

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ORAN - MOHAMED BOUDIAF



**Faculté de Physique
Département de Physique Energétique**

Spécialité : Physique

Option : Plasmas et Conversion d'Energie

MEMOIRE

Présenté par

Mr TAZROUT HOUSSEYN

Pour l'obtention du Diplôme de Magister

Thème

**Effet des conditions initiales sur la propagation du
streamer dans l'azote**

SOUTENU LE (03/09/2015)

Devant la commission d'examen composée de :

Qualité	Nom et Prénoms	Grade	Etb d'origine
Président	Mr. Belasri Ahmed	Professeur	USTO-MB
Rapporteur	Me. Flitti Aicha	M.C.A	USTO-MB
Examineur	Mr. Kameche Mostefa	Professeur	USTO-MB
Examineur	Melle. Bendella Soumia	M.C.A	USTO-MB

Année Universitaire : 2014 -2015

Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux conducteurs et leurs Applications

DICTON

« Il y a des trésors partout ! »

Bill Watterson

DEDICACES

À mes parents pour leur amour, leur
soutien et sacrifices ;

À mes frères et sœurs ;

À toute la famille TAZROUT, GHAZAI,
et en particulier à ma grande mère ;

À tous mes amis sans exception ;

Et à tous ceux qui consacrent leurs
efforts pour le développement et
l'édification de l'Algérie.

Housseyn Tazrout

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont premièrement à Dieu pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a données durant toutes mes années d'études.

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications (L.P.P.M.C.A). Je tiens à remercier vivement les personnes qui ont participé à l'avancement et l'aboutissement de ce travail.

Ainsi, je remercie infiniment ma directrice de thèse Madame Flitti Aicha, Maitre de Conférences A à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Département Sciences des Matériaux, Faculté de Physique pour les précieux conseils, son soutien et son optimisme à toute épreuve. Mes remerciements lui sont surtout adressés pour son suivi continué tout le long de la préparation de ce mémoire avec la compétence que chacun de nous lui reconnaît.

Mes sincères remerciements s'adressent aussi à Monsieur le Président de jury Monsieur Belasri Ahmed, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Département de Physique Energétique, Faculté de Physique pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur Kameche Mostefa, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Département de Physique Energétique et Mademoiselle Bendella Soumia, Maitre de Conférences A à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran,

Remerciements

Département de Génie Physique, Faculté de Physique pour avoir accepté de juger ce travail et d'avoir sacrifié de leur temps à cet égard.

Je remercie mes parents, mes frères, mes sœurs et toute ma famille, pour leur affection inégalable et leur soutien moral inconditionnel. Sans leurs encouragements, je n'aurai pu mener à bien ce travail.

Mes remerciements vont aussi à mes amis et aux membres du laboratoire LPPMCA.

Introduction

Introduction générale

Le travail de recherche du présent mémoire a été effectué au Département de Physique Energétique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran dans le cadre de la post graduation Option Plasmas et Conversion d'Energie.

Les décharges électriques dans les gaz sont connues par l'homme depuis longtemps, à travers des phénomènes naturels comme la foudre. Cependant, leur étude en laboratoire n'a vraiment commencé qu'au cours du 19^{ème} siècle grâce aux progrès effectués dans le domaine de l'électricité. Les premières études qui ont décrit leur évolution et proposé des mécanismes permettant de les expliquer datent du début du 20^{ème} siècle.

Les propriétés particulières de ces décharges ont rapidement suscité un grand intérêt dans beaucoup de domaines : génération d'ozone, procédés de traitement de surface. Ces applications ont été étendues au domaine environnemental pour la dépollution des effluents gazeux.

Les décharges électriques à la pression atmosphérique peuvent générer des plasmas non thermiques ou froids chimiquement très actifs. Ce type de milieu ionisé est intéressant par son caractère hors-équilibre thermodynamique. L'énergie électrique est transférée aux électrons ce qui permet la création d'espèces actives (radicaux, ions, espèces excitées et photons).

Le gaz ne chauffe pas et reste à une température proche de l'ambiante. La contribution à la modélisation des décharges filamenteuses de type streamer qui est présentée dans cette thèse se place dans ce contexte.

A la suite de l'introduction, la thèse est structurée en quatre chapitres suivis d'une conclusion.

Dans le premier chapitre, on procède à un état de l'art : rappels et généralités sur les plasmas, rappels des différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas et qui permettent de les classer, explication des différences physiques entre le claquage de type Townsend et le claquage de type streamer ; on présente aussi les différentes applications industrielles : génération d'ozone, dépollution et traitement des effluents gazeux et de surface.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des trois approches mathématiques pour l'étude théorique des plasmas : l'approche microscopique ou particulaire, l'approche macroscopique ou hydrodynamique et l'approche hybride.

Introduction générale

L'approche microscopique est plutôt utilisée dans des conditions relativement peu collisionnelles (c'est-à-dire où les libres parcours des particules chargées ne sont pas très petits par rapport aux dimensions caractéristiques macroscopiques du problème).

Dans le cas des décharges électriques dans un gaz à haute pression (de l'ordre de la pression atmosphérique), les méthodes microscopiques sont moins justifiées et plus difficiles à mettre en œuvre en raison des temps de calcul très élevés qu'elles impliquent. On a donc recours à une approche macroscopique (modèle fluide) 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 les moments dans l'espace des vitesses de ces fonctions de distribution (densités, vitesses et énergie moyennes).

Dans notre cas, le modèle qu'on a adopté est le modèle fluide d'ordre un. Ce modèle met en jeu les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (c'est-à-dire l'équation de continuité et de quantité de mouvement) pour chaque espèce chargée couplés à l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique créé par la charge d'espace. L'équation de transport de la quantité de mouvement est généralement simplifiée grâce à l'approximation de dérive-diffusion qui détermine la vitesse moyenne des particules chargées (électrons et ions positifs) sans avoir à résoudre la totalité de l'équation. On a aussi introduit le modèle hybride qui représente les propriétés de transport des électrons rapides non plus de façon fluide mais microscopique, tout en gardant une représentation fluide du corps de la distribution. Pour calculer le flux dans l'équation de continuité en une dimension, on présente plusieurs schémas numériques (Upwind, Lax-Wendroff, Flux Corrected Transport Low Phase Error (FCT-LPE)) et le schéma du Flux de Transport Corrigé en deux dimensions.

Dans le troisième chapitre, on effectue des tests numériques visuels pour le choix du schéma numérique qu'on va utiliser pour le calcul du flux dans l'équation de continuité. Ces tests sont réalisés en comparant les performances numériques du schéma FCT-LPE avec les schémas Upwind et Lax Wendroff. On a aussi calculé l'Erreur Absolue Moyenne (test qualitatif). Les tests visuels et quantitatifs préliminaires nous ont permis de sélectionner la technique FCT-LPE. Comme on va effectuer la modélisation bidimensionnelle de la décharge filamentaire haute pression, on a résolu l'équation de dérive-diffusion en deux dimensions (2D) de manière globale en calculant le flux par la technique FCT. On a aussi résolu l'équation de Poisson en utilisant l'algorithme Successive Over Relaxation (SOR).

Introduction générale

Dans le quatrième chapitre, on couple de manière auto-cohérente entre l'équation de continuité en 2D où le flux ou densité de courant est calculé par le schéma FCT et l'équation de Poisson en 2D est résolue par l'algorithme SOR pour obtenir le modèle 2D pour la simulation de la décharge streamer négatif dans le gaz azote dans une configuration plan-plan. On valide le code 2D par comparaison de nos calculs avec les travaux issus de la littérature (travaux de Dhali et Williams). On obtient les courbes en une dimension (densité électronique, densité ionique, densité nette de charge d'espace, terme source, champ électrique, courant, vitesse de propagation, rayon du streamer) et les courbes en trois dimensions et courbes de niveau pour les caractéristiques principales de la décharge streamer négatif. On effectue aussi une étude paramétrique en changeant une seule condition initiale à la fois (valeur du front de préionisation, valeur de la hauteur de la gaussienne, valeur de la tension et valeur de la dispersion radiale) pour voir l'effet de ce changement sur la propagation et les caractéristiques de la décharge streamer négatif.

Chapitre I

Généralités sur les plasmas et applications industrielles

Chapitre I

SOMMAIRE

Chapitre I		Page
	Sommaire.	10
1.1.	Introduction.	11
1.2.	Historique de la physique des plasmas.	11
1.3.	Définition du plasma.	12
1.4.	Paramètres physiques caractérisant les plasmas.	13
1.4.1.	Libre parcours moyen.	13
1.4.2.	Température électronique.	13
1.4.3.	Densité des espèces et degré d'ionisation.	14
1.4.4.	Longueur de Debye.	14
1.5.	Classification des plasmas.	15
1.6.	Coefficients caractéristiques des plasmas.	16
1.6.1.	Mobilité.	16
1.6.2.	Coefficient de diffusion.	16
1.7.	Processus de collisions.	17
1.8.	Méthodes de génération d'un plasma.	18
1.9.	Mécanismes de création d'une décharge.	19
1.9.1.	Courbes de Paschen.	19
1.9.2.	Mécanisme d'avalanche de Townsend.	22
1.9.3.	Mécanisme de claquage de type streamer.	26
1.9.3.1.	Streamer positif.	29
1.9.3.2.	Streamer négatif.	29
1.10.	Applications industrielles.	31
1.10.1.	Génération d'ozone.	31
1.10.2.	Dépollution des effluents gazeux.	32
1.10.2.1.	Bombardement de gaz par faisceau électronique.	34
1.10.2.2.	Décharges couronne et à barrières diélectriques.	34
1.10.3.	Traitement de surface.	35
****	Références bibliographiques	37

1.1. Introduction

L'étude des décharges filamenteuses de type streamer trouve aujourd'hui des applications de plus en plus nombreuses. La première application reste dans le domaine de l'électrotechnique où elle participe à la description de la rupture diélectrique des gaz.

Ce domaine d'application naturel s'accompagne de nombreux autres qui utilisent les propriétés du plasma froid créé par la décharge de type streamer : on peut citer la dépollution des gaz, le traitement de surface, la stérilisation médicale ect...

Vu l'importance des décharges citées plus haut, le présent chapitre est consacré à une étude assez détaillée de la physique des plasmas, des différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas, des décharges électriques créées en laboratoire et de leurs applications industrielles qui sont très variées.

1.2. Histoire de la physique des plasmas

On connaît depuis longtemps les états solides et liquides de la matière; le troisième état ou état gazeux a été mis en évidence il y a seulement quelques siècles. En effet, l'existence des gaz a été découverte au début du XVII^e siècle par le chimiste flamand Jan Baptist Van Helmont : il a observé des substances volatiles produites par le feu.

L'anglais Robert Boyle a ensuite énoncé la première loi physique des gaz. Deux siècles se sont écoulés après pour que l'on prenne conscience de l'existence d'un quatrième état de la matière, le plasma. Cet état s'est révélé être le plus répandu dans l'univers.

À l'époque de la Grèce Antique, le modèle standard de la matière était basé sur quatre éléments : la terre, l'eau, l'air et le feu. Le feu était créé par la foudre qui est un plasma à l'état naturel.

Si les premières grandes découvertes inhérentes à la physique des décharges dans les gaz ont germé dans l'esprit des chercheurs anglais, allemands et scandinaves, c'est à un chimiste Irving Langmuir (1928) qu'on doit l'utilisation du mot plasma pour décrire les phénomènes de gaz ionisés. Dès 1923, Langmuir avec son collègue Levy Tonks observent le mouvement d'oscillation collective d'un nuage d'électrons pendant une décharge dans le mercure à basse pression.

Ce nuage brillant et ondulant comme une substance gélatineuse les fait penser au plasma sanguin. Les deux chercheurs réussissent ensuite à décrire le mouvement des électrons dans le plasma en combinant les lois de la dynamique et de l'électromagnétisme, le plasma étant un

fluide électriquement chargé, fortement influencé par les interactions coulombiennes entre ions et électrons et par la présence de champ magnétiques externes ou auto induits [1].

1.3. Définition du plasma

Le plasma (Figure (1.1)) est souvent considéré comme le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états classiques : solide, liquide et gaz [2].

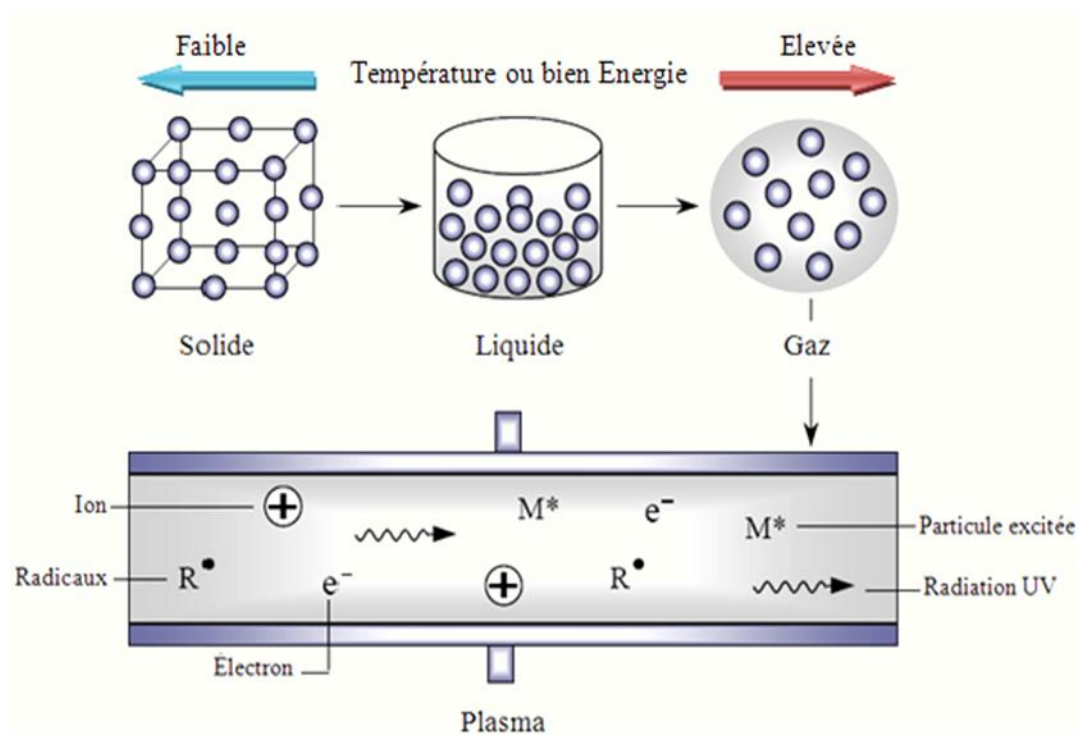


Figure (1 .1) : Représentation schématique des quatre états de la matière.

On peut le définir aussi comme étant un gaz partiellement ou totalement ionisé. Les plasmas sont composés de particules chargées d'électrons, d'ions, de radicaux libres, d'espèces excités et de photons tel que l'ensemble est électriquement neutre de manière globale [3].

A l'état naturel, le plasma se retrouve sous différentes formes dans l'univers : les étoiles, le soleil, la matière interstellaire en font partie. Sur terre, les plasmas à l'état naturel sont quant à eux plus rares : la flamme, les aurores boréales et la foudre en sont des exemples. Mais de nombreux plasmas sont développés en laboratoire car ils possèdent des propriétés particulières permettant des applications industrielles dans de très nombreux domaines [2].

1.4. Paramètres physiques caractérisant les plasmas

Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi classés en fonction de certains paramètres précis. Ces paramètres sont essentiellement :

1.4.1. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée (électron, ion) entre deux collisions. Ce paramètre dépend de la vitesse des particules, de la section efficace de collision et de la pression [4]. Il est généralement décrit par l'équation qui suit :

$$\lambda = \frac{1}{\pi (r_1 + r_2)^2 n} \quad (1.1)$$

où r_1 et r_2 sont les rayons de particules en collision et n la densité des particules (nombre de particules par unité de volume).

1.4.2. Température électronique

La température électronique T_e désigne la température absolue en degrés Kelvin (°K) des électrons. Elle est souvent considérée la plus importante, par comparaison aux autres températures (ionique, gaz, ...) pour déterminer et expliquer les phénomènes dans le plasma puisque les électrons sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz.

L'énergie d'une espèce est souvent exprimée par une température en eV ($1\text{eV} \approx 10^{-19}\text{J} \approx 11600\text{ °K}$) [3-5].

Pour des systèmes à l'équilibre, cette température est reliée à l'énergie cinétique moyenne par :

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{3}{2} K_B T_e \quad (1.2)$$

où m_e est la masse des électrons, v la vitesse moyenne des électrons et K_B la constante de Boltzmann.

Chapitre I

On utilise parfois l'énergie électronique $K_B T_e$ avec $K_B T_e = 1.4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

1.4.3. Densité des espèces et degré d'ionisation

La densité des espèces est définie comme le nombre de particules par unité de volume (cm^{-3}), et ce pour chaque espèce (n_e pour les électrons, n_p pour les ions et n pour les neutres). Le degré d'ionisation α représente le rapport entre le nombre d'électrons libres n_e et le nombre total de particules ($n_e + n$) [5]. Il est donné par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n} \quad (1.3)$$

*Si α appartient à $[10^{-6} - 10^{-4}]$, on parle d'un gaz faiblement ionisé;

*Si α est égal à 1, le gaz est fortement ionisé.

On utilise également le rapport n_e/n qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions entre particules chargées et neutres.

1.4.4. Longueur de Debye

La longueur de Debye λ_D définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique coulombien issu d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signe opposé dans le volume environnant [4]. En d'autres termes, elle caractérise le volume (sphère de Debye) dans lequel un écart à la neutralité peut se produire. Donc, si λ_D est inférieure aux dimensions du plasma, celui-ci est globalement neutre. Elle est donnée par :

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e e^2} \quad (1.4)$$

Où ϵ_0 représente la permittivité du vide et e la charge élémentaire de l'électron. K_B , T_e et n_e ont été définis précédemment.

1.5. Classification des plasmas

A partir des paramètres ci-dessus, il est possible de distinguer et classer les différents plasmas. La figure (1.2) propose une classification des plasmas en fonction de la température et de la densité électroniques.

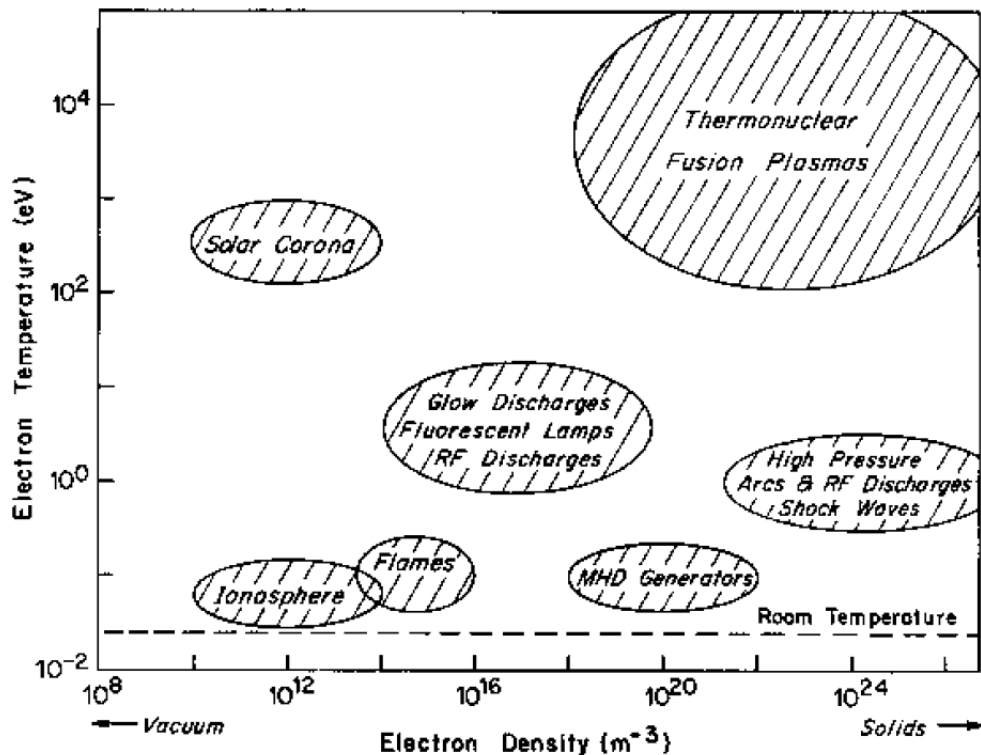


Figure (1.2) : Types de plasmas en fonction du régime densité-température.

Cette classification permet de ressortir trois grandes catégories de plasmas : les plasmas chauds, les plasmas thermiques et les plasmas froids [6-7] :

- ✚ Les plasmas chauds sont les plasmas de fusion (interstellaires) qui se trouvent à des températures de plusieurs millions de degrés (l'objectif étant de produire de l'énergie électrique à partir de la fusion contrôlée) ;
- ✚ Les plasmas thermiques (ont généralement une température électronique proche de celle du gaz : elle peut aller de 5000 °K à 50000 °K). Ces plasmas sont à l'équilibre quasi thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs, les torches à plasma en sont des exemples. Ces plasmas sont utilisés pour la soudure, la découpe, la projection de matière et la dépollution ;

✚ A l'inverse, les plasmas froids ou non thermiques sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique et chimique. La température du gaz est proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à 10^4 °K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques. La majeure partie de l'énergie injectée est convertie en réactivité chimique et non en énergie thermique [8].

1.6. Coefficients caractéristiques des plasmas

1.6.1. Mobilité

Le mouvement des particules chargées est une combinaison de l'activité thermique aléatoire et de la dérive régulière imposée par les champs électriques.

La vitesse de dérive w est liée au champ électrique E par la mobilité μ :

$$w = \mu E \quad (1.5)$$

La mobilité électronique ainsi calculée est une grandeur microscopique, elle diminue quand la pression du gaz augmente. Elle est aussi fonction de l'énergie de l'électron mais les modèles simples la traitent en tant que constante.

1.6.2. Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion des ions est 4 ou 5 fois plus petit que celui des molécules neutres à cause du potentiel d'interaction ion-molécule neutre qui est supérieur à celui des molécules entre elles puisque les ions peuvent, à distance, induire dans les molécules elles-mêmes des dipôles électriques.

Le coefficient de diffusion des électrons est plus grand que celui des ions et des neutres, à cause de leur faible masse.

On a toujours deux coefficients de diffusion un longitudinal D_L et le deuxième transversal, D_T aussi bien pour les électrons que pour les autres particules chargées (ions). Les paramètres de transport relatifs aux électrons sont calculés par résolution numérique directe de l'équation de Boltzmann.

Le champ électrique uniforme est suffisamment faible pour considérer que les ions sont en équilibre thermique avec les molécules du gaz.

Les ions sont donc supposés thermalisés à la température du gaz, ce qui est toujours valable lorsque la température électronique T_e est très supérieure à celle du gaz T_g quelle que soit la pression considérée.

Dans ces conditions, les coefficients de diffusion sont déduits des mobilités réduites correspondantes et donnés par la relation d'Einstein :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{K_B T_e}{e} \quad (1.6)$$

Comme les ions sont beaucoup plus lourds que les électrons, leurs mobilités sont nettement plus faibles (d'un rapport de 100 à 5000) et les coefficients de diffusion des ions sont très nettement inférieurs à ceux des électrons (facteur 10^2 à 10^3 selon la pression considérée).

1.7. Processus de collisions

Lors de leur mouvement, qu'il soit dû à leur agitation thermique ou à un phénomène de transport tel que la convection ou la dérive dans un champ électrique, les particules d'un gaz entrent en collision [9]. Il existe deux types de collisions :

- ✚ Les collisions élastiques : les particules sont déviées avec un échange de quantité de mouvement et d'énergie cinétique ;
- ✚ Les collisions inélastiques : un échange d'énergie se produit au niveau des modes internes des particules. Les électrons cèdent une partie de leur énergie cinétique et engendrent des processus d'excitation, d'ionisation, de recombinaison et d'attachement.

Contrairement aux collisions élastiques, les collisions inélastiques nécessitent un seuil ou minimum d'énergie. Le tableau (1.1) présente quelques collisions inélastiques se produisant dans un plasma :

Chapitre I

Excitation	par électron	$A + e^- \rightarrow A^* + e^-$
	par photon	$A + h\nu \rightarrow A^*$
Désexcitation Radiative		$A^* \rightarrow A + h\nu$
Ionisation	par électron	$A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$
	par photon	$A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$
	par attachement	$A + e^- \rightarrow A^-$
Recombinaison	recombinaison radiative	$e^- + A^+ \rightarrow A + h\nu$
Dissociation	par particule lourde	$A_2 + B \rightarrow A + A + B$
	par photon	$A_2 + h\nu \rightarrow A + A$
	par électron	$A_2 + e^- \rightarrow A + A + e^-$

Tableau (1.1) : Quelques types de collisions inélastiques dans un plasma.

1.8. Méthodes de génération d'un plasma

On peut générer un plasma principalement de deux manières différentes:

- Manière thermique : lorsque l'on chauffe un gaz à une température suffisamment élevée, l'énergie moyenne de translation ($3/2 K_B T$) de ses molécules peut devenir du même ordre que leur énergie d'ionisation; dans ces conditions, lorsque deux molécules entrent en collision, il peut y avoir ionisation de l'une d'entre elles. Cette énergie thermique apportée aux molécules neutres peut être produite par plusieurs techniques, par exemple la focalisation de faisceaux laser, les ondes de choc, la fission ou la fusion nucléaire.

✚ Manière électrique : les plasmas peuvent également être générés en faisant passer un courant électrique à travers un gaz (décharge électrique). L'application d'un potentiel électrique à un gaz entre deux électrodes à l'aide de sources haute tension reste une méthode classique pour réaliser une décharge. Le type de plasma généré dépend de plusieurs paramètres :

- Intensité du champ électrique ;
- Nature du gaz dans l'espace inter-électrