé.
- ✚ O^{*}₃ désigne une molécule d'ozone dans un état excité.

Il est à noter que cette réaction est favorisée par des pressions élevées (1 – 3 bar) et de basses températures du gaz.

La plus grande installation de génération d'ozone pour la désinfection de l'eau était construite à Nice (France) et à St. Petersburg (Russie) à la fin du siècle dernier. Aujourd'hui, quelques milliers d'installations sont en fonctionnement. Les plus grandes atteignent des niveaux de puissance des plusieurs Mégawatt et produisent quelques tonnes d'ozone par jour.

I.4.2 Traitements de surface

L'utilisation des DBD pour les traitements de surface (voir figure (I.13)) 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 et de mouillabilité.
- ✚ Traitement des textiles.
- ✚ Traitement de polymères et dépôt de SiO₂.
- ✚ Nettoyage de surfaces (silicium, aciers)
- ✚ Désinfection et stérilisation.

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. L'exemple d'une application des DBD dans un processus industriel présenté dans la figure (I.13) 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 placé en vis-à-vis de ce rouleau [He-1].

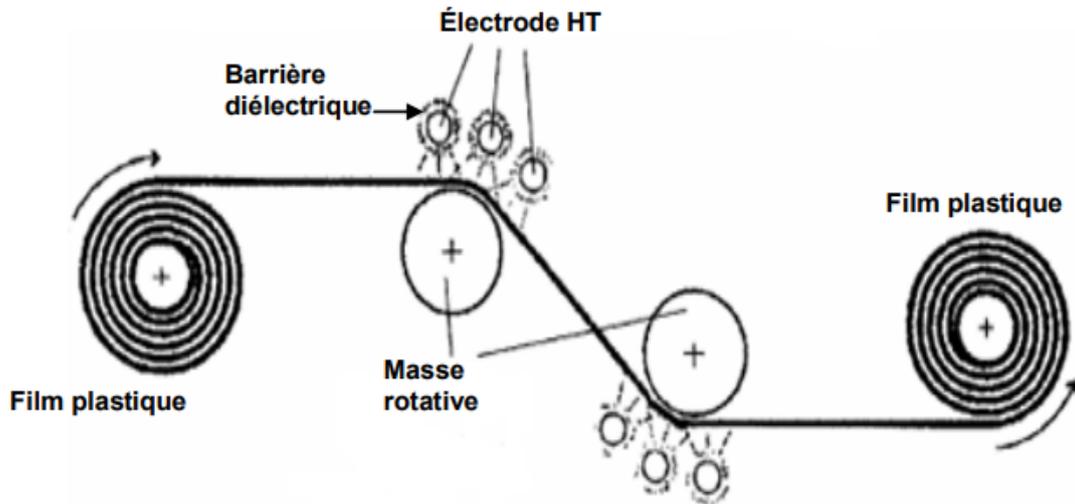


Figure I.13 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques.

I.4.3 Ecrans plasmas

Les écrans plasmas connus sous le nom technique de Plasma Display Panel (PDP), sont un ensemble de pixels chacun étant composé de trois enveloppes colorées en rouge, vert et bleu remplies d'un mélange de gaz inertes (néon et xénon) et reliées à deux électrodes.

Lorsque le niveau électrique est suffisant, les molécules de gaz contenues dans l'enveloppe choisie perdent des électrons et le gaz passe en état de plasma.

- 1- Face avant
- 2- Verre
- 3- Electrodes transparentes d'écran
- 4- Bus électrode
- 5- Film conducteur
- 6- Protecteur
- 7- Phosphore rouge
- 8- Phosphore vert
- 9- Phosphore bleu
- 10- Plaque (barrière)
- 11- Panneau arrière en verre

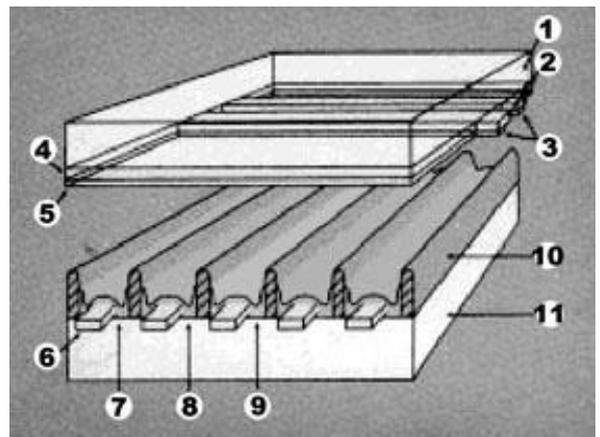


Figure I.14 : Configuration complète d'un afficheur à écran plasma [Te-2].

Les ions positifs et les électrons se mettent au mouvement selon le champ électrique, les chocs qui en résultent donnent la naissance du rayonnement Ultra-Violet. Ces UV

excitent la couche de phosphore se trouvant au fond de l'enveloppe (voir figure (I.14)), qui s'illumine et crée une lumière de couleur rouge, bleue ou verte.

I.4.4 Thérapie et traitement de la peau

Les plasmas non-thermiques créés dans les décharges à barrières diélectriques peuvent avoir plusieurs applications dans le domaine médical notamment dans la chirurgie. Il a été démontré que le plasma ainsi créé peut interagir avec les tissus vivant sans pour autant avoir des effets secondaires sur le corps traité. La figure (I.15) illustre une décharge à barrières diélectriques dans ce cas la peau du patient est utilisée comme deuxième électrode. Récemment des travaux de recherche ont démontrés que le traitement direct des surfaces lisses par décharge à barrières diélectriques non-thermique dans l'air est très efficace pour tuer les agents pathogènes. Les résultats de recherche sont prometteurs et importantes pour des applications médicales telles que la stérilisation des surfaces de la plaie. Cependant, une DBD typique dans l'air peut être fortement non-uniforme, en particulier sur des surfaces topographiquement non-uniformes comme dans la plupart des tissus vivant [Do-1].



Figure I.15 : Image d'une décharge à barrières diélectriques typique dans l'air.

I.4.5 Décharge à lasers CO₂ silencieuse

Les DBD ont trouvées également des applications dans des lasers CO₂ d'alimentation électrique élevée. Basée sur une expérience avec des générateurs d'ozone Tabata et Yagi [Yi-2] chez la société électrique Mitsubishi ont développé un laser industriel de puissance élevée. Ces lasers SD CO₂ (SD représente la Décharge Silencieuse) sont devenus les lasers les plus réussis sur le marché Japonais pour le traitement des matériaux. L'eau refroidie les électrodes plates en métal, séparées de 50 mm, est couverte de diélectriques en verre ou d'aluminium.

Un flux transversal de gaz de vitesse élevée passe à travers l'espace de la décharge à une vitesse de 50 à 80 m/s pour le déplacement de la chaleur et la stabilisation de la décharge. L'efficacité dépasse les 10%. L'application principale de ce laser SD CO₂ est la soudure et le découpage des plaques épaisses en métal et d'autres matériaux.

I.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté une description générale sur les plasmas hors-équilibres ainsi qu'un aperçu sur quelques notions fondamentales concernant les phénomènes physiques liés aux décharges électriques telles que les processus physico-chimiques internes, les paramètres caractéristiques d'un plasma, la création des décharges électriques à partir des différentes sources d'énergie. Après nous avons cité les différents types de décharges électriques à basse pression et à pression atmosphériques ainsi leurs applications dans des différents domaines.

Les applications plasmagènes, passent impérativement par un meilleur contrôle et une meilleure compréhension de la décharge et de ses interactions avec les électrodes, la pression et le mélange gazeux.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les différents modèles (cinétique, fluide et hybride) pour caractériser ces décharges hors-équilibres à pression atmosphérique. Cette description physique est faite dans le but de comprendre le comportement de ces décharges électriques et de les exploiter dans les domaines industriels.

CHAPITRE II

MODELES PHYSIQUES DES DECHARGES ELECTRIQUES

L'étude expérimentale des décharges électriques est souvent très couteuse. La modélisation peut fournir une aide précieuse pour mieux comprendre la physique de ces décharges et leurs propriétés. La simulation numérique, parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales, est considérée comme un moyen puissant pour la compréhension des phénomènes physiques. En ce moment, il n'y a vraiment pas des logiciels commerciaux traitant tous les processus pertinents physiques et chimiques se produisant dans un plasma homogène hors-équilibre à pression atmosphérique. La modélisation mathématique d'une décharge électrique hors-équilibre est relativement complexe à cause

des nombreux phénomènes physiques et de leur fort couplage. Durant ce travail on s'intéresse à la modélisation d'une décharge à barrières diélectriques du régime décharge luminescente à la pression atmosphérique « Atmospheric Pressure Glow Discharge APGD » [Ba-2].

La modélisation et la simulation numérique du réacteur plasma nous permet pour un dimensionnement précis du réacteur d'avoir les paramètres opératoires optimaux en ce qui concerne notamment la composition du gaz, sa pression et son débit, la configuration des électrodes et les caractéristiques de l'alimentation électrique. En effet, par la simulation on obtient des réponses rapides concernant les effets de tous ces différents paramètres opératoires.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents modèles physiques pour modéliser la décharge hors-équilibre à pression atmosphérique.

Le développement d'un modèle de décharge plus rigoureux et réaliste doit tenir compte du fort couplage qui existe entre le champ électrique appliqué et le transport des particules [Be-2].

Selon l'approche utilisée dans la modélisation d'une décharge luminescente, nous distinguons trois classes de modèles :

- Modèle microscopique.
- Modèle macroscopique.
- Modèle hybride.
- Modèle de type circuit électrique équivalent

II.1 FONCTION DE DISTRIBUTION

La fonction de distribution des vitesses (notée de manière générale $f(\vec{r}, \vec{w}, t)$) dépend de sept variables, trois variables correspondant à la position \vec{r} , trois variables correspondant à la vitesse \vec{w} et une variable correspondant au temps. La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{w}, t)$ obéit à une équation de transport (appelée équation de Boltzmann). Elle caractérise aussi le nombre de particules d'un type donné situées dans un élément de volume élémentaire $d\vec{r}.d\vec{w}$ de l'espace des positions \vec{r} et de l'espace des vitesses \vec{w} (l'ensemble étant appelé espace des phases).

Lorsque la description mathématique de la décharge est strictement basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann, on dit que l'approche est microscopique ou particulière. Dans ce cas, la description complète d'un système s'appuie sur la connaissance des différentes

interactions élémentaires entre les particules qui sont caractérisées par les sections efficaces de collision (collisions électron-molécule, ion-molécule, photon-molécule, etc...).

Le nombre dn de particules situées dans l'élément de volume $d\vec{r}.d\vec{w}$ de l'espace des phases centré autour des vecteurs \vec{r} et \vec{w} est donné par la relation [Kr-1] [Te-1] :

$$dn(\vec{r}, \vec{w}, t) = f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{r} d\vec{w} \quad (\text{II.1})$$

De sorte que le nombre total $n(\vec{r}, \vec{w}, t)$ de particules d'un type donné situées dans l'élément de volume $d\vec{r}$ de l'espace des positions soit égal à :

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w} \quad (\text{II.2})$$

Les relations (II.1) et (II.2) définissent la fonction de distribution des vitesses $f(\vec{r}, \vec{w}, t)$, solution de l'équation de Boltzmann, qui, malgré sa complexité apparente, n'est qu'une équation de continuité dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{w}) traduisant le fait que le nombre de particules dans un élément de volume de cet espace varie, d'une part, en raison du mouvement libre de ces particules (éventuellement en présence d'un champ) et d'autre part, sous l'effet des collisions.

La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{w}, t)$ est une grandeur difficilement accessible à l'expérience et le nombre de particules étudiées étant important, nous utilisons des grandeurs moyennes.

La vitesse moyenne d'une particule est :

$$\langle \vec{w} \rangle = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{w} f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w} \quad (\text{II.3})$$

Pour toute autre grandeur \vec{x} , on peut définir sa valeur moyenne par :

$$\langle \vec{x} \rangle = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{x} f(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w} \quad (\text{II.4})$$

Si la variation élémentaire ∂f de la fonction de distribution s'effectue de manière continue dans l'espace des vitesses, alors elle correspondra à la différentielle totale de la fonction de distribution :

$$\partial f = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} \right\} \partial t \quad (\text{II.5})$$

Le milieu étudié étant un gaz faiblement ionisé et les entités (électrons et ions) qui nous intéressent étant soumises à un champ électrique, on peut conclure que la variation de la fonction de distribution est due aux collisions particules chargées-molécules, avec :

$$\vec{w} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}$$

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{w}}{\partial t}$$

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{w} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{a} \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} = C(f) \quad (\text{II.6})$$

$C(f)$ représente l'opérateur de collisions. L'équation (II.6) est connue sous le nom d'équation de Boltzmann. Celle-ci traduit le fait que la fonction de distribution dans un élément de volume de l'espace (\vec{r}, \vec{w}) varie :

- Dans le temps par $(\partial f / \partial t)$ au point (\vec{r}, \vec{w}) .
- Et spatialement par $(\vec{w} \partial f / \partial \vec{r})$ représentant le terme de dérive dans l'espace et traduisant la tendance du gaz à relaxer vers un état d'équilibre.

Cette variation est due d'une part à l'effet des forces extérieures $(\vec{a} \partial f / \partial \vec{w})$ (dérive dans l'espace des vitesses) qui sont dans notre cas des forces créées par des champs électriques, et d'autre part à la création et à la disparition des particules suite aux collisions représentées par l'opérateur $C(f)$.

L'expression complexe de cet opérateur $C(f)$ (qui peut être exprimé par $(\delta f / \delta t)_{\text{coll}}$) renferme l'hypothèse des collisions binaires, locales et instantanée ainsi que le nombre de variables considérées dans le terme de gauche. Tout cela complique plus ou moins la résolution numérique de l'équation de Boltzmann (la résolution analytique n'étant pas possible dans les gaz complexes qui nous intéressent).

L'hypothèse selon laquelle, au cours d'une interaction, seulement deux particules libres peuvent se rencontrer en un instant donné, est spécifique à l'équation de Boltzmann et donne sa forme particulière au terme de collision de cette équation qui rend compte de ce type d'interaction.

En absence de toute force extérieure appliquée et au bout d'un temps de relaxation suffisamment long, la solution de l'équation de Boltzmann correspond à l'équilibre

thermodynamique local et conduit à une fonction de distribution de Maxwell. L'état du système est uniquement caractérisé par sa température T et par les densités des diverses particules, ces grandeurs dépendant ou non de la position \vec{r} et du temps t .

En présence des forces extérieures (champ électrique), on peut toujours mettre en évidence une solution d'équilibre, mais celle-ci n'est plus décrite par une fonction de Maxwell. Elle est caractérisée par l'équilibre entre l'énergie gagnée par les particules sous l'action des forces extérieures appliquées et l'énergie dissipée par ces mêmes particules au cours des collisions.

La cinétique de chacune des populations des particules chargées (électrons, ions) est décrite par une fonction de distribution des vitesses solution de l'équation de Boltzmann.

Pour les électrons :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{w}_e \frac{\partial f_e}{\partial \vec{r}} + \vec{a}_e \frac{\partial f_e}{\partial \vec{w}} = C(f_e) \quad (\text{II.7})$$

Pour les ions :

$$\frac{\partial f_+}{\partial t} + \vec{w}_+ \frac{\partial f_+}{\partial \vec{r}} + \vec{a}_+ \frac{\partial f_+}{\partial \vec{w}} = C(f_+) \quad (\text{II.8})$$

On peut aussi rencontrer une situation plus délicate lorsque la résolution de l'équation de Boltzmann pour les espèces lourdes doit être prise en compte. Quand la charge d'espace est suffisamment importante pour modifier le champ extérieur comme c'est le cas notamment pour les décharges filamentaires, l'équation de Boltzmann doit être couplée à l'équation de Poisson.

L'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique s'écrit [Ma-1] [Te-1]:

$$\Delta V = - \frac{|q_e|(n_+ - n_e)}{\epsilon} \quad (\text{II.9})$$

V représente le potentiel,

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (\text{II.10})$$

ϵ , ϵ_0 et ϵ_r représentent respectivement la permittivité du milieu, la permittivité du vide et la permittivité relative.

Le calcul du champ se fera par la formule (II.11) :

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (\text{II.11})$$

Si un modèle prend en compte le couplage entre la cinétique des particules chargées et la distribution du champ électrique, on dit que le modèle est auto-cohérent (au sens électrique du terme).

La résolution numérique d'un tel système est très complexe et bien trop lourd pour une utilisation à des fins de modélisation, où le facteur temps tient une place prépondérante. Les résultats doivent être obtenus de manière plus rapide et moins coûteuse que les résultats expérimentaux. Des hypothèses simplificatrices ont été introduites au niveau de la dépendance spatiale et temporelle des paramètres permettant la description de l'évolution des particules. Parmi ces hypothèses, nous avons celle qui consiste à supposer l'existence d'un régime d'équilibre.

II.2 MODELE CINETIQUE

Les modèles microscopiques prennent en considération l'ensemble des particules constituant le plasma et décrivent les interactions des particules. Un plasma étant constitué de 10^{10} particules ou plus, la simulation numérique d'un tel modèle serait beaucoup trop coûteuse pour être envisagée. Il est donc nécessaire de développer des modèles approchés moins coûteux mais dont la précision est tout de même suffisante. On s'intéresse notamment aux modèles cinétiques et aux modèles fluides [Cr-1].

C'est l'approche la plus précise mais la moins utilisée en raison de sa mise en place dans le cas des géométries multidimensionnelles. Ce modèle est basé sur la résolution directe de l'équation de Boltzmann [Be-1].

L'approche qui consiste à résoudre les équations de Boltzmann électronique et ionique couplées à l'équation de Poisson permet une description fine du problème car elle donne accès aux fonctions de distribution des vitesses des particules chargées.

On a donc recours à une approche plus macroscopique des phénomènes dans laquelle les propriétés des particules chargées ne sont pas représentées par des fonctions de distribution des vitesses, mais par des grandeurs macroscopiques qui sont des moments dans l'espace des vitesses, de ces fonctions de distribution (densités, vitesses moyennes, énergie moyenne).

II.3 MODELE FLUIDE

Il s'agit du type de modèle le plus communément employé dans le cas des plasmas froids. Ces modèles sont généralement basés sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann pour le transport des particules et sur l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique. Ils permettent de calculer les densités d'espèces à l'intérieur du plasma mais également les flux de particules sur les électrodes. Par conséquent, ils donnent une vision "microscopique" du plasma. Ce sont donc de formidables outils pour l'aide à la compréhension des phénomènes physiques à l'intérieur du plasma. Suivant le type de plasma considéré, et en particulier son homogénéité, ces modèles sont à 1, 2 ou 3 dimensions. Bien évidemment, le temps de calcul croît avec la complexité du modèle. C'est bien là le principal inconvénient de ce type de modèle. En effet, en contrepartie d'une modélisation très fine des phénomènes physiques du plasma, le temps de calcul peut s'avérer extrêmement long [Ma-1] [Do-1] [Na-1].

Ce modèle présente des quantités macroscopiques liées à la fonction de distribution, telles que la densité, la vitesse moyenne, l'énergie interne ou encore la température des particules.

Après intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses, l'équation générale de transport d'une grandeur physique $\chi(\vec{w})$, dépendant de la vitesse s'écrit:

$$\frac{\partial n\bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n\bar{\chi}\vec{w} - n\bar{a} \cdot \bar{\nabla}_{\vec{v}} \bar{\chi} = \int_{\vec{v}} \chi \left(\frac{d\mathbf{f}}{dt} \right)_{\text{coll}} d\vec{w} \quad (\text{II.13})$$

La grandeur physique $\chi(\vec{w})$ peut être un scalaire (densité), un vecteur (quantité de mouvement) ou encore un tenseur (énergie).

En pratique, les équations décrivant le transport des particules chargées représentent les moments de l'équation de Boltzmann, obtenues en multipliant celle-ci par les grandeurs 1 , \vec{w} , $(\vec{w} \cdot \vec{w})$, etc..., et en l'intégrant dans l'espace des vitesses. D'une manière générale, on utilise les trois premiers moments, en établissant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

En remplaçant $\chi(\vec{w})$ par 1 dans l'équation (II.13), on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n\vec{w} = \int_{\vec{v}} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = S \quad (\text{II.14})$$

Les deux termes de gauches de l'équation (II.14) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux $n\vec{w}$. Le terme de droite de la même

expression correspond au terme source ; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la fonction de distribution des espèces et de la pression. De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant $\chi(\vec{w})$ égale à $m\vec{w}$ dans l'équation (II.13)

$$\frac{\partial nm\vec{w}}{\partial t} + nm(\vec{w}\nabla_r) \cdot \vec{v} + \vec{v}(\nabla_r nm\vec{w}) + \nabla_r P - n\vec{F} = \int_{\vec{v}} m\vec{w} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} d\vec{w} \quad (\text{II.15})$$

Avec \vec{F} la force totale exercée sur la particule, m la masse de la particule, \vec{w} vitesse de la particule, \vec{w} sa valeur moyenne et P le tenseur de pression cinétique.

Les membres gauches de l'équation (II.15) représentent la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement $m\vec{w}$, sous l'effet des forces extérieures \vec{F} et de la pression P . Le terme de droite traduit l'effet des collisions sur le transport de la quantité de mouvement.

L'équation (II.15) est simplifiée généralement en l'écrivant $nmv_m\vec{w}$ (v_m est la fréquence moyenne de transfert de la quantité de mouvement). En injectant l'équation de continuité dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{w} \cdot \nabla_r) \right] \vec{v} = n\vec{F} - \nabla_r P - S m\vec{w} - nmv_m \vec{w} \quad (\text{II.16})$$

En utilisant quelques simplifications, l'équation de transfert de quantité de mouvement peut s'écrire sous la forme d'un terme de dérive proportionnel au champ électrique et d'un terme de diffusion :

$$n\vec{w} = n \left(\frac{q}{mv_m} \right) E - \frac{1}{mv_m} \Delta(nK_B T) \quad (\text{II.17})$$

$$n\vec{w} = n\mu \cdot E - \Delta(nD) \quad (\text{II.18})$$

Avec μ et D représentant respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion d'un type de particule donnée. La première approximation consiste, à négliger l'énergie de dérive par rapport à l'énergie d'agitation thermique. Elle est justifiée dans le plasma (lueur négative) où le champ électrique est faible et les collisions sont nombreuses. Ce n'est plus vrai dans la région de chute cathodique, où les électrons issus du bombardement ionique à la cathode sont accélérés dans un fort champ électrique. Les électrons possèdent une énergie dirigée du même ordre que l'agitation thermique.

La seconde simplification consiste à négliger le terme de dérivée temporelle en supposant que le flux est modulé par la tension radio-fréquence.

La dernière approximation considère le tenseur de pression cinétique comme diagonal et isotrope. Il peut alors s'exprimer en fonction de la pression scalaire.

$$P = nK_B T = \left(\frac{2}{3} n \bar{\varepsilon}\right) \quad (\text{II.19})$$

$$\Delta_r P = \Delta_r (nK_B T) \quad (\text{II.20})$$

Les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann écrits ci-dessus ne forment pas un système fermé, pour les trois raisons suivantes :

- ✚ Le terme de gradient de pression fait intervenir l'énergie moyenne.
- ✚ La fréquence d'échange de quantité de mouvement dépend de la forme de la fonction de distribution.
- ✚ La fréquence moyenne d'ionisation (dans le terme source $C(f)$) dépend aussi de cette fonction de distribution.

En considérant le couplage des équations de continuité et des équations de transfert de quantité de mouvement pour les ions et pour les électrons avec l'équation de Poisson, nous avons une première représentation fluide des décharges radio-fréquence à pression atmosphérique. A partir d'approximations, plusieurs modèles fluides permettant de décrire la représentation spatio-temporelle du terme source d'ionisation dans la décharge peuvent être distingués. Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système étant fermé par l'approximation de "l'équilibre local".

II.4 FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATIONS

Dans ce cas, l'équation de Boltzmann est remplacée par ces moments correspondent à une série en théorie illimitée d'équations hydrodynamiques. La base des modèles fluides nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues.

La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère l'équation de conservation de la densité et de la quantité du mouvement tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie. Comme le système d'équations ainsi obtenu est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture

du système ce qui exige des hypothèses supplémentaires. A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. On utilise donc des données de base pré-tabulées en fonction du champ électrique réduit E/N . A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées.

II.4.1 Approximation du champ local

Dans cette approximation on suppose que les coefficients de transport des électrons et des ions et les taux des réactions sont à la fois en fonctions du champ réduit E/N où E est le champ électrique au point \vec{r} à l'instant t et N est la densité du gaz. Cette hypothèse de l'équilibre au champ local signifie que l'énergie gagnée par les électrons en présence du champ électrique au point (\vec{r}, t) est localement compensée par la perte d'énergie due aux collisions [Be-1] [Se-1].

II.4.2 Approximation de l'énergie moyenne locale

Pour améliorer la représentation des processus d'ionisation, un troisième moment de l'équation de Boltzmann correspondant à l'équation de transport de l'énergie pour les électrons doit être ajoutée au système. Dans cette approximation les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont en fonction de l'énergie moyenne des électrons calculée par l'équation de la continuité de l'énergie dans le modèle fluide.

La nouvelle équation est obtenue en multipliant par $mv^2/2$ l'équation de Boltzmann et en l'intégrant dans l'espace des vitesses.

$$\frac{\partial \bar{n}_e \bar{\varepsilon}_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left(-\frac{5}{3} \bar{n}_e \bar{\varepsilon}_e \mu_e E - \frac{5}{3} D_e \frac{\partial \bar{n}_e \bar{\varepsilon}_e}{\partial \vec{r}} \right) = S_e \quad (\text{II.21})$$

Où μ_e , D_e , E et $\bar{\varepsilon}_e$ représentent respectivement la mobilité électronique, la diffusion électronique, le champ électrique et la densité d'énergie électronique.

L'approximation de l'énergie locale a été partiellement utilisée par Bayle et Cornebois [Bo-1] dans des modélisations de décharge à haute pression, elle est également utilisée (modèle temporel d'intégration dans l'espace) pour modéliser les phénomènes de transport transitoire à champ élevé dans les semi-conducteurs.

L'ensemble des coefficients de transport et de réactions électroniques utilisés dans cette étude ont été calculés à l'aide de la nouvelle version du solveur Bolsig+ [Ha-2].

II.5 MODELE HYBRIDE

Le modèle hybride est utilisé pour désigner une autre simulation en considérant deux groupes des électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique. Afin d'optimiser le temps de calcul les électrons du premier groupe sont traités à l'aide du modèle fluide. Par contre, les électrons rapides sont traités en adoptant une méthode de type Monte Carlo (MC) [Be-2].

L'idée est d'utiliser une zone tampon où les deux modèles fluide et cinétique seront déterminés. La solution du nouveau système d'équations sera égale à la somme des solutions obtenues à partir des équations des deux modèles. Une fonction artificielle est utilisée pour relier les équations à la fin de la zone tampon sur chaque domaine discrétisé. Ce modèle hybride évite la recherche d'une condition limite pour la méthode de décomposition particulière du domaine qui associe les équations cinétiques aux équations fluides

Le couplage entre les parties fluide et Monte Carlo du modèle est illustré dans la figure (II.1). Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide, grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite.

Cette approche est utilisée pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses. La description des deux groupes d'électrons d'une décharge homogène (espace sombre de Faraday et leur négative) en utilisant un modèle hybride, dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrit par un modèle fluide.

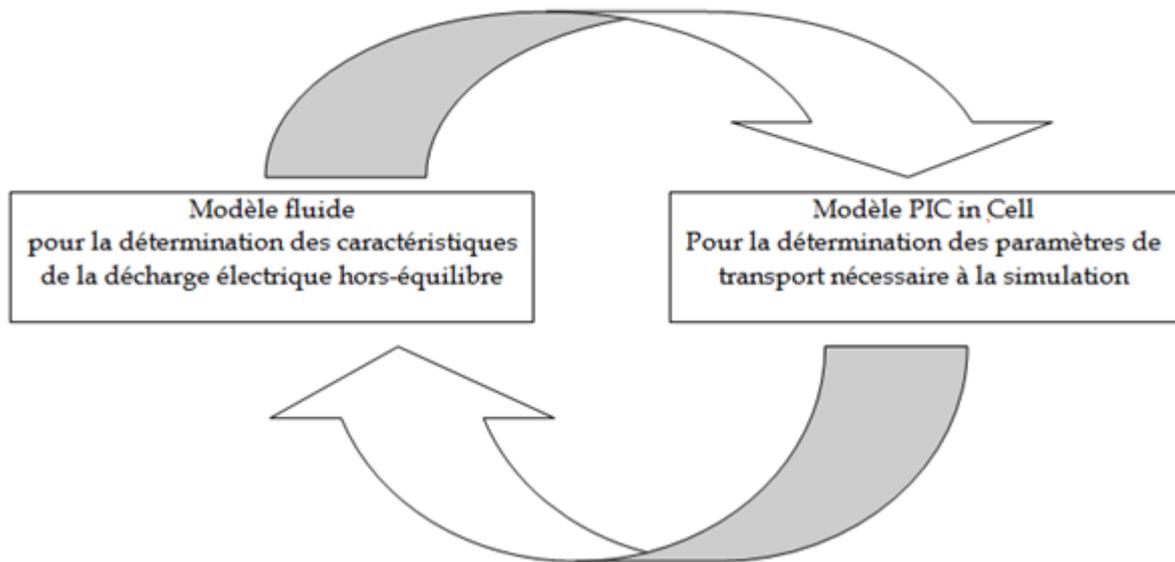


Figure II.1 : Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride.

II.6 MODELES DE TYPE CIRCUIT ELECTRIQUE EQUIVALENT

Dans le cas des modèles de type circuit, le plasma n'est pas modélisé par un ensemble d'équations mais par des éléments de type circuit (résistance, capacité, inductance, source de tension, diode, etc...). Ainsi, une gaine ou des diélectriques recouvrant des électrodes sont modélisés par des capacités, le plasma proprement dit par un élément dissipatif, un claquage par des diodes montées tête-bêche. La figure (II.2) présente différents exemples de modèles de type circuit pour des plasmas de natures différentes (basse pression, panneau plasma, DBD). Ces modèles ne permettent pas d'avoir une vision microscopique du plasma mais au contraire une vision macroscopique, ce qui peut permettre de prendre du recul afin de se focaliser sur les phénomènes physiques principaux et d'étudier le couplage générateur-décharge. Dans la majorité des cas, ces modèles sont simplement ajustés sur un point de fonctionnement. Ils ne permettent donc pas de modéliser le comportement d'un plasma correctement si les paramètres varient. Cependant, grâce à leurs structures, ils peuvent être directement implantés dans des logiciels de simulation de type circuit et utilisés par exemple dans le cadre de développement d'alimentation électrique. Ce type de modèle est souvent utilisé, en particulier dans le cas des DBD, comme support pour le calcul de grandeurs électriques internes de décharges non directement mesurables. On ne peut plus réellement parler dans ce cas de modèle mais plutôt de schéma électrique équivalent. Néanmoins, cela permet par exemple de calculer la tension réellement appliquée sur le gaz, ou le courant réellement dû à la décharge dans le cas d'une DBD. Contrairement aux modèles fluides, de

par sa faible complexité, ce type de modèle présente des temps de calculs très courts (de l'ordre de quelques dizaines de secondes au maximum pour une période) et permet également une mise en œuvre très aisée puisqu'il peut être réalisé sous n'importe quel logiciel de simulation de type circuit [Na-1].

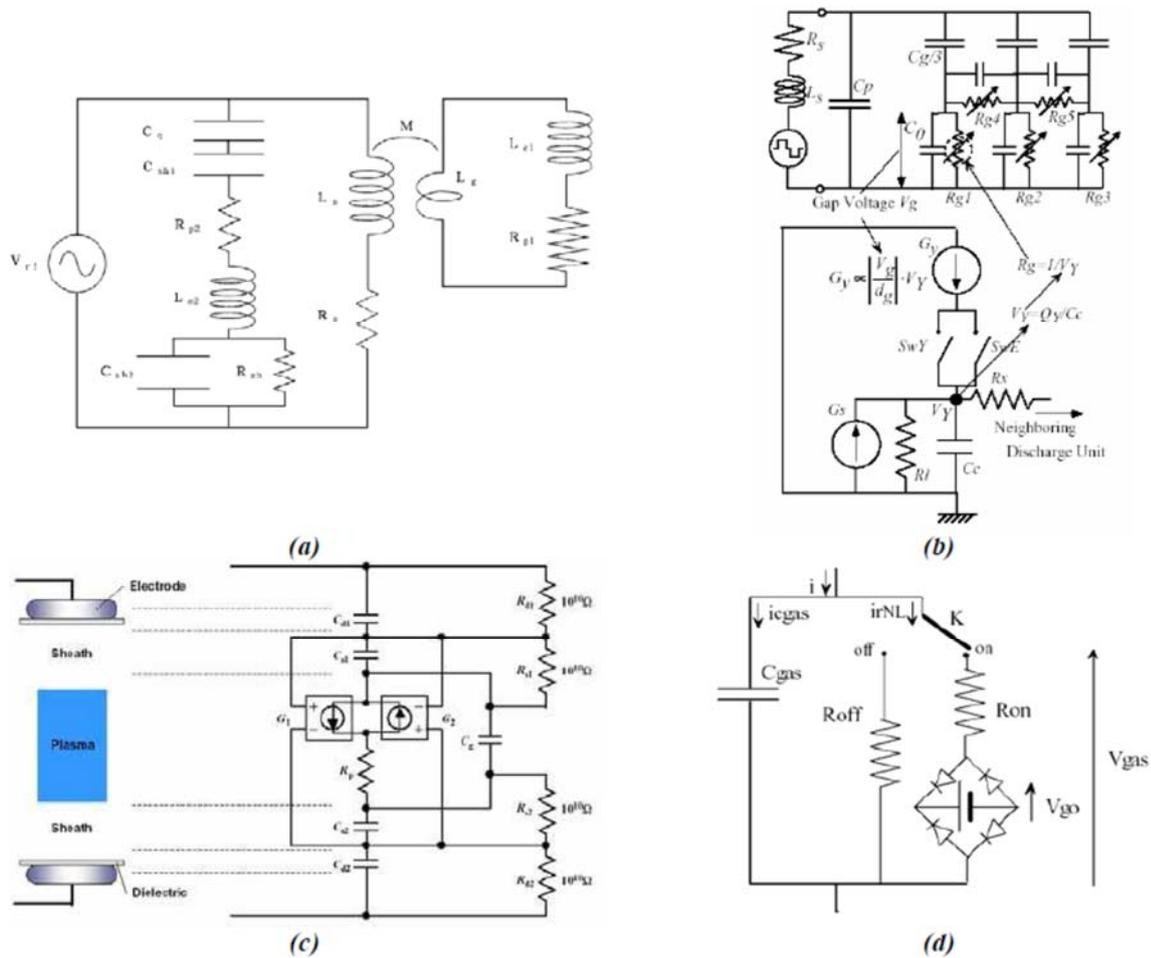


Figure II.2 : Exemple de différents modèles de type circuit de décharges.

(a) Décharge radio-fréquence basse pression.

(b) Panneau plasma.

(c) et (d) Décharges contrôlées par barrières diélectriques.

II.7 CONCLUSION

La modélisation numérique apparaît comme un outil performant d'analyse pouvant conduire à court et moyen terme à une meilleure compréhension des décharges électriques en général, et à plus long terme à l'optimisation des réacteurs plasmas.

Dans ce chapitre, nous avons présenté un aperçu sur les différents modèles (cinétique, fluide, hybride, et circuit électrique équivalent) pour caractériser les décharges hors-équilibres.

Le modèle fluide est basé sur les fonctions de distributions moyennes des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann sous certaines conditions limites et en appliquant les approximations de dérive-diffusion, du champ électrique local et de l'énergie locale. Le couplage entre la cinétique des particules chargées et la distribution du champ électrique est plus simple à réaliser d'un point de vue numérique que dans le cas de modèle microscopique (modèle cinétique).

Dans le chapitre suivant nous allons développer le modèle fluide d'ordre 2 unidimensionnel. Ce modèle sera capable de décrire les comportements physique et électrique d'une décharge DBD à la pression atmosphérique en régime homogène.

CHAPITRE III

MODELISATION DE LA DECHARGE DBD LUMINESCENTE RADIO-FREQUENCE A PRESSION ATMOSPHERIQUE.

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté des notions fondamentales sur les aspects physique et électrique des décharges hors-équilibre et les différents modèles utilisés (cinétique, fluides, hybrides et circuit électrique équivalent). Dans ce chapitre nous allons présenter un modèle physique capable de décrire le comportement d'une décharge à barrières diélectriques du régime luminescente homogène à la pression atmosphérique « Atmospheric Pressure Glow Discharge APGD » créée par une source d'énergie électrique.

Les décharges radio-fréquence à couplage capacitif sont utilisées comme sources d'espèces réactives neutres (atomes, molécules excitées) et ionisées (électrons, ions positif et négatif) générées à pression atmosphérique, des travaux de modélisation des décharges homogène à pression atmosphérique déjà effectués dans littérature on peut citer notamment Balcon et al. [Ba-2] [Ba-3] [Ba-4], Hagelaar et al. [Ha-2], Moon et al. [Mo-1], Chabert et Braithwaite [Ch-1].

Le modèle fluide est suffisant pour décrire les décharges DBD dans les conditions de pression de gaz relativement élevée et de libres parcours des particules chargées courts par rapport aux dimensions caractéristiques du problème [Be-4].

En effet, par la simulation on obtient des réponses rapides concernant les effets de tous les différents paramètres opératoires (la pression du gaz, l'espaces inter-électrodes, la nature du gaz) sur la performance générale du système. Pour un réacteur donné, les modèles les plus précis de la décharge doivent être utilisés pour étudier le transport des particules chargées, les épaisseurs des gaines, la distribution spatiale des espèces chargées, la distribution spatiale de l'énergie des électrons et la dynamique de la gaine, etc...

Le système d'équations du modèle fluide est discrétisé par la méthode des différences finies. Les équations de transport et l'équation d'énergie électronique sont résolues à l'aide d'une approche utilisant un schéma flux exponentiel [Kr-1] [Gu-1] [Be-3] [Ha-1].

Les équations de transports de notre modèle sont fortement couplées à l'équation de Poisson qui relie le potentiel et le champ électrique aux densités de charge et à la température électronique. L'équation de Poisson discrétisée est mise sous forme d'une matrice tridiagonale [Te-1].

III.1 DESCRIPTION DU MODELE FLUIDE MONODIMENSIONNEL D'ORDRE 2

Dans cette étude, le milieu est supposé continu ce qui signifie que les propriétés des particules chargées présentes dans le plasma sont décrites par des grandeurs moyennes, c'est-à-dire comme étant un ensemble continu, et non par leurs fonctions de distribution. On ne résout pas l'équation de Boltzmann, mais on considère ses trois premiers moments, qui représentent respectivement les équations de conservation de la densité, du transfert de la quantité de mouvement et de l'énergie qui sont couplées à l'équation de Poisson. Le terme source qui apparaît dans les équations de continuité est dû à l'ionisation directe par impact électronique.

Nous avons considéré un réacteur à tension alternative, 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'Argon. Une électrode est alimentée par une tension

alternative alors que deuxième électrode est reliée à la masse, comme c'est illustré sur la figure (III.1). La dimension de l'espace inter-électrodes est de l'ordre de quelque millimètre.

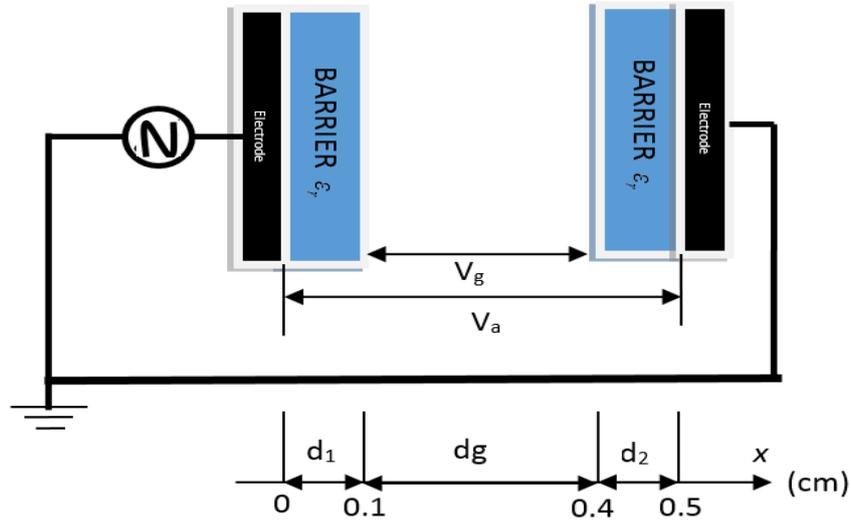


Figure III.1:Schéma d'une cellule pour la simulation d'une décharge DBD homogène radio-fréquence à pression atmosphérique [Ch-3].

III.1.1 EQUATIONS DE CONTINUITÉ

Les équations de continuité décrivant l'évolution spatio-temporelle des électrons et des ions sont exprimées par les relations suivantes [Ji-1] [Ba-2] [Ba-3] :

III.1.1.1 Equation de continuité électronique

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e(x,t)}{\partial x} = S_e(x,t) \tag{III.1}$$

Où n_e , Φ_e et S_e représentent respectivement la densité électronique, le flux électronique et le terme source électronique.

III.1.1.2 Equation de continuité ionique

$$\frac{\partial n_+(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_+(x,t)}{\partial x} = S_+(x,t) \tag{III.2}$$

Où n_+ , Φ_+ et S_+ représentent respectivement la densité, le flux et le terme source ionique.

Les termes sources $S_e(x,t)$ et $S_+(x,t)$ des équations (III.1) et (III.2) représentent la variation de la densité de particules sous l'effet des diverses collisions tels que l'ionisation,

l'attachement et la recombinaison. Ils peuvent également traduire l'effet d'une source extérieure de production de particules comme par exemple une ionisation induite par un faisceau de photons. Ils se composent donc d'un terme de création et d'un terme de disparition des espèces.

Dans ce travail nous avons pris que l'ionisation, et d'autres réactions sont négligées, puisque l'ionisation est le processus principal de la décharge lumineuse [Yu-1].

Le terme source est exprimé en fonction de l'énergie électronique est donné par la relation suivante [Ba-1] :

$$S_e = S_+ = k_i(n_e)Nn_e \quad (\text{III.3})$$

Où $k_i(n_e)$, n_e et N représentent respectivement le facteur pré-exponentiel, la densité électronique et la densité du gaz.

III.1.2 EQUATIONS DE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

Les équations de transport de la quantité de mouvements électronique et ionique ou les équations des flux expriment le nombre d'électrons qui traversent une surface unitaire par unité de temps, les flux électroniques et ioniques de dimension ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) comme une somme composée du terme des vitesses de dérive et du terme des coefficients de diffusion, nous obtenons la forme caractéristique de l'équation de dérive-diffusion [Bo-3] [Bo-4].

III.1.2.1 Flux électronique Φ_e :

$$\Phi_e(x,t) = n_e \langle W_e \rangle = -\mu_e n_e(x,t)E - D_e \frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x} \quad (\text{III.4})$$

Où μ_e , D_e , $\langle W_e \rangle$ et E représentent respectivement la mobilité électronique, le coefficient de diffusion électronique, la vitesse de dérive électronique moyenne et le champ électrique.

Le premier terme $\mu_e n_e(x,t)E$ de l'équation (III.4) représente le flux dû au champ électrique appelé terme de dérive et le second terme $D_e \frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x}$ représente le flux dû à la concentration des gradients qui est appelé le terme de diffusion.

III.1.2.2 Flux ionique Φ_+ :

$$\Phi_+(x,t) = n_+(x,t) \langle W_+ \rangle = \mu_+ n_+(x,t)E - D_+ \frac{\partial n_+(x,t)}{\partial x} \quad (\text{III.5})$$

Où μ_+ , D_+ , $\langle W_+ \rangle$ et E représentent respectivement la mobilité ionique, le coefficient de diffusion ionique, la vitesse de dérive ionique moyenne et le champ électrique.

III.1.3 EQUATION DE L'ENERGIE ELECTRONIQUE

Les réactions collisionnelles dépendent en grande partie des collisions électroniques et de la fonction spatio-temporelle de la distribution en énergie des électrons. Il est donc souhaitable de connaître avec une bonne précision cette fonction de distribution en énergie. L'énergie thermique des électrons est introduite dans le modèle de la décharge pour avoir une approximation beaucoup plus précise sur les caractéristiques de la décharge électrique. L'équation d'énergie est résolue pour les électrons seulement à cause de la grande différence des masses qui existe entre les espèces chargées. Alors que l'énergie des ions qui peut être considérée comme égale à celle des neutres. Cette égalité des énergies ioniques et des neutres caractérise les décharges électriques hors-équilibres thermiques. L'énergie thermique des électrons ou le bilan des énergies électroniques peut être exprimé sous la même forme que celle d'une équation de continuité par l'expression suivante [Ji-1] [Ca-1] [Ch-1]:

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e(x,t)}{\partial x} = S_e(x,t) \quad (\text{III.6})$$

Avec Φ_e le flux d'énergie électronique, S_e le terme source de l'énergie électronique.

La densité d'énergie électronique n_e est exprimée en fonction de la densité et de l'énergie moyenne électronique $\langle \varepsilon_e \rangle$:

$$n_e = n_e \langle \varepsilon_e \rangle \quad (\text{III.7})$$

Fonction de la température électronique T_e , l'énergie électronique moyenne $\langle \varepsilon_e \rangle$ est exprimée par la relation suivante [Te-1]:

$$\langle \varepsilon_e \rangle = \frac{3}{2} K_B T_e \quad (\text{III.8})$$

Le flux d'énergie $\Phi_e(x,t)$ est exprimé en fonction de l'énergie électronique moyenne $\langle \varepsilon_e \rangle$, du flux électronique Φ_e et du flux thermique Q :

$$\Phi_e(x,t) = \frac{5}{3} \langle \varepsilon_e \rangle \Phi_e + Q \quad (\text{III.9})$$

Le flux thermique Q exprime le gradient de l'énergie électronique moyenne :

$$Q = \frac{5}{3} n_e D_e \frac{\partial \langle \varepsilon_e \rangle}{\partial x} \quad (\text{III.10})$$

En remplaçant le flux électronique Φ_e de l'équation (III.4), le flux thermique Q de l'équation (III.10) et la densité d'énergie électronique n_e de l'équation (III.7) dans l'expression du flux d'énergie de l'équation (III.9) nous obtenons les expressions de l'approximation de dérive-diffusion du flux d'énergie électronique :

$$\Phi_e(x, t) = -\frac{5}{3} \mu_e E n_e - \frac{5}{3} D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (\text{III.11})$$

L'énergie thermique des électrons ou le bilan des énergies électronique est donné par la relation suivante :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k_B T_e) + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{5}{2} n_e \mu_e E k_B T_e - \frac{5}{2} D_e k_B \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} \right) = S_e \quad (\text{III.12})$$

Où T_e, S_e et k_B représentent respectivement la température des électrons, le terme source d'énergie électronique et la constante de Boltzmann.

L'expression du terme source d'énergie est donnée par :

$$S_e = e\Phi_e E - (H_i S_i + H_{ex} S_{ex}) \quad (\text{III.13})$$

Où H_i et H_{ex} représentent respectivement l'énergie perdue par ionisation et l'énergie perdue par excitation.

Dans cette expression, on distingue deux termes :

- ✚ Terme de chauffage ohmique $e\Phi_e E$.
- ✚ Terme de perte par collision (excitation et ionisation) $H_i S_i + H_{ex} S_{ex}$.

III.2 RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D

III.2.1 Discrétisation des équations de transport et de l'énergie électronique

Les équations de transport et l'équation de Poisson sont discrétisées par la méthode des différences finies en utilisant un schéma flux exponentiel. En effet, ce schéma stable et extrêmement robuste peut supporter des gradients très élevés et rendre compte d'une façon continue de situation où soit le terme de dérive est dominant, où soit le terme de diffusion est dominant et tenir compte des inversions de champ. Précédemment, nous avons vu que, les équations de continuité (III.1) et (III.2) pour les particules chargées ont la même forme

que l'équation de l'énergie électronique (III.6), en remplaçant la densité électronique n_e par la densité d'énergie électronique n_ϵ et en exprimant correctement le terme source. Ainsi la résolution des équations de transport est faite de la même manière.

Les équations de continuité (III.1) et (III.2) et l'équation d'énergie (III.6), ont des formes générales similaires que l'on peut généraliser par l'expression suivante [Ha-1] [Gu-1] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + K \frac{\partial \Phi}{\partial x} = S \quad (III.14)$$

Où K, n, Φ et S représentent respectivement un facteur multiplicateur, une densité de particules (électron ou ion : $K = 1$) ou une densité d'énergie des électrons ($K = 5/3$), un flux de particules ($\Phi = \Phi_e$ ou $\Phi = \Phi_+$) ou un flux d'énergie électronique ($\Phi = \Phi_\epsilon$) et le terme source net ($S = S_e, S = S_+$ ou $S = S_\epsilon$)

$$\Phi(x, t) = n(x, t)w(x, t) - D(x, t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (III.15)$$

La variable $\Phi(x, t)$ peut aussi s'écrire :

$$\Phi(x, t) = n(x, t)w(x, t) \frac{D(x, t)}{D(x, t)} - D(x, t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (III.16)$$

Où $W(x, t)$ est la vitesse de dérive d'une particule : $W(x, t) = \mu(x, t)E(x, t)$

Le schéma numérique adopté dans notre modèle est similaire à celui décrit par Sharfetter et Gummel dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs [Sc-1]. Les équations de transport et d'énergie sont linéarisées en utilisant la méthode des différences finies. La discrétisation temporelle des équations de transport doit être traitée de façon implicite.

$$\begin{aligned} & n_{i-1}^{k+1} \left[-K \frac{D_{i-1}^k \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\ & n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + K \frac{D_i^k}{\Delta x^2} \left(\frac{T_1 \exp(T_1)}{1 - \exp(T_1)} \right) + K \frac{D_i^k}{\Delta x^2} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\ & n_{i+1}^{k+1} \left[-K \frac{D_{i+1}^k}{\Delta x^2} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (III.17)$$

Avec $T_1 = -K \frac{\mu_{i+1}^k}{D_{i+1}^k} (V_{i+1}^k - V_i^k)$ et $T_2 = -K \frac{\mu_{i-1}^k}{D_{i-1}^k} (V_i^k - V_{i-1}^k)$

Pour obtenir l'équation de continuité discrétisée des électrons ou des ions, on remplace n par n_e ou n_+ , D par D_e ou D_+ , K par 1 et S par S_e ou S_+ dans l'expression (III.17).

L'équation de l'énergie des électrons discrétisée en 1D est donnée par l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 & n_{\varepsilon_{i-1}}^{k+1} \left[-\frac{5 D_{e_{i-1}} \exp(T_2)}{3 \Delta x^2} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\
 & n_{\varepsilon_i}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{5 D_{e_i}}{3 \Delta x^2} \left(\frac{T_1 \exp(T_1)}{1 - \exp(T_1)} \right) + \frac{5 D_{e_i}}{3 \Delta x^2} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\
 & n_{\varepsilon_{i+1}}^{k+1} \left[-\frac{5 D_{e_{i+1}}}{3 \Delta x^2} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \right] = S_{\varepsilon_i}^k + \frac{n_{\varepsilon_i}^k}{\Delta t}
 \end{aligned} \quad (III.18)$$

Les équations (III.17) et (III.18) montrent que les termes $S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t}$ et $S_{\varepsilon_i}^k + \frac{n_{\varepsilon_i}^k}{\Delta t}$ sont connus à l'instant k et les trois densités de charges n_{i-1}^{k+1} , n_i^{k+1} et n_{i+1}^{k+1} ainsi les trois densités d'énergies électronique $n_{\varepsilon_{i-1}}^{k+1}$, $n_{\varepsilon_i}^{k+1}$ et $n_{\varepsilon_{i+1}}^{k+1}$ sont inconnues à l'instant $k+1$

III.2.2 Discrétisation de l'équation de Poisson

L'équation de Poisson à discrétiser en géométrie cartésienne monodimensionnelle à l'instant t_k et à la position x_i s'écrit :

$$\Delta V(x_i, t_{k+1}) = -\frac{e}{\varepsilon} (n_+(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (III.19)$$

La charge d'espace nette étant définie par :

$$\rho(x_i, t_k) = \rho_i^k = -\frac{e}{\varepsilon} (n_+(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (III.20)$$

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

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{V_{i-1}^k - 2V_i^k + V_{i+1}^k}{\Delta x^2} \quad (III.21)$$

D'où l'équation de Poisson (III.21) discrétisée devient :

$$V_{i-1}^k - 2V_i^k + V_{i+1}^k = \Delta x^2 \rho_i^k \quad (III.22)$$

L'équation (III.22) montre que le terme $\Delta x^2 \rho_i^k$ sont connus à l'instant k et les trois potentiel V_{i-1}^k , V_i^k et V_{i+1}^k inconnues à l'instant k .

III.3 PARAMETRES DE TRANSPORT ET DONNEES DE BASE

III.3.1 Conditions de simulation

Les paramètres de transports utilisés dans notre code numérique 1D pour la simulation de la décharge DBD radio-fréquence à pression atmosphérique dans le cas d'un gaz électropositif (Argon) sont résumés dans le tableau (III.1). Les électrodes sont espacées d'une distance de 0.5 cm. Le processus d'émission secondaire d'électrons à la cathode est celui du bombardement ionique, avec un coefficient $\gamma = 0.01$. Le potentiel est appliqué à l'électrode de gauche avec une fréquence d'excitation de 13.56 MHz et une tension radio-fréquence maximale de 1 kV. La pression et la température du gaz sont égales respectivement 760 Torr et 300 °K [Za-1].

Paramètres	Symboles	Valeurs
Pression du gaz	P(Torr)	760.0
Distance inter-électrodes	d(cm)	0.5
Distance diélectrique à gauche	d_1 (cm)	0.1
Distance diélectrique à droite	d_2 (cm)	0.1
Tension RF maximum	V_{rf} (Kv)	1
Fréquence d'excitation	f(MHz)	13.56
Température du gaz	T_{gaz} (°K)	300
Diffusion électronique	ND_e (cm.s) ⁻¹	BOLSIG +
Diffusion ionique	ND_+ (cm.s) ⁻¹	8.0×10^{17} [Ha-4]
Mobilité électronique	$N\mu_e$ (V.cm.s) ⁻¹	BOLSIG +
Mobilité ionique	$N\mu_+$ (V.cm.s) ⁻¹	3.6×10^{19} [Ha-4]
Facteur pré-exponentiel d'ionisation	k_i (cm ³ s ⁻¹)	BOLSIG +
Facteur pré-exponentiel d'excitation	k_{ex} (cm ³ s ⁻¹)	BOLSIG +
Energie d'activation (ionisation)	H_i (eV)	15.7 [Ha-1]
Energie d'activation (excitation)	H_{ex} (eV)	11.6 [Ha-1]
Coefficient d'émission secondaire	γ	0.01 [Ba-2]

Tableau III.1 : Paramètres de transport utilisés dans notre modèle pour une décharge DBD homogène dans l'Argon.

$e = 1.6 \times 10^{19} \text{ C}$, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F / m}$, $\epsilon_r = 9$ et $k_B = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ J / }^\circ\text{K}$ représentent respectivement la charge élémentaire, la permittivité du vide, la permittivité relative du diélectrique et la constante de Boltzmann. La densité du gaz N est calculée à partir de la pression du gaz P en appliquant la loi des gaz parfaits donnée par $P = Nk_B T_{\text{gaz}}$ avec T_{gaz} est la température du gaz.

III.3.2 Paramètres et coefficients de transport

Pour résoudre les équations précédentes, nous avons besoin des paramètres de transports tels que le terme source et les coefficients de transport μ et D . Les figures (III.2) et (III.3) représentent la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons dans l'Argon en fonction du champ électrique réduit. Les coefficients de transport sont calculés à l'aide du solveur Bolsig+ [Ha-1]. La mobilité et le coefficient de diffusion des ions de l'Argon sont donnés dans le tableau (III.1).

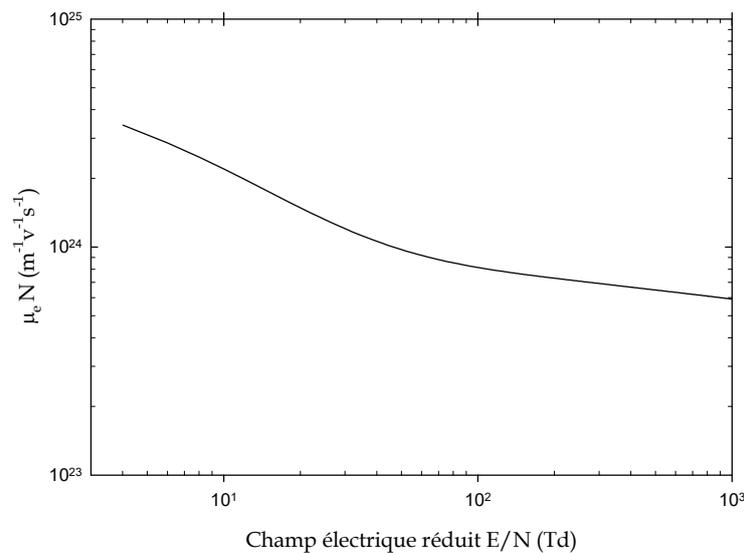


Figure III.2 : Mobilité des électrons dans l'Argon en fonction du champ électrique réduit.

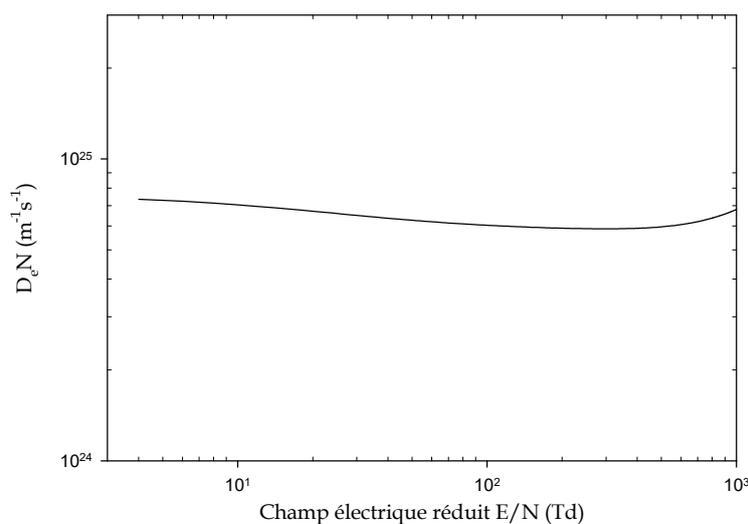


Figure III.3 : Diffusion des électrons dans l'Argon en fonction du champ électrique réduit.

III.4 CONDITIONS INITIALES ET CONDITIONS AUX LIMITES

Les équations de transport de notre modèle fluide monodimensionnel ainsi que l'équation de Poisson ne peuvent être résolues que si les conditions aux frontières et les conditions initiales sont spécifiées. Avant d'introduire ces conditions dans notre programme, il faudrait avant tout connaître la nature de la décharge électrique à étudier. La solution numérique des équations aux dérivées partielles dépend essentiellement de la nature des conditions initiales, des conditions aux limites et des pas d'intégration utilisés.

III.4.1 Conditions initiales

Les conditions initiales utilisées aux niveaux des électrodes et les barrières diélectriques dans notre modèle sont représentées dans la figure (III.4). Nous considérons une décharge radio-fréquence de 13.65 MHz avec une tension sinusoïdale $V = -V_{rf} \sin(2\pi ft)$ appliquée sur l'électrode de gauche recouvertes par une couche d'un matériau diélectrique solide et l'électrode de droite recouverte par une couche d'un matériau diélectrique solide est mise à la terre.

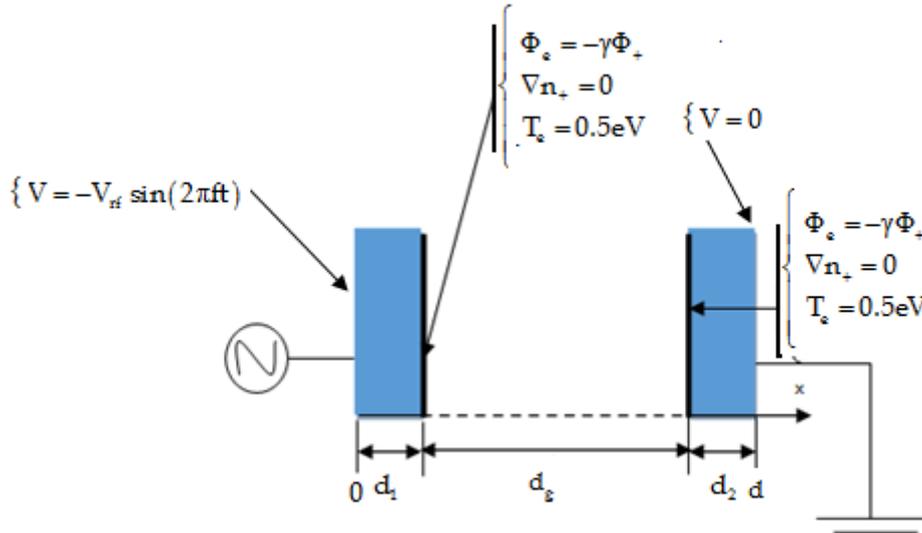


Figure III.4 : Conditions aux limites utilisées dans la simulation de la décharge DBD radio-fréquence à pression atmosphérique [Du-1] [Di-1][ch-1].

III.4.2 Condition aux limites

La résolution des équations de transport et l'équation d'énergie électronique couplées à l'équation de Poisson nécessite de se fixer des conditions aux limites du système.

✚ Au niveau de l'électrode gauche $x = 0$

$$V = -V_{rf} \sin(2\pi ft)$$

A $x = d_1$ (épaisseur du diélectrique gauche)

Le bombardement ionique de la cathode provoque l'émission d'électrons dont le flux est déterminé, par :

$$\Phi_e = -\gamma\Phi_+$$

Φ_e est le flux électronique émis à partir de la cathode, Φ_+ le flux des ions à la cathode.

Sachant que γ est le coefficient d'émission secondaire de la surface correspondant au bombardement par les ions positifs. La valeur de ce coefficient d'émission secondaire dépend du matériau constituant la cathode, de l'énergie interne de la particule incidente ainsi que de la valeur du champ électrique au voisinage de la paroi.

$$\frac{\partial n_+}{\partial x} = 0$$

$$T_e = T_{ec}$$

Au niveau de l'électrode droite

A $x = d_1 + d_g$ (épaisseur du diélectrique à droite)

$$\Phi_e = -\gamma\Phi_+$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial x} = 0$$

$$T_e = T_{ec}$$

A $x = d$ (voir figure (III.4))

$$V = 0 \text{ (Volt)}$$

La structure de notre programme de calcul relatif à la simulation de la décharge DBD à pression atmosphérique en utilisant le modèle fluide d'ordre 2 est illustrée dans l'organigramme synoptique de la figure (III.5). L'introduction des conditions de simulation telles que les propriétés physiques du gaz et les dimensions du réacteur à décharge, constitue le point de départ de notre code numérique, ces données de base sont utilisées pour calculer les distributions spatio-temporelles successivement, du potentiel et du champ électrique, des densités électronique et ionique et de l'énergie électronique. Cette procédure de calcul se répète à chaque pas de temps ($\Delta t = 10^{-10}$ s) jusqu'à ce que les distributions spatio-temporelles des caractéristiques macroscopiques de la décharge DBD homogène atteignent le régime stationnaire de la décharge.

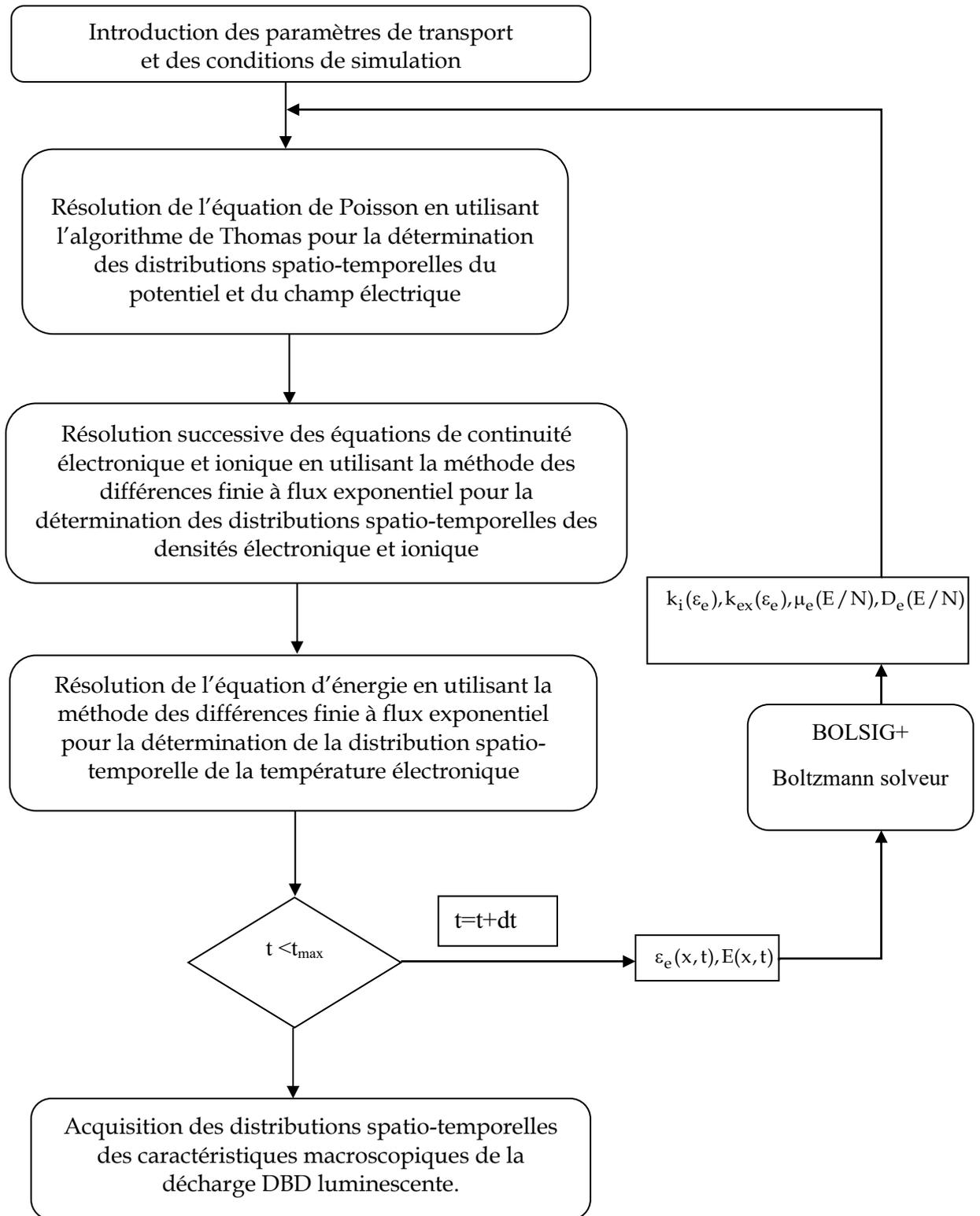


Figure III.5 : Organigramme synoptique du code relatif au modèle fluide pour la simulation d'une décharge DBD radio-fréquence à pression atmosphérique.

III.5 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les distributions monodimensionnelles des caractéristiques physiques sont présentées pour illustrer le comportement de la décharge DBD radio-fréquence à pression atmosphérique. Les données de base introduites dans notre modèle sont consignées dans le tableau(III.1), le pas d'intégration dans le temps est pris égal à 10^{-10} (s) et le nombre de points de discrétisation utilisé dans notre code numérique est égal à 400 points [Za-1].

III.5.1 Distributions spatio-temporelles du potentiel et du champ électrique

Les distributions spatio-temporelles du potentiel et du champ électrique pour un cycle radio-fréquence sont représentées dans les figures (III.6) et (III.7). Nous rappelons que la tension radio-fréquence $V = -V_{rf} \sin(2\pi ft)$ est appliquée à l'électrode de gauche avec une fréquence de 13.65 MHz et l'électrode de droite est mise à la terre.

D'après la figure (III.6), on remarque que durant la première moitié du cycle radio-fréquence, l'électrode de gauche joue le rôle d'une cathode et l'électrode de droite joue le rôle d'une anode. Dans la deuxième moitié du cycle radio-fréquence, l'électrode de gauche joue le rôle d'une anode et l'électrode de droite joue le rôle d'une cathode. Généralement, on considère que la décharge radio-fréquence est formée de deux décharges luminescentes à courant continue. Dans la première moitié du cycle radio-fréquence, la décharge luminescente est alimentée par un potentiel négatif, et dans l'autre moitié du cycle, cette décharge est alimentée par un potentiel positif. En conclusion, la variation radio-fréquence du potentiel électrique appliqué, donne naissance à une dualité entre deux décharges luminescentes à courant continues. Cette dualité induit impérativement à la présence de deux gaines cathodiques dans un cycle radio-fréquence. La figure (III.7) représente la variation spatio-temporelle du champ électrique en fonction de la position et des différents instants du cycle de la tension radio-fréquence appliquée. Le champ est très faible dans le plasma à cause de la neutralité électrique alors qu'il est important dans les gaines à cause du mouvement oscillatoire des électrons par rapport à ceux des ions.

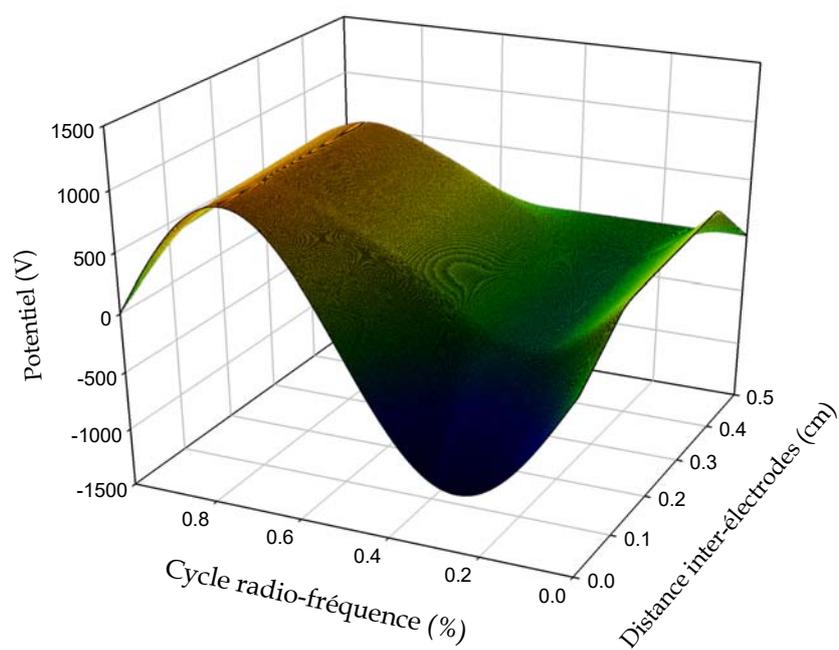


Figure III.6 : Distribution spatio-temporelle du potentiel électrique d'une décharge DBD pour un cycle radio-fréquence.

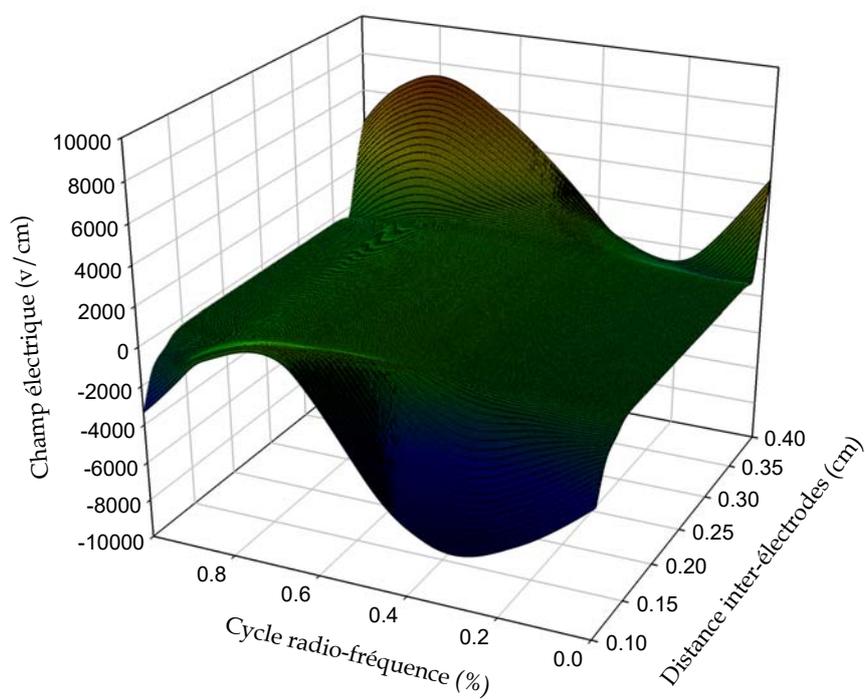


Figure III.7 : Distribution spatio-temporelle du champ électrique d'une décharge DBD pour un cycle radio-fréquence.

III.5.2 Distributions des densités électronique et ionique

Les figures (III.8) et (III.9) représentent les variations spatiales des densités électronique et ionique à quatre instants du cycle radio-fréquence.

D'après ces deux figures, on constate que la densité des ions ne varie quasiment pas au cours du cycle à cause de la faible mobilité ionique. Le transport des ions n'est donc pas sensible à la variation temporelle du champ électrique au cours du cycle. Contrairement aux ions, les électrons arrivent à suivre quasi-instantanément les variations du champ électrique à cause de leur faible inertie. Durant la première moitié du cycle radio-fréquence (à $t=0.25T$ et à $t=0.50T$), l'électrode de gauche joue le rôle d'une cathode. Les électrons sont repoussés par le champ électrique vers le plasma en découvrant une charge d'ions positive qui fait croître le champ électrique au voisinage de l'électrode de gauche ce qui entraîne l'expansion de la gaine dans cette région de la décharge. La densité électronique dans cette gaine est pratiquement nulle. Durant la deuxième moitié du cycle radio-fréquence (à $t=0.75T$ et à $t=T$), l'électrode de gauche a le rôle d'une anode. Les électrons sont attirés vers cette électrode en couvrant une charge d'ions positive. Par conséquent, le champ électrique décroît et entraîne la contraction de la gaine de gauche.

Les figure (III.10) et (III.11) représentent les distributions spatio-temporelles et en courbes de niveaux des densités électronique et ionique pendant un cycle radio-fréquence. On remarque que dans la région du plasma (colonne positive), la densité électronique est pratiquement égale à celle des ions ce qui explique les faibles valeurs du champ électrique dans le plasma. D'après ce constat, on peut dire que le mouvement des électrons en couvrant et découvrant une charge d'espace positive est à la base de la formation et de l'oscillation des gaines. Ces oscillations de gaines sont elles-mêmes à la base du mouvement des électrons. Cette synergie montre le fort couplage entre la cinétique des électrons et le champ électrique dans la décharge radio-fréquence.

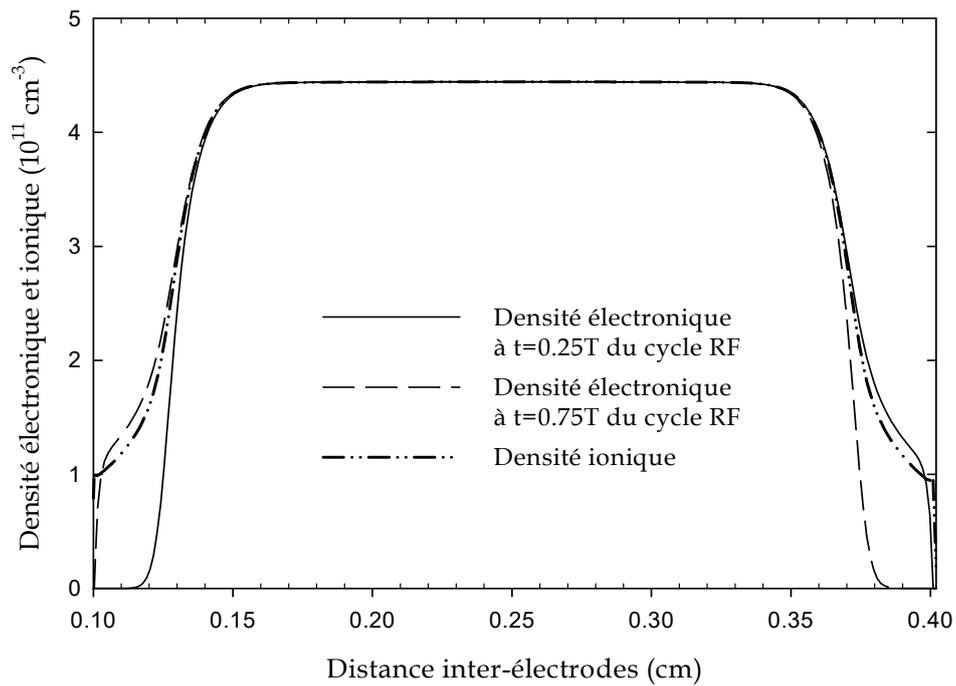


Figure III.8 : Distributions spatiales des densités électronique et ionique d'une décharge DBD aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ du cycle radio-fréquence.

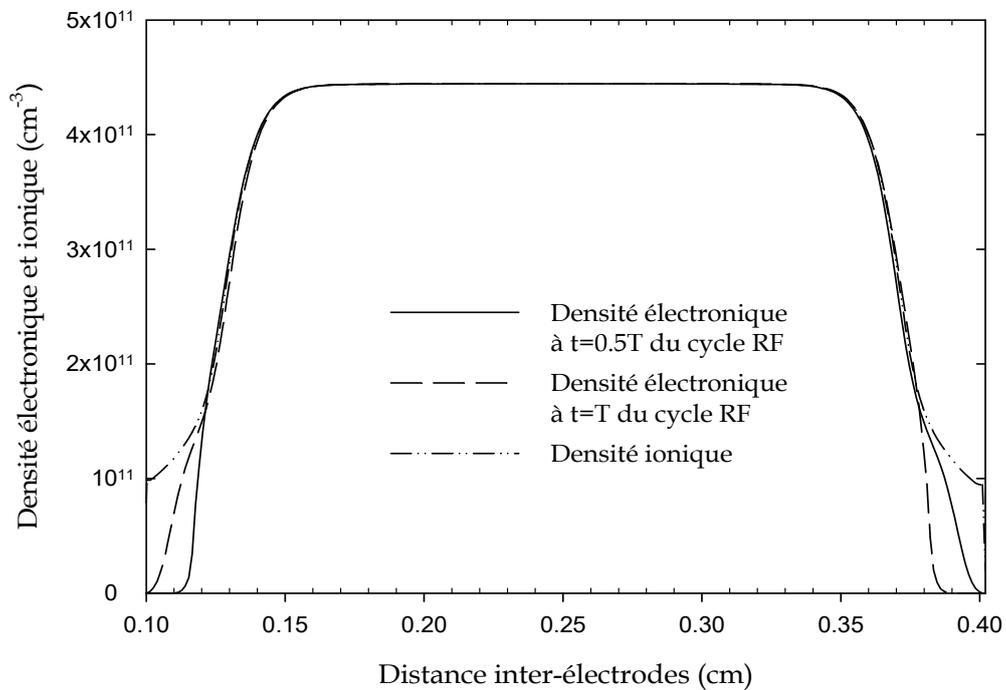


Figure III.9 : Distributions spatiales des densités électronique et ionique d'une décharge DBD aux instants $t=0.5T$ et $t=T$ du cycle radio-fréquence.

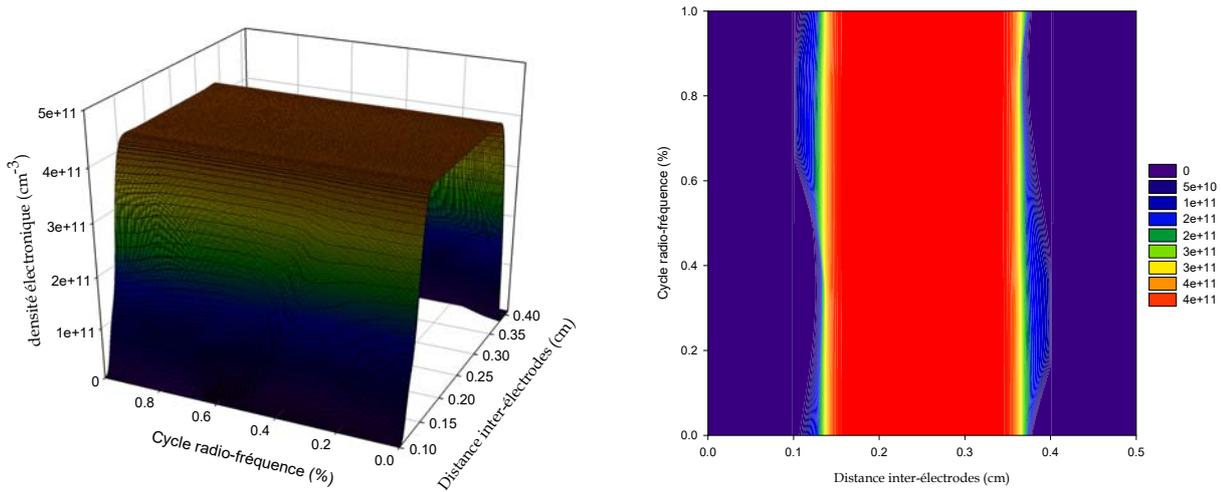


Figure III.10 : Distribution spatio-temporelle et en courbes de niveaux de la densité électronique d’une décharge DBD pendant un cycle radio-fréquence exprimés en (cm^{-3}) .

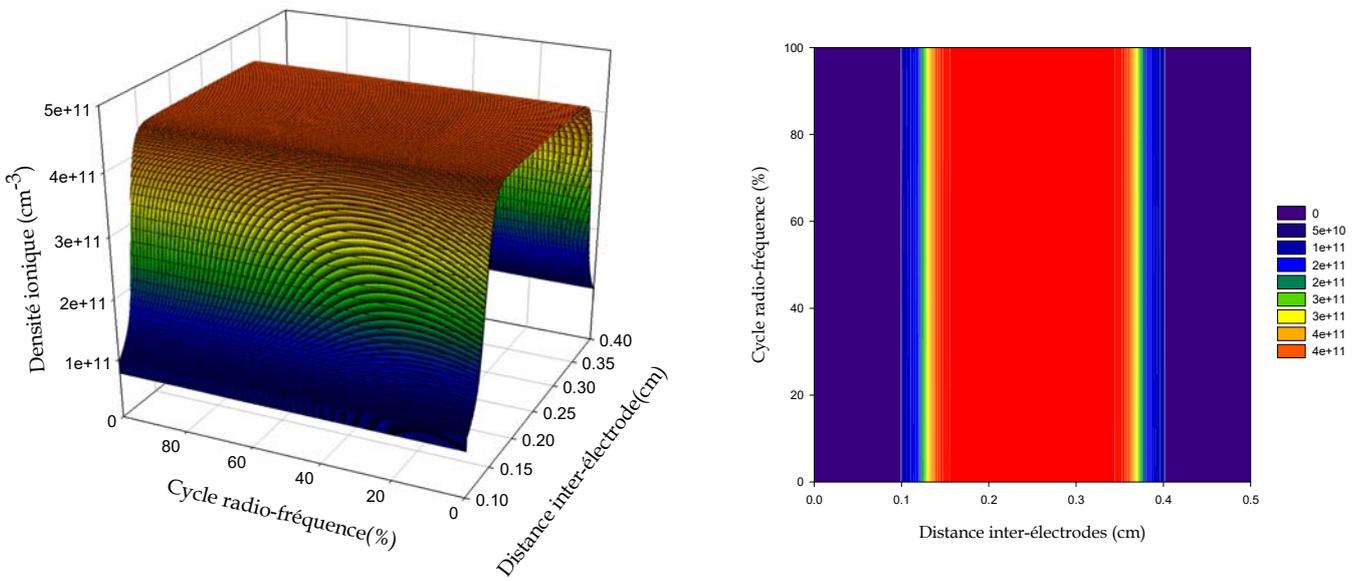


Figure III.11 : Distribution spatio-temporelle et en courbes de niveaux de la densité ionique d’une décharge DBD pour un cycle radio-fréquence exprimés en (cm^{-3}) .

III.5.3 Distribution de la température électronique

La figure (III.12) représente les distributions spatiales de la température électronique à quatre instants du cycle radio-fréquence et la figure (III.13) représente la distribution spatio-temporelle et en courbes de niveaux de la température ou encore de l'énergie électronique pour un cycle radio-fréquence. On remarque clairement la présence d'une gaine cathodique à chaque demi-cycle radio-fréquence, la température électronique est maximum dans cette région de la décharge, les électrons sont plus énergétiques à cause de la présence d'un champ électrique intense. Cette énergie accélère leurs déplacements vers la colonne positive. Avant d'atteindre la colonne positive, les électrons perdent leurs énergies en effectuant des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons. Dans la colonne positive, les électrons continuent leurs déplacements vers l'anode en cédant une quantité d'énergie relativement faible en effectuant des collisions élastiques et d'ionisations. La variation de la distribution d'énergie électronique dans cette région de la décharge est quasi linéaire. Près de l'anode, cette énergie diminue plus rapidement ceci est dû au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ électrique.

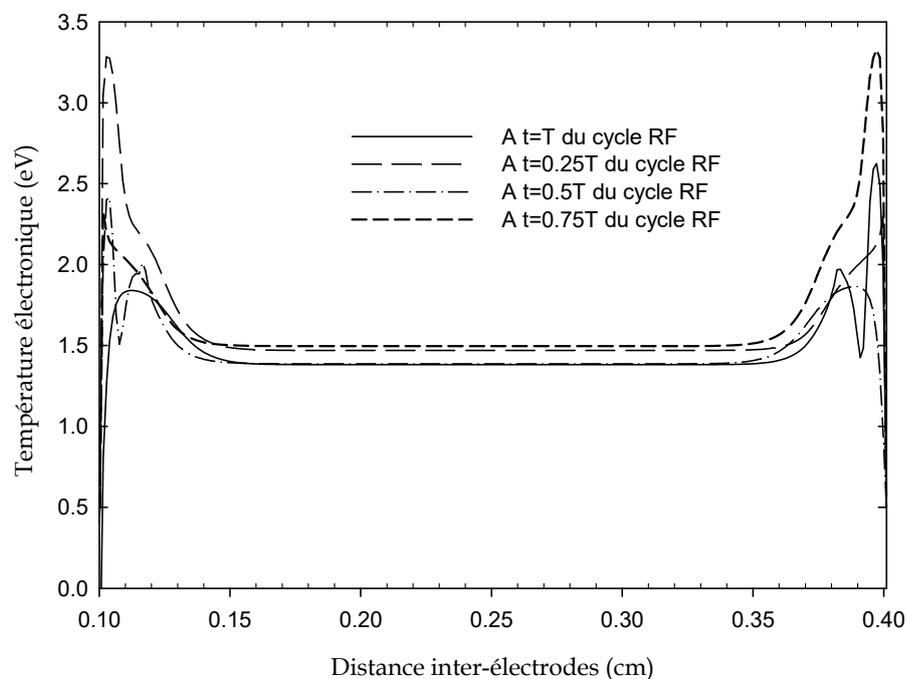


Figure III.12 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à différents instants du cycle radio-fréquence.

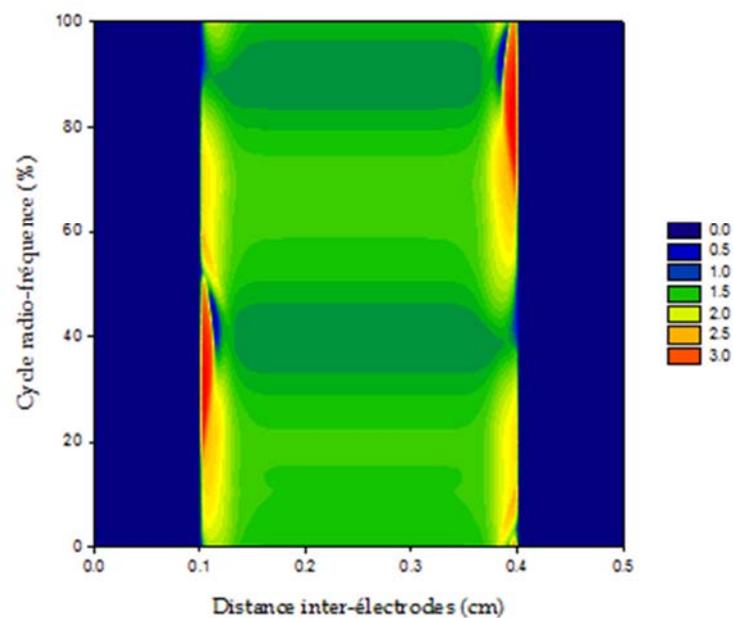
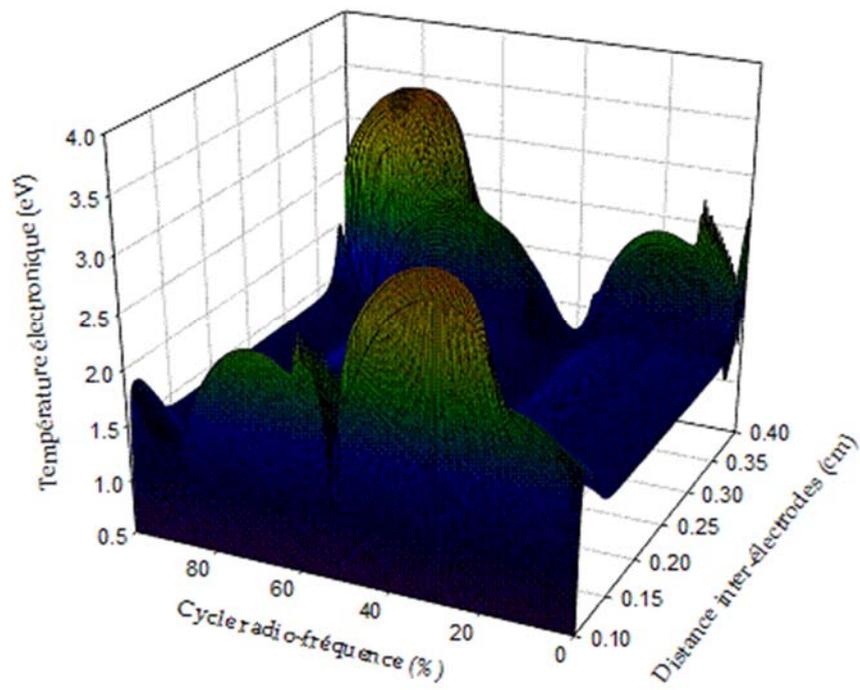


Figure III.13 : Distribution spatio-temporelle et en courbes de niveaux de la température électronique d'une décharge DBD pour un cycle radio-fréquence exprimés en (eV).

III.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons développé un code de calcul pour la simulation de la décharge DBD lumineuse radio-fréquence à pressions atmosphériques.

Connaissant les paramètres de transport, le modèle fluide peut fournir de façon rapide par simulation les fonctions de distributions spatio-temporelles des densités électronique et ionique, du potentiel électrique, du champ électrique et l'énergie électronique.

Le schéma numérique utilisé dans notre modèle est similaire à celui décrit par Scharfetter et Gummel. Les équations de transport sont discrétisées par le schéma des différences finies à flux exponentiel et l'équation de Poisson par les différences finies centrées.

Dans le chapitre suivant, nous allons effectuer une étude paramétrique pour déterminer l'influence de certains paramètres électrique et physique sur le fonctionnement de la décharge DBD radio-fréquence en régime homogène telles que la tension, la pression du gaz, la fréquence d'excitation.

CHAPITRE VI

ETUDE PARAMETRIQUE SUR LES DECHARGES DBD RADIO-FREQUENCE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

Dans le chapitre précédent, nous avons développé un code de calcul pour la résolution numérique des trois moments de l'équation de Boltzmann fortement couplés avec l'équation de Poisson. Les résultats obtenus sous forme d'illustration présentés les caractéristiques physique et électrique de la décharge à barrières diélectriques à la pression atmosphérique. Dans ce chapitre, nous allons présenter une étude paramétrique qui va nous permettre d'étudier l'influence de certains paramètres sur le comportement de la décharge DBD radio-

fréquence. Les décharges luminescentes radio-fréquence à pression atmosphérique peuvent opérer sous une large gamme de conditions. Les paramètres qui caractérisent leur régime sont la tension radio-fréquence, la pression du gaz, la fréquence d'excitation, la nature du gaz, la géométrie du réacteur et la nature des barrières diélectriques. Pendant cette étude, les conditions de calculs et les paramètres de transport introduits dans notre code sont ceux utilisés dans le chapitre III. Cette étude paramétrique sera basée sur l'influence de la tension radio-fréquence maximale appliquée, de la fréquence d'excitation et de la pression du gaz. Pour chaque paramètre étudié, nous allons présenter les variations spatio-temporelles du champ électrique, des densités de particules chargées et la température électronique. Les distributions issues de notre code 1D sont illustrées pour deux instants du cycle radio-fréquence à $t=0.25T$ et à $t=0.75T$. Ces deux instants représentent respectivement le milieu du premier et du deuxième demi-cycle radio-fréquence.

IV.1 EFFET DE LA TENSION RADIO-FREQUENCE APPLIQUEE

Dans cette première partie de notre étude paramétrique, nous allons présenter l'influence de la tension radio-fréquence maximale appliquée à l'électrode de gauche sur le fonctionnement de la décharge DBD radio-fréquence homogène à la pression atmosphérique.

Les paramètres de transport sont déjà mentionnés dans le chapitre précédent (voir tableau (III.1)). La pression du gaz est fixée à 760 Torr, la fréquence d'excitation est égale à 13.56 MHz, le coefficient d'émission secondaire électronique est égal à 0.01 et la distance inter-électrodes égale à 0.5 cm. Pour cette étude, nous allons choisir trois valeurs de la tension négative radio-fréquence qui sont respectivement égale à 0.9Kv, 1Kv, 1.2Kv.

Les figure (IV.1) et (IV.2) représentent les variations spatio-temporelles du champ électrique pour les trois différentes valeurs de la tension radio-fréquence, on remarque que à l'instant $t=0.25T$ du cycle radio-fréquence, l'électrode de gauche joue le rôle d'une cathode et à $t=0.75T$, cette électrode a maintenant la fonction d'une anode. Dans cette figure, on constate que le comportement du champ électrique est entièrement classique pour la décharge luminescente radio-fréquence. Dans la région des gaines, le champ électrique augmente avec l'accroissement de la tension radio-fréquence. Dans la région du plasma, le champ électrique est relativement nul à cause de la charge d'espace nette.

Les distributions spatio-temporelles de la densité électronique et ionique à deux moitiés du cycle radio-fréquence pour différentes valeurs de la tension négative appliquée sont représentées respectivement sur les figures de (IV.3) à (IV.5). On remarque que le comportement de la décharge luminescente est tout à fait habituel, car on distingue bien la

présence de trois régions différentes pour les trois valeurs des tensions choisies. On remarque que les électrons suivent instantanément les variations du champ électrique est cela à cause de leur faible inertie. A l'instant $t=0.25T$ du cycle radio-fréquence, la gaine cathodique est au niveau l'électrode de gauche. Cette gaine cathodique change d'emplacement pour se retrouve au niveau de l'électrode de droite à l'instant $t=0.75T$ du cycle radio-fréquence. Ces changements d'emplacement de la gaine cathodique sont dus généralement à la fois à la nature de la tension radio-fréquence appliquée et à la cinétique des particules chargées dans la décharge.

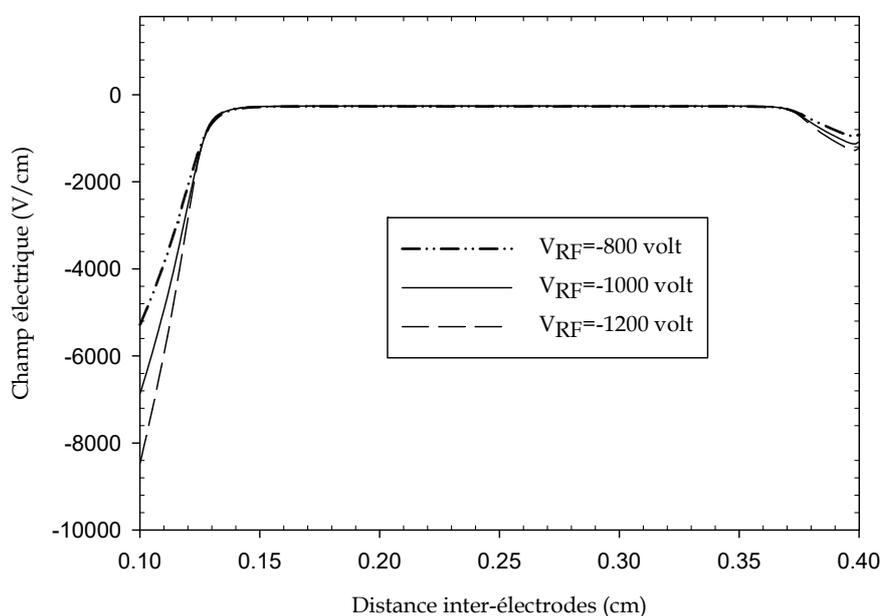


Figure IV.1 : Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

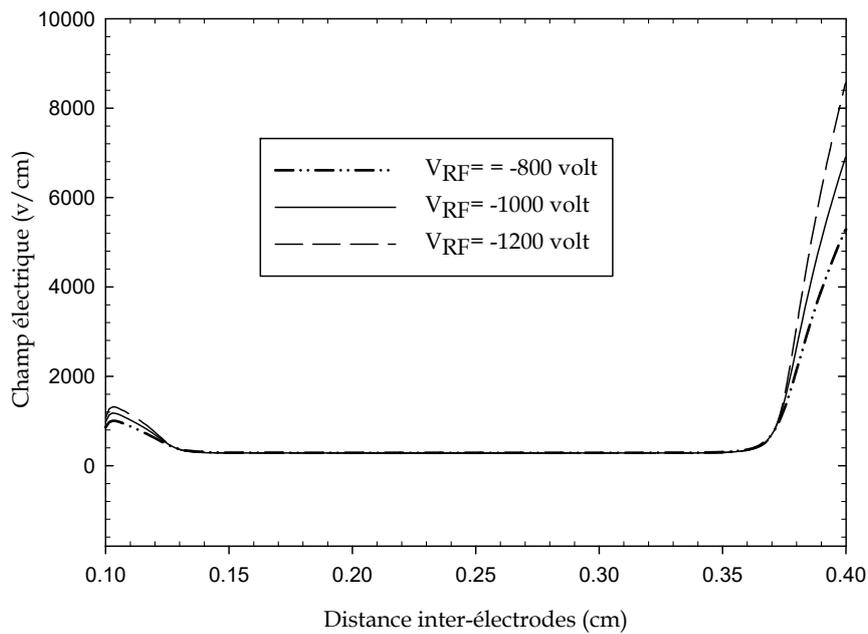


Figure IV.2 : Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

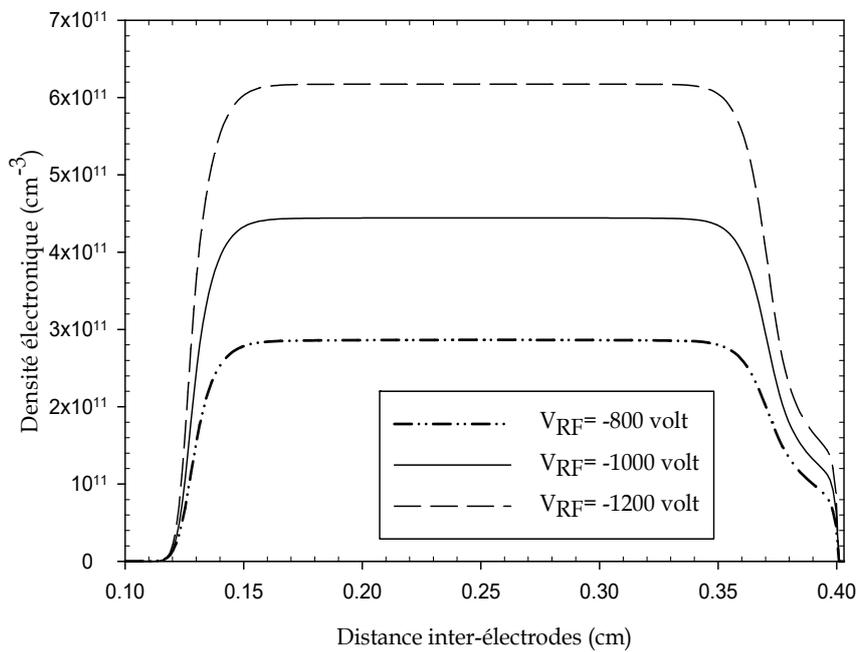


Figure IV.3 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

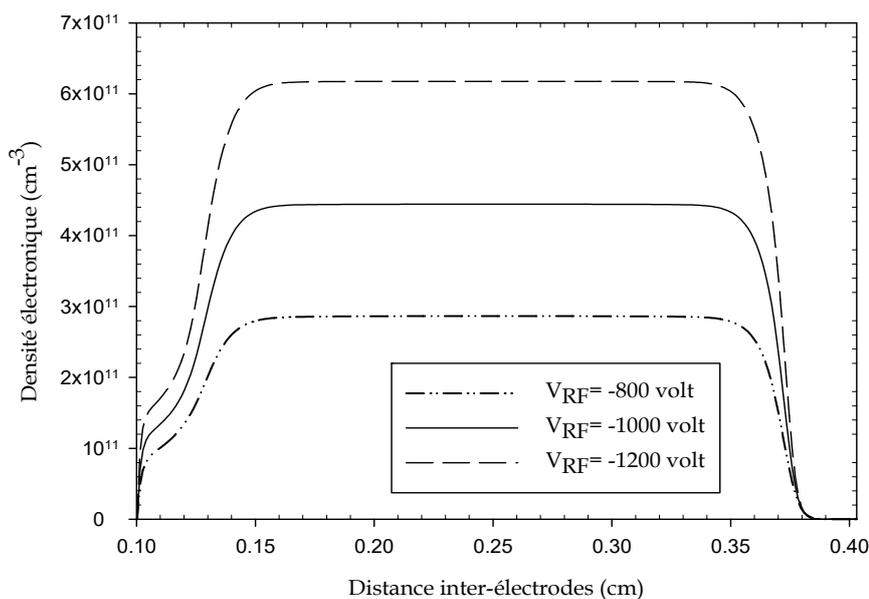


Figure IV.4 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

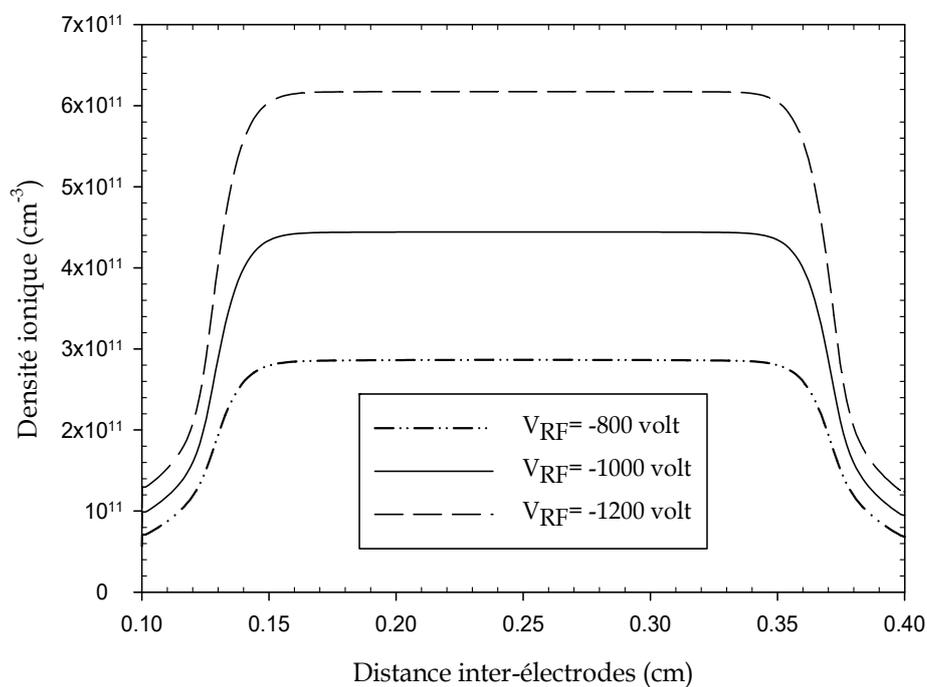


Figure IV.5 : Distributions spatiales de la densité ionique d'une décharge DBD aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

La variation de la distribution spatio-temporelle de la température électronique pour les trois valeurs de la tension appliquée choisies pour cette étude paramétrique est représentée sur les figures (IV.6) et (IV7). On remarque l'oscillation de la gaine cathodique à chaque demi-cycle radio-fréquence (à $t=0.25T$ et à $t=0.75T$) ainsi l'influence de la valeur de la tension sur le comportement de la température électronique apparaît clairement dans la région cathodique de la décharge lumineuse. Cet accroissement de température est dû essentiellement à l'augmentation du champ électrique qui règne dans cette région. Ce qui permet aux électrons produits par émission secondaire sous l'effet du champ électrique d'être plus énergétiques pour effectuer des collisions ionisantes avec les neutres du gaz avant d'atteindre la colonne positive.

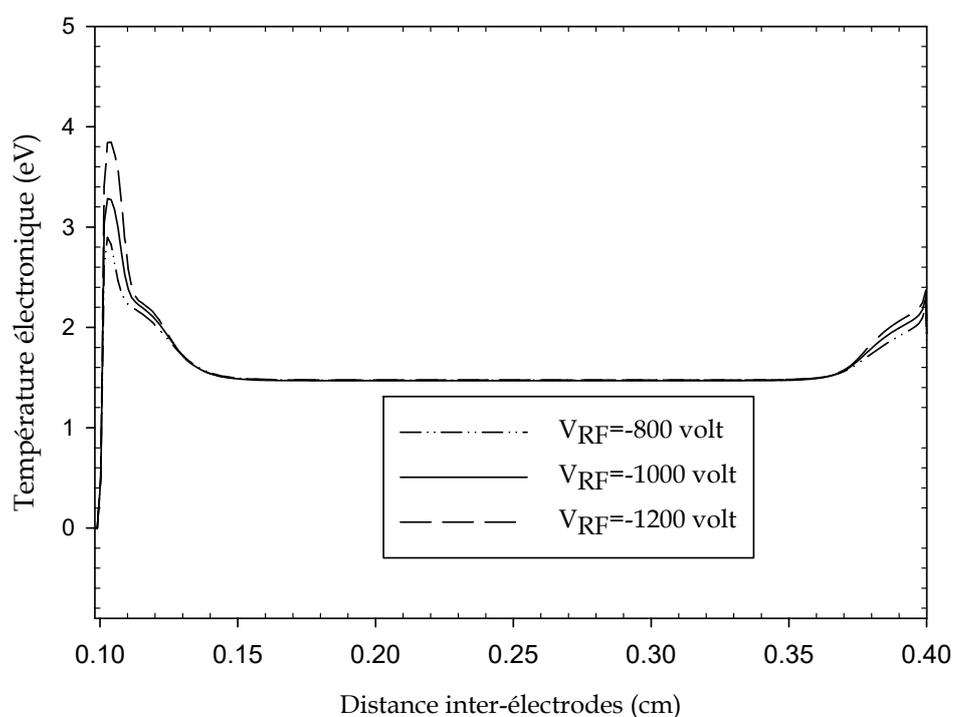


Figure IV.6 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

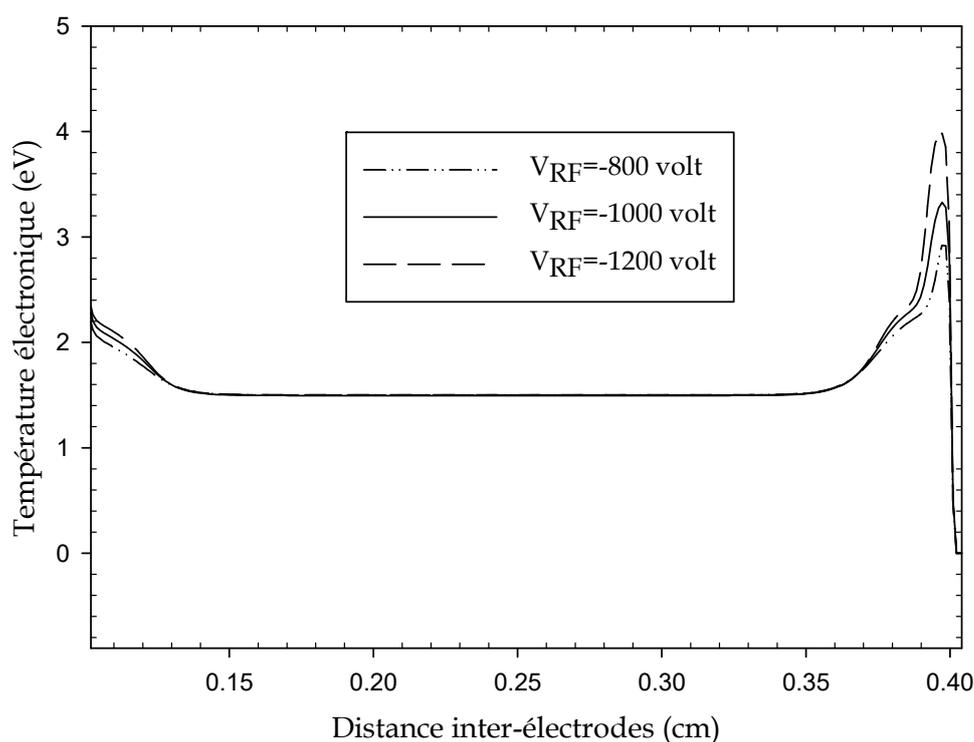


Figure IV.7 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la tension radio-fréquence appliquée.

IV.2 EFFET DE LA FREQUENCE D'EXCITATION

Dans cette partie, nous avons donc étudié la variation des divers paramètres en faisant varier la fréquence d'excitation. Pour cela, on a choisi trois différentes valeurs 10, 13.65 et 15 MHz, dans les mêmes conditions que précédemment, c'est-à-dire la pression du gaz est fixée à 760 Torr, le coefficient d'émission secondaire électronique est égal à 0.01, la distance inter-électrodes égale à 0.5 cm. Une augmentation de la fréquence entraîne l'augmentation de l'amplitude maximale du champ électrique, les figures (IV.8) et (IV.9) représentent les distributions spatio-temporelles du champ électrique aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ du cycle radio-fréquence pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation. On constate que les distributions du champ électrique ont des profils caractérisant la présence d'une décharge luminescente dans l'espace inter-électrodes. Dans la région cathodique, on remarque que le champ électrique est fonction de la valeur de la fréquence d'excitation. Par contre, dans la colonne positive et dans la région anodique, le champ électrique est indépendant de la

fréquence d'excitation. Ceci est expliqué par la présence d'une charge d'espace nette très négligeable par rapport à celle qui se trouve dans la région cathodique.

Les figures de (IV.10) à(IV.12) représentent respectivement les distributions spatio-temporelles des densités électronique et ionique pour une décharge DBD aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ en fonction des différentes valeurs de la fréquence d'excitation. Les résultats obtenus pour les trois valeurs de la fréquence d'excitation montrent clairement la présence d'une décharge lumineuse caractérisée par la présence de trois régions: cathodique, colonne positive et anodique. On remarque que la surface occupée par la colonne positive devienne relativement importante avec l'augmentation de la fréquence d'excitation. Alors que la surface du plasma est proportionnelle à la fréquence d'excitation. Ce phénomène d'expansion entraîne des compressions au niveau de la région des gaines de la décharge. La densité des ions est relativement plus importante que celle des électrons dans les gaines.

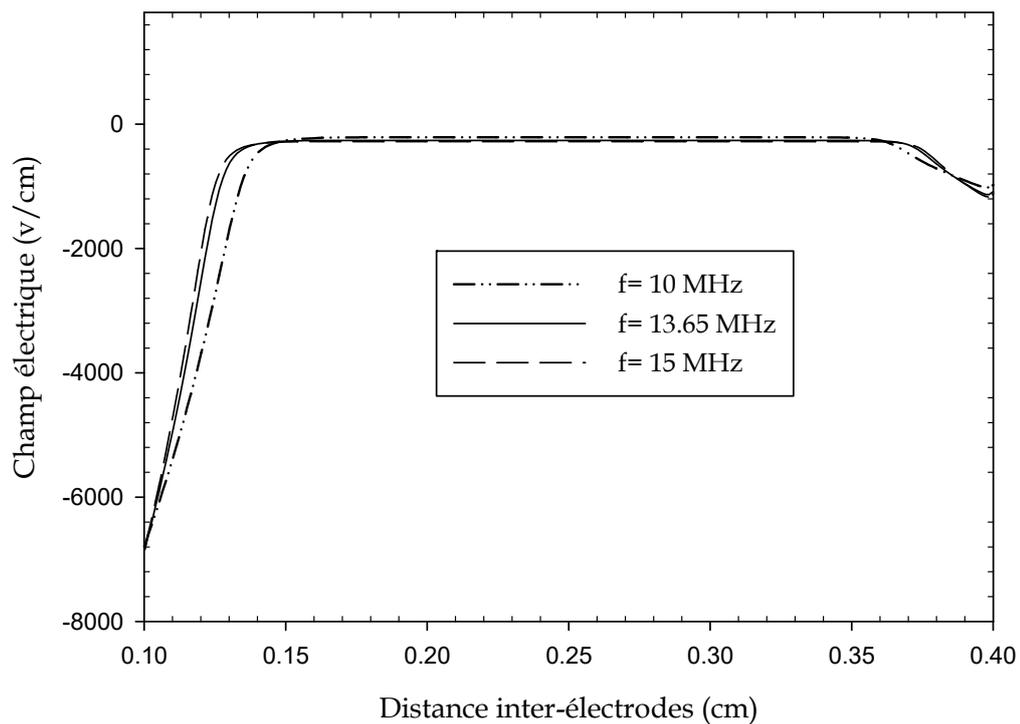


Figure VI.8: Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

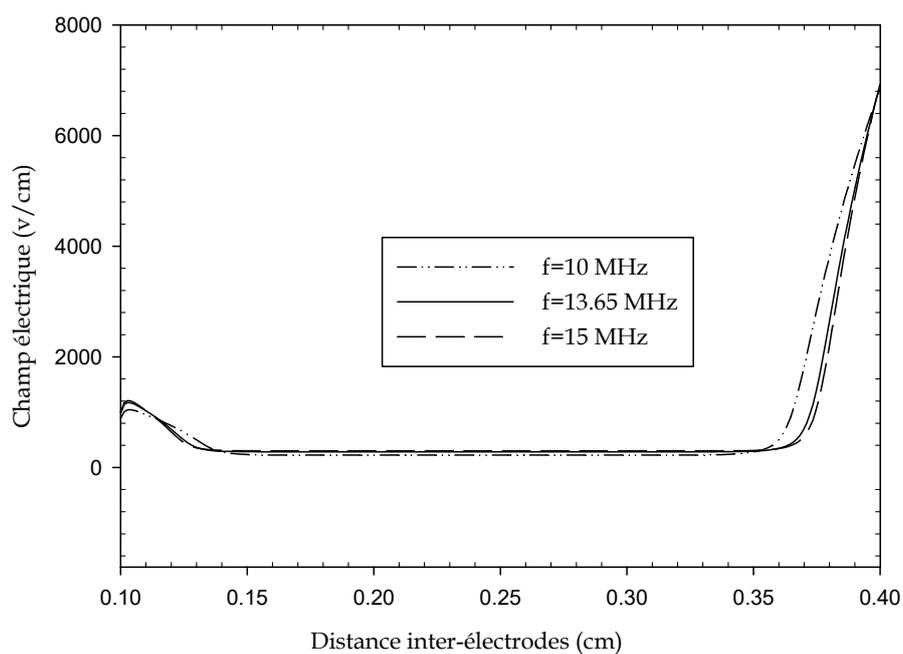


Figure IV.9 : Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

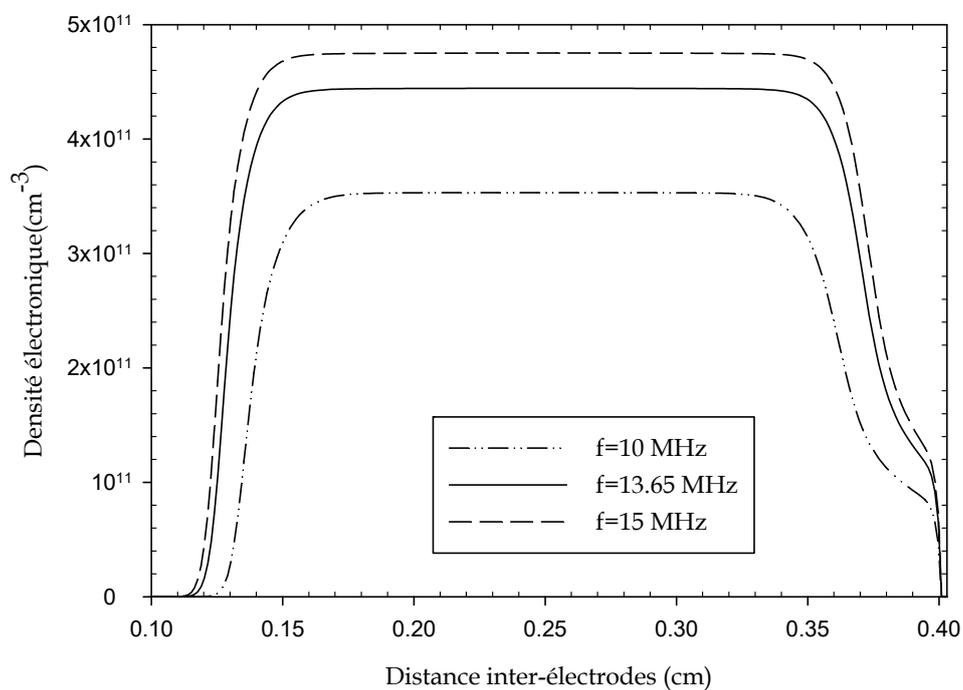


Figure IV.10 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

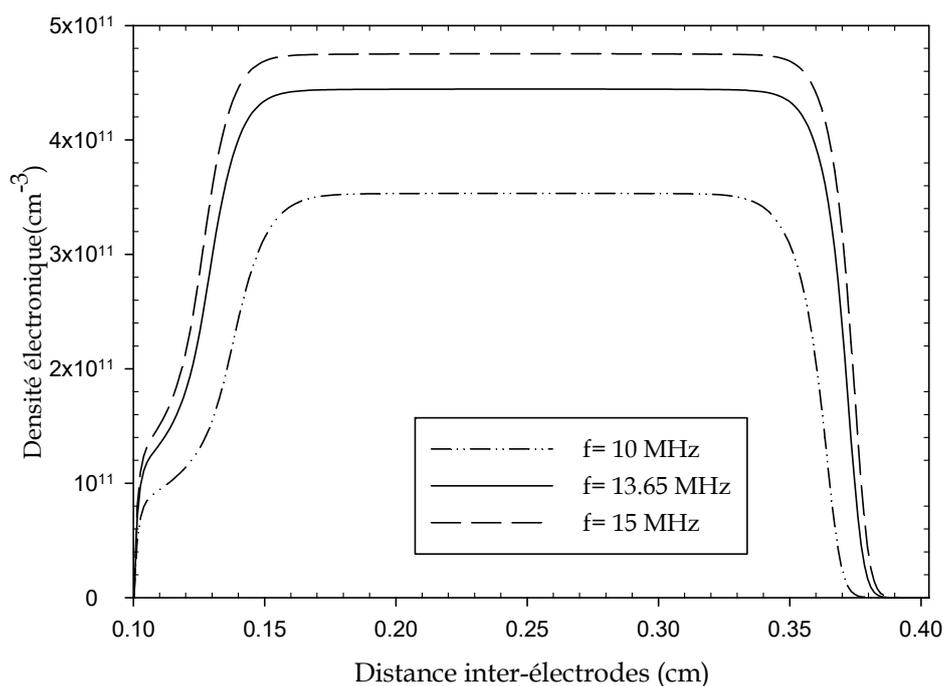


Figure IV.11 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

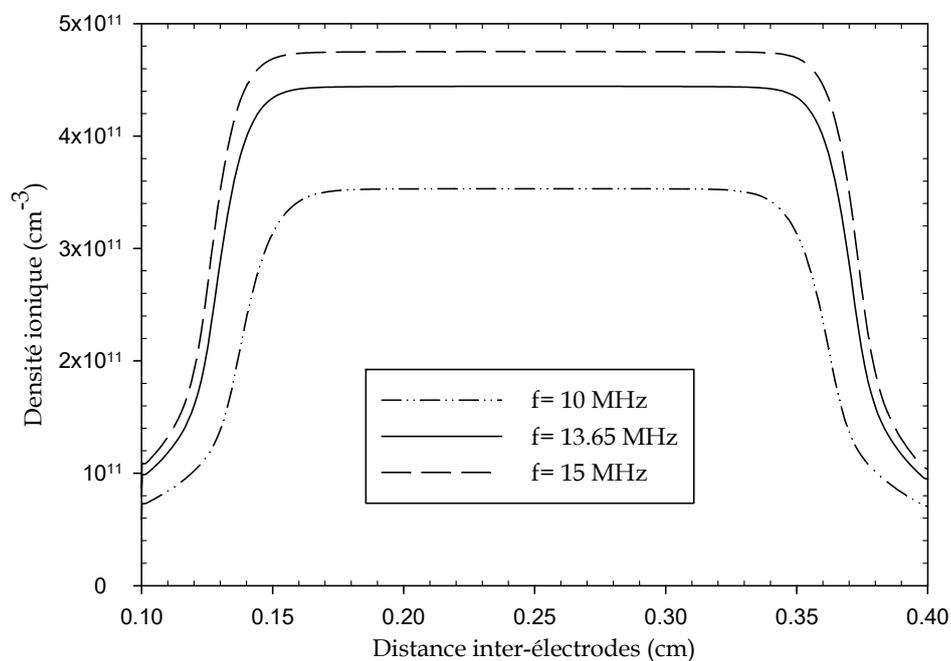


Figure IV.12 : Distributions spatiales de la densité ionique aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

Les figures (IV.13) et (IV.14) représentent l'effet de la fréquence d'excitation sur les distributions spatio-temporelles de la température électronique pour deux instants du cycle radio-fréquence. On remarque que le comportement de la décharge DBD radio-fréquence est tout à fait habituel, car on distingue bien la présence de trois régions différentes pour les trois valeurs de fréquences d'excitation. D'après ces figures, on constate que la température des électrons augmente légèrement avec l'augmentation de la fréquence d'excitation dans la région de la colonne positive. Cet accroissement de température est dû essentiellement à une légère augmentation du champ électrique dans cette région. Dans les régions cathodique et anodique, la température des électrons est quasi indépendante de la valeur de la fréquence d'excitation du potentiel radio-fréquence à cause la faible variation du champ électrique qui dans ces régions.

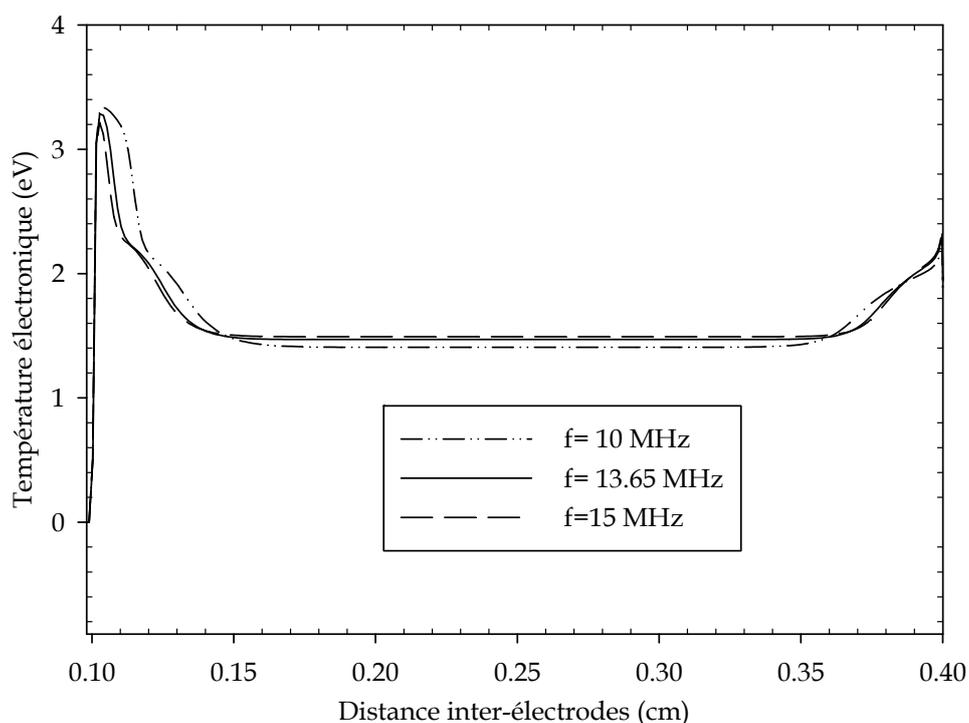


Figure IV.13 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

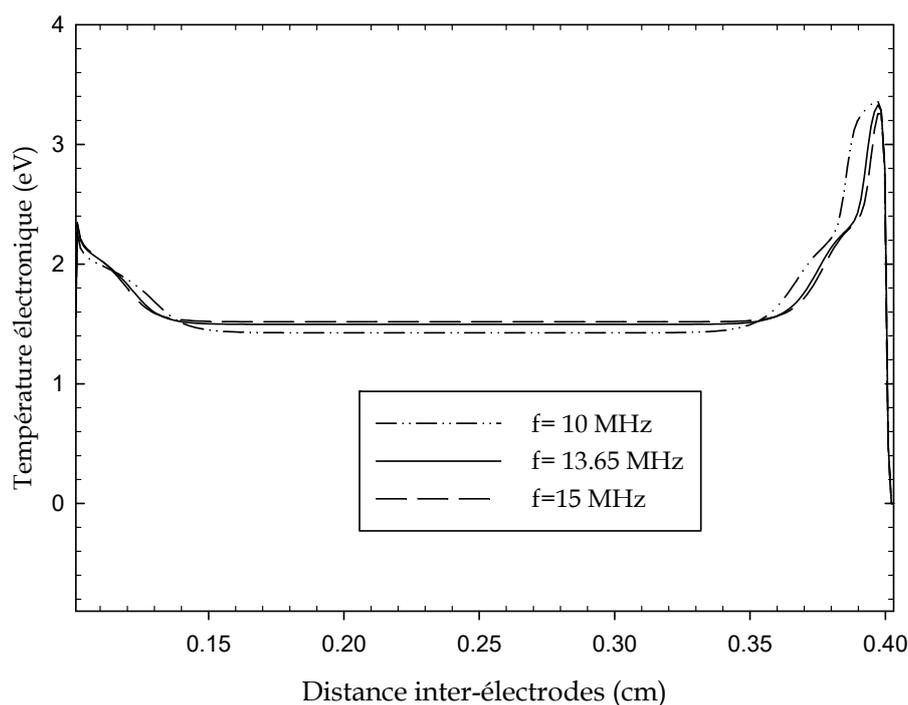


Figure IV.14 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

IV.3 EFFET DE LA PRESSION DU GAZ

Nous allons présenter dans ce paragraphe, l'influence de la pression du gaz sur les caractéristiques de la décharge DBD radio-fréquence à haute pression. Pour cette étude paramétrique nous avons choisi trois valeurs de la pression du gaz : 660, 760 et 860 Torr. La tension radio-fréquence maximale est maintenue à 1 kV. La distance inter-électrodes et le coefficient d'émission secondaire électronique sont toujours égales respectivement à 0.5 cm et 0.01. L'influence de la pression du gaz sur les distributions spatio-temporelles du champ électrique de la décharge DBD aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ sont représentées sur les figures (IV.15) et (IV.16). On remarque que les distributions du champ électrique ont des profils caractérisant la présence d'une décharge luminescente dans l'espace inter-électrodes. Le champ électrique est important dans la région des gaines à cause de la différence de la charge d'espace nette dans cette région. Par contre, dans la région du plasma, le champ électrique est quasi nul. D'après ces figures, on constate que l'influence des valeurs choisies de la pression pour cette étude sur les distributions spatiales du champ électrique de la décharge DBD radio-fréquence est relativement négligeable.

Les figures de (IV.17) à (IV.19) représentent les distributions spatiales de la densité électronique et ionique aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ d'une décharge DBD pour les trois valeurs de la pression du gaz: 660, 760 et 860 Torr. Les résultats obtenus montrent clairement la présence d'une décharge lumineuse qui est caractérisée traditionnellement par la présence de trois régions: la région des gaines cathodique et anodique et la région de la colonne positive.

Les distributions spatiales de la température électronique aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ pour les trois valeurs de la pression du gaz sont représentées sur les figures (IV.20) et (IV.21), dans lesquelles on remarque que l'effet de la variation de la pression est relativement faible dans la région cathodique de la décharge DBD, la température des électrons diminue légèrement en fonction de l'augmentation de la pression du gaz. Dans les décharges DBD, l'augmentation de la pression est accompagnée par une diminution du libre parcours moyen qui a pour conséquence l'accroissement de probabilité pour que les électrons émis de la cathode effectuent des collisions d'ionisation endothermique, à cet effet, les électrons n'auront pas assez d'espace pour acquérir suffisamment d'énergie entre deux collisions successives sous l'effet du champ électrique.

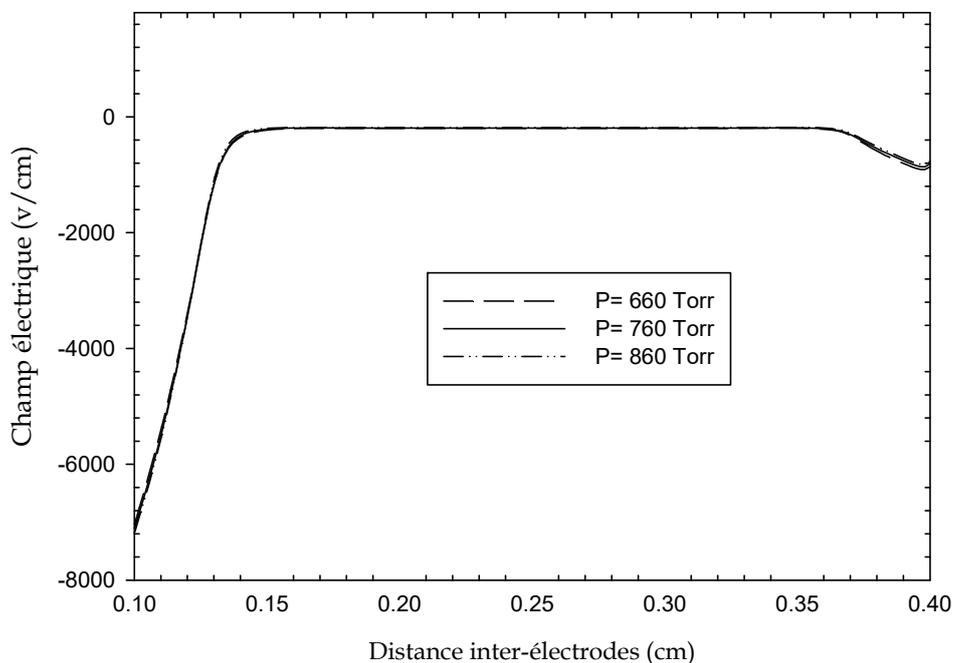


Figure IV.15 : Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

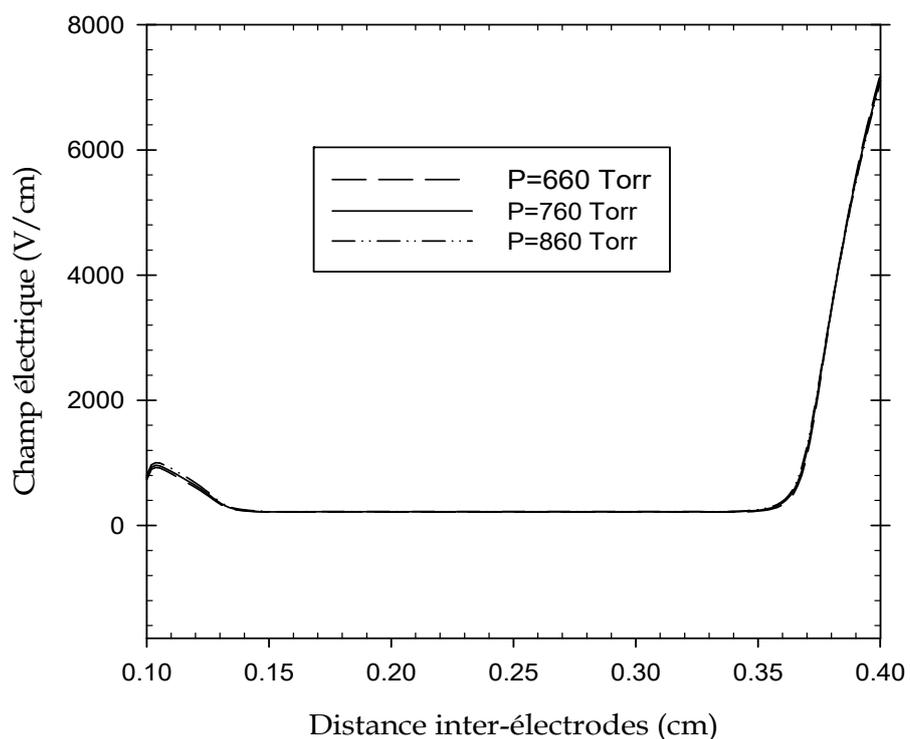


Figure IV.16 : Distributions spatiales du champ électrique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

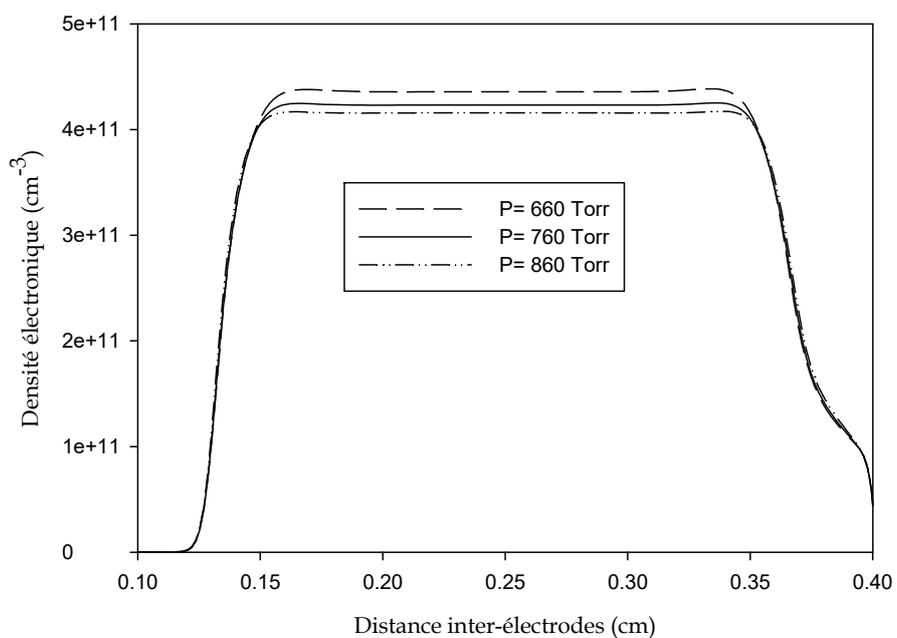


Figure IV.17 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

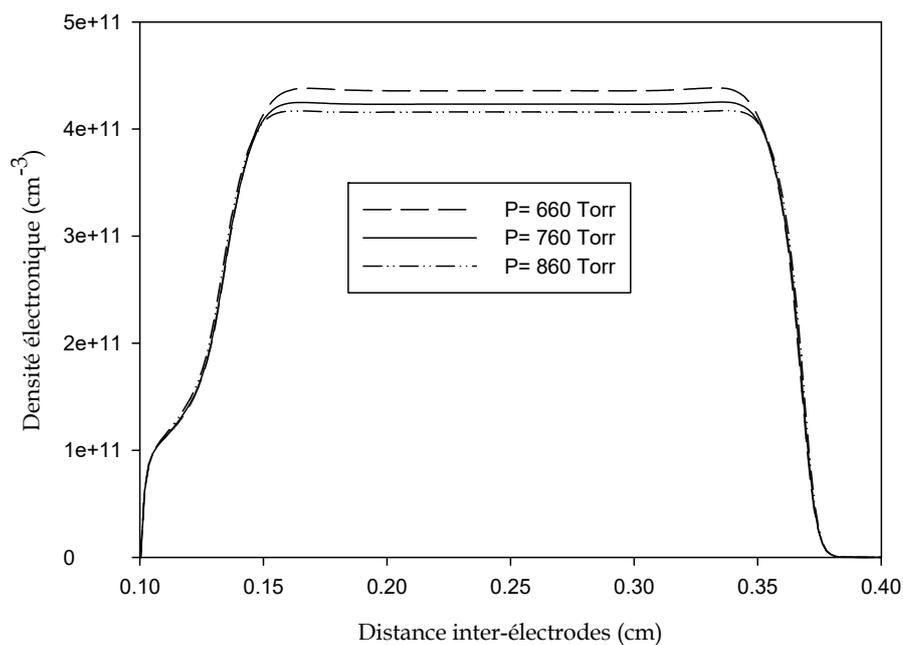


Figure IV.18 : Distributions spatiales de la densité électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

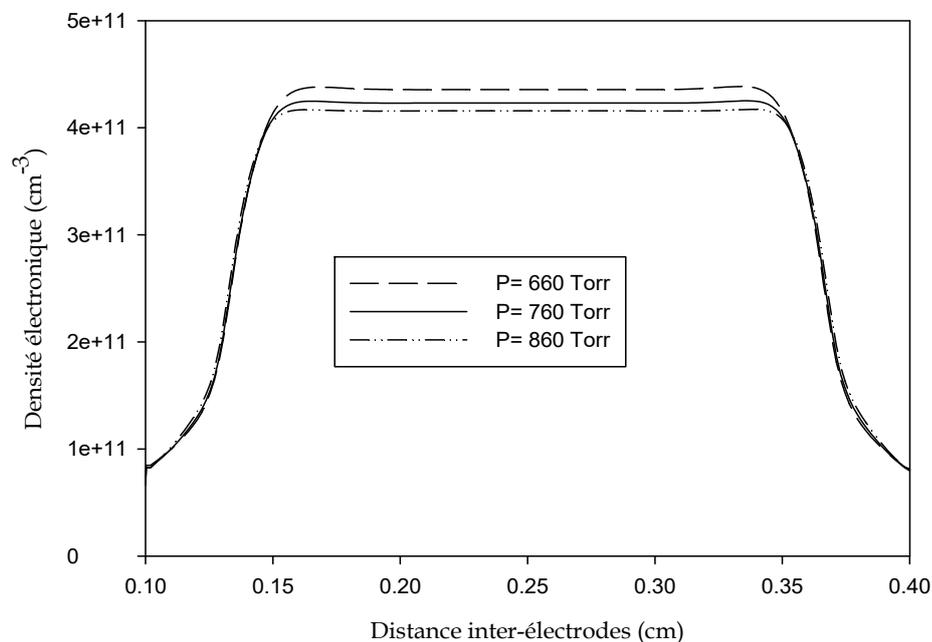


Figure IV.19 : Distributions spatiales de la densité ionique d'une décharge DBD aux instants $t=0.25T$ et $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

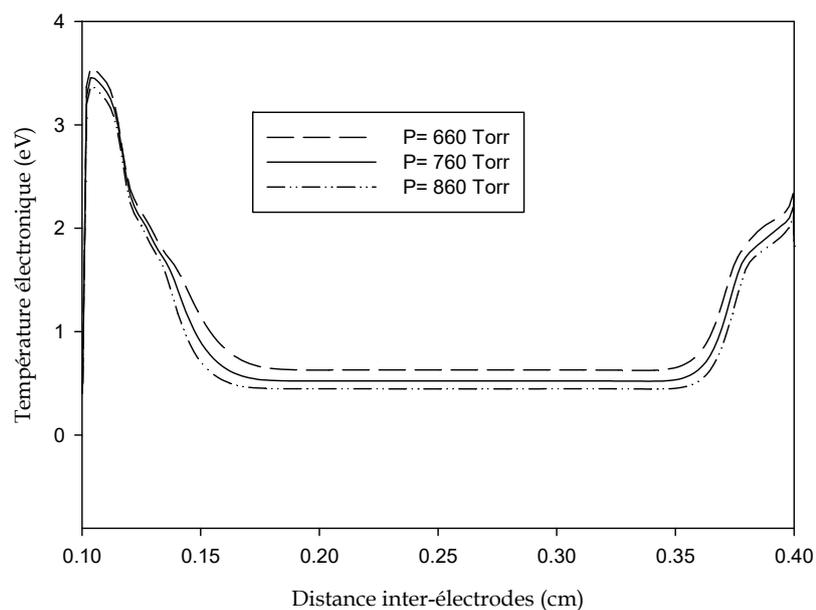


Figure IV.20 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.25T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

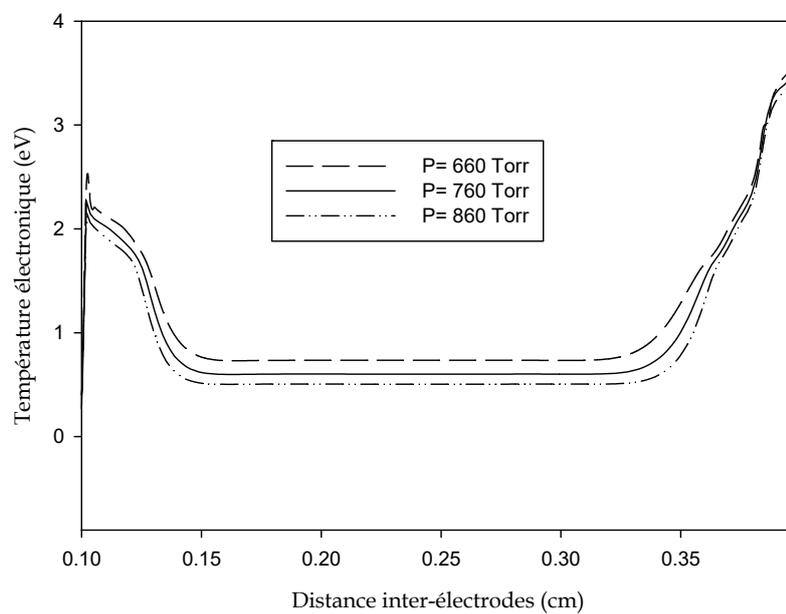


Figure IV.21 : Distributions spatiales de la température électronique d'une décharge DBD à l'instant $t=0.75T$ pour différentes valeurs de la pression du gaz.

IV.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons effectué une étude paramétrique sur le comportement de la décharge DBD radio-fréquence en régime homogène. Cette étude, nous a permis de mettre en lumière l'influence de certain paramétrique sur les caractéristiques physique et électrique de ce type de décharge. Les résultats issus de notre code numérique réalisé dans le cadre de cette thèse, sont globalement en bon accord avec les caractéristiques de la décharge DBD radio-fréquence de la littérature. Pour cela, nous avons présenté les variations spatio-temporelles des densités électronique et ionique, du potentiel électrique et du champ électrique, et température électronique en fonction des paramètres opératoires comme : la valeur de tension d'alimentation, la fréquence d'excitation, et la pression.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'objectif initial de cette thèse est de réaliser un code numérique pour la résolution des équations de transport du modèle fluide d'ordre 2 propres aux décharges DBD radio-fréquence à pression atmosphérique. Le couplage auto-cohérent des équations de transport avec l'équation de Poisson nous ont permis d'étudier et de mettre en évidence la dynamique des particules chargées dans la décharge électrique pour déterminer les différents mécanismes physique et électrique régissant ce type de décharge.

Les résultats de calcul issus de notre code 1D tels que les densités électronique, ionique, le champ électrique, le potentiel électrique et la température électronique sont des informations fondamentales concernant les domaines inexplorés expérimentalement et une aide efficace pour la caractérisation de la décharge électrique dans sa globalité.

Pendant la réalisation de ce travail, on a pris connaissance que la modélisation numérique apparaît de plus en plus comme une alternative, ou de moins, comme une aide précieuse à la démarche expérimentale.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté une description générale sur les plasmas hors-équilibres ainsi qu'un aperçu sur quelques notions fondamentales concernant les phénomènes physiques liés aux décharges électriques tels que les processus physico-chimiques internes, les paramètres caractéristiques d'un plasma, la création des décharges électriques à partir des différentes sources d'énergie. Après nous avons cité les différents types de décharges électriques à pression atmosphériques ainsi que leurs applications dans des différents domaines industriels.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les diverses approches qui ont été développées pour élaborer des modèles de décharges DBD radio-fréquence à la pression atmosphérique en insistant sur les modèles physiques. Il s'agit des modèles macroscopiques ou fluides, microscopiques ou particuliers, et hybrides qui sont basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann. Les modèles particuliers (modèles cinétiques) nécessitent de plus la connaissance de nombreuses données de base, en particulier les sections efficaces de collisions électrons-molécules et/ou ions-molécules qui ne sont pas toujours disponibles dans la littérature. Dans les modèles fluides, les propriétés des particules chargées sont caractérisées par des grandeurs moyennes. Le couplage entre la cinétique des particules chargées et la distribution du champ électrique est plus simple à réaliser d'un point de vue numérique que dans le cas de modèles cinétiques.

Le troisième chapitre est consacré au développement et la mise au point du modèle fluide d'ordre 2 monodimensionnel. Ce modèle est suffisant pour donner les caractéristiques de la décharges DBD dans les conditions de pression de gaz relativement élevée et de libres parcours des particules chargées courtes par rapport aux dimensions caractéristiques du problème. A cet effet, nous avons introduit les équations de conservation des particules chargées à résoudre. Ce sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et d'énergie qui sont couplées à l'équation de Poisson pour tenir compte de la charge d'espace des particules chargées dans la décharge DBD à la pression atmosphérique. Les approximations des équilibres physique et électrique de l'énergie locale et du champ local ont été utilisées pour assurer la fermeture du système d'équations.

Dans ce travail, le système d'équations du modèle fluide est discrétisé par la méthode des différences finies. Les équations de transport et l'équation d'énergie électronique sont résolues à l'aide d'une approche utilisant un schéma flux exponentiel. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons illustré les profils en 1D des caractéristiques physique et électrique de la décharge DBD radio-fréquence à la pression atmosphérique dans le cas d'un

gaz électropositif l'Argon. Il s'agit des distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées, du potentiel, du champ électrique et de la température des électrons.

En effet, par la simulation on obtient des réponses rapides concernant les effets de tous les différents paramètres opératoires. Dans le quatrième chapitre nous avons étudié l'évolution spatio-temporelles et le comportement de la décharge DBD radio-fréquence en fonction des paramètres opératoires tels que : la tension radio-fréquence maximale, la pression du gaz et la fréquence d'excitation radio-fréquence. Cette étude nous a permis d'avoir une meilleure compréhension sur les mécanismes fondamentaux intervenants dans l'apparition de la décharge DBD radio-fréquence à la pression atmosphérique en régime homogène.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A

[An-1] Anne-Marie POINTU, Jérôme PERRIN et Jacques JOLLY « Plasmas froids de décharge Applications et diagnostic » Techniques de l'Ingénieur D 2 835.

[An-2] Anne-Marie POINTU, Jérôme PERRIN et Jacques JOLLY « Plasmas froids de décharge Propriétés électriques » Techniques de l'Ingénieur D 2 830.

[Au-1] P. Audier « Etude d'une décharge a barrière diélectrique surfacique Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012 » Thèse de l'université d'Orléans 6 décembre 2012

B

[Ba-1] R.BAZINETTE « Effet de la forme d'excitation électrique sur une décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique et application au dépôt de couche mince » Thèse de l'université de PAU et des pays de L'ADOUR 3 mai 2016.

- [Ba-2] N. BALCON « Atmospheric pressure Radio Frequency discharges, diagnostic and numerical modeling » Thèse de l'Université de Paul Sabatier Toulouse III, 28 Novembre 2007.
- [Ba-3] N. BLCON, G. J. M. Hagelaar and J. P. Boeuf « Numerical Model of an Argon Atmospheric Pressure RF Discharge », IEEE Trans. plasma. Sci, Vol 36, N° 5, 2782-2787, Octobre 2008.
- [Ba-4] N. BLCON, A. Aanesland, and R. Boswell « Pulsed RF discharges, glow and filamentary mode at atmospheric pressure in argon » Plasma Sources Science and Technology 16, 217-225 (2007).
- [Be-1] A. BERCHTIKOU « Décharges à barrière diélectrique dans l'hélium et le néon à la pression atmosphérique » Thèse de l'Université MONTRÉAL, DÉCEMBRE 2010
- [Be-2] D. BENYOUCEF « Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques », Thèse de l'Université de Paul Sabatier Toulouse, 10 Mai 2011.
- [Be-3] N. Benaired, A. Hennad « Three-dimensional modelling of filamentary discharge using the SG Scheme coupling at time splitting method » PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY, ISSN 0033-2097, R. 89 NR 1a/2013.
- [Be-4] Benoît BERNECKER « Formation de structures et phénomènes d'auto organisation dans les Décharges à Barrière Diélectrique » Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse III, Le 6 septembre 2010.
- [Bo-1] Boeuf, J.-P. « Numerical model of RF glow discharges ». Physical Review A 36(6), 2782 1987.
- [Bo-2] M. BOUZIDI « Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance » Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 12 décembre 2013.
- [Bo-3] J. BOEUF « Modélisation de la cinétique électronique dans un gaz faiblement ionisé » Thèse de l'Université PARIS SUD CENTRE D'ORSAY, 21 juin 1985.
- [Bo-4] X.BONNIN « Alimentation électrique des dispositifs de décharge a barrière diélectrique » Thèse de l'université de Toulouse 10 décembre 2014.

C

- [Ca-1] R. J. Carman and R.P. Mildren « Electron energy distribution functions for modelling the plasma kinetics in dielectric barrier discharges », J. Phys. D: Appl. Phys, pp 99, 33, August 2000.

[Ch-1] P. Chabert and Nicholas Braithwaite « Physics of Radio-Frequency Plasmas», Cambridge University Press, 2011.

[Ch-2] Y.H. Choi , J.H. Kim, Y.S. Hwang « One-dimensional discharge simulation of nitrogen DBD atmospheric pressure » plasma Thin Solid Films 506–507 (2006) 389– 395

D

[Du-1] M. Dufresne « Fluid model of dielectric barrier gas discharge » Thèse de l'Université MONTRÉAL, Mai 1997

[Di-1] Dian chun Zheng, Chuntian Chen, Lianxing Zhang, Zhonglin Zhang « Dynamic behaviors of barrier discharge in air-dielectric at atmospheric pressure » 2011 The 6th International Forum on Strategic Technology.

[Do-1] T. Doanh LE « Etude d'une décharge à barrière diélectrique établie dans un mélange gaz rare halogène » thèse de l'Université Toulouse III-Paul Sabatier 31 janvier 2011.

E

[En-1] I. ENACHE « Etude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend a pression atmosphérique» Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 26 novembre 2007.

[El-1] M. H. Elghazaly, S. Solyman « Electron impact ionization and excitation rate coefficients in the negative glow region of a glow discharge» Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 103 (2007), 260–271.

G

[Gu-1] G. DJILLALIA « MODELISATION D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE ENTRETENUE PAR UN TERME SOURCE CONSTANT» Thèse de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf.

[Gr-1] D. B. Graves and K. F. Jensen, « A continuum model of dc and RF discharges » IEEE Trans. On plasma Sci., 78, 1986.

[Cr-1] A. Crestetto « Optimisation de méthodes numériques pour la physique des plasmas. Application aux faisceaux de particules chargées » Thèse de doctorat de l'Université de Strasbourg 2012

[Cr-2] E. Croquesel « Décharges contrôlées par barrière diélectrique dans l'argon et l'azote à la pression atmosphérique. Application à l'adhérence du polypropylène ». Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier. 2001.

H

[Ha-1] E. Habel, B. Kraloua and A. Hennad « Two-dimensional modeling RF glow discharge at low pressure » PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY, ISSN 0033- 2097, R. 93 NR 5/2017.

[Ha-2] Hagelaar, G. J. M. and L. C. Pitchford (2005) « Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models » Plasma Sources Science and Technology 14, 722-733. BOLSIG+, electrons Boltzmann equation solver www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr.

[Ha-3] Hammond, E. P. (2002) « A numerical method to simulate radio-frequency plasma discharges » Journal of Computational Physics 176, 402.

[Ha-4] E. Habel « Modélisation bidimensionnelle des décharges Radio-fréquences à basse pression » thèse de Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf 12 février 2015.

[He-1] N.HEIM « Phénomène d'auto-organisation dans une décharge a barrière diélectrique » Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 30 septembre 2016.

I

[Iz-1] E. Izquierdo « Étude théorique et expérimentale de décharges électriques à haute pression et faible courant en milieu non-réactif et réactif appliqué à la synthèse d'hydrocarbures » Thèse de L'école nationale supérieure des mines de paris 11 décembre 2008

J

[Je-1] S. Jean-Philippe « Contrôle du point de fonctionnement des décharges électriques par l'intermédiaire de leur alimentation » thèse de l'institut national polytechnique de toulouse 18 novembre 2005.

[Jo-1] J. JOLIBOIS « Etude et développement d'un actionneur plasma à décharge a barrière diélectrique - application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile » Thèse de l'Université de Poitiers, 3 décembre 2008.

[Ji-1] Jian jun Shi and Michael G. Kong, Senior Member « Mode Characteristics of Radio-Frequency Atmospheric Glow Discharges » IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 33, NO. 2, APRIL 2005

K

[Kr-1] B. KRALOUA « Modélisation bidimensionnelle des décharges électriques a basse pression : modelé fluide du deuxième ordre » Thèse de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf.

[Ko-1] U. Kogelschatz (2000) « Filamentary and diffuse barrier discharges » *Obere Parkstr.* 8, 5212.

[Ko-2] U. Kogelschatz (2003) « Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications» *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 23(1), 0272- 4324.

L

[La-1] C Lazarou, D Koukounis, A S Chipper, C Costin, I Topalaand G E Georghiou « Numerical modeling of the effect of the level of nitrogen impurities in a helium parallel plate dielectric barrier discharge» *Plasma Sources Sci. Technol.* 24 (2015) 035012 (13pp).

[La-2] A.Labergue « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas - Application au contrôle de décollements d'écoulements » Thèse de l'Université de Poitiers 25 avril 2002.

M

[Ma-1] G.MARJORIE « Modélisation et caractérisation expérimentale d'un procédé de dépôt de couches minces d'oxyde de silicium en plasma radiofréquence O_2 /HMDSO à basse pression » Thèse de l'école des Mines de Nancy, 9 septembre 2004

[Ma-2] Massines, F., N. Gherardi, N. Naudé, and P. Segur (2005) « Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere » *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47(12B), B577-B588.

[Ma-3] Massines, F. and G. Gouda (1998) « A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure» *Journal of Physics D: Applied Physics* 31, 3411.

[Ma-4] Massines, F., A. Rabehi, P. Decomps, R. B. Gadri, P. Ségur, and C. Mayoux (1998) « Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier ». *Journal of Applied Physics* 83(6), 2950.

[Mo-1] S. Y. Moon, W. Choe, and B. K. Kang « A uniform glow discharge plasma source at atmospheric pressure » *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 2, p. 188, Jan. 2003S.

[Mo-2] M. Moravej, X. Yang, G. R. Nowling, J. P. Chang, and R. F. Hicks « Physics of high-pressure helium and argon radio-frequency plasmas » JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 96, NUMBER 12 15 DECEMBER 2004.

N

[Na-1] N.NAUDE « Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience » Thèse de l'Université de Paul Sabatier Toulouse III, 21 octobre 2005.

[No-1] B. Noureddine « Modélisation hydrodynamique en 3d d'une décharge filamentaire a haute pression » thèse de l'université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf 2013.

R

[Ro-1] Roth, J. R., J. Rahel, X. Dai, and D. M. Sherman (2005) « The physics and phenomenology of one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP) reactors for surface treatment applications » Journal of Physics Applied Physics 38, 555–567.

S

[Se-1] P. Seimandi « Modélisation mathématique et numérique de décharges couronnes pour le contrôle d'écoulements » Thèse de l'Université de Toulouse décembre 2010

[Su-1] A. Sublet « Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium » Thèse de L'école polytechnique fédérale de Lausanne, 22 juin 2007.

[Sh-1] Shi, J., X. Deng, R. Hall, J. Punnett, and M. Kong (2003) « Three modes in a radio frequency atmospheric pressure glow discharge » Journal of Applied Physics 94, 6303.

[Sh-2] Shi, J. and M. Kong (2004) « Mechanisms of the α and γ modes in radio frequency atmospheric glow discharges » Journal of Applied Physics 97, 023306.

[Sh-3] Shi, J., D. Liu, and M. Kong (2006) « Plasma stability control using dielectric barriers in radio-frequency atmospheric pressure glow discharges » Applied Physics Letters 89, 081502.

[Sc1] L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices 16, 64 (1969)

T

[Te-1] H. Tebani, A. Hennad, « three-dimensional modelling of the DC glow discharge using the second order fluid model » PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY, ISSN 0033-2097, R 89 NR 8/2013.

[Te-2] H. Tebani « Modélisation tridimensionnelle de la décharge luminescente basse pression » thèse de Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf 12 février 2015.

V

[Va-1] A.Valt « Etude de deux procédés de polymérisation d'un précurseur gazeux dans un plasma radio-fréquence basse pression et liquide déposé sur un substrat activé par décharge à barrière diélectrique à pression atmosphérique : application aux propriétés antifouling »Thèse de l'université pierre et marie curie, 26 Septembre 2008.

W

[Wo-1] Woo Seok Kang, Jin Myung Park, Yongho Kim, and Sang HeeHong « Numerical Study on Influences of Barrier Arrangements on Dielectric Barrier Discharge Characteristics» IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 31, NO. 4, AUGUST 2003

X

[Xu-1] Xu Tao Deng and Michael G. Kong « Frequency Range of Stable Dielectric-Barrier Discharges in Atmospheric He and N₂ » IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 32, NO. 4, AUGUST 2004.

Y

[Yu-1] Yu Qian, Deng Yong Feng « Numerical study on characteristics of argon-radio-frequency glow discharge with varying gas pressure » Chin.Phys.Lett. Vol. 25(2008), No. 7,2569

[Yi-1] Yi-hung Lin and Raymond A. Adomaitis « Simulation and Model Reduction Methods for an RF Plasma Glow Discharge » Journal of Computational Physics 171, 731–752 (2001)

[Yi-2] Yi-Ming Ling, Yi-Bo Xu, Xu-Feng Wu, Mei Xiao and Nan Jiang « Experimental Investigation of CO₂ Laser Assisted by Silent Discharge » Japanese Journal of Applied Physics, Volume 38, Part 1, Number 7A

Z

[Za-1] T.ZACH, B.KRALOUA, A.HENNAD « Modeling glow discharge at atmospheric pressure in argon » PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY, ISSN 0033-2097, R 94 NR 7/2018.

[Zh-1] P Zhang and U Kortshagen « Two-dimensional numerical study of atmospheric pressure glows in helium with impurities » J. Phys. D: Appl. Phys. 39 (2006) 153-163 15 December 2005.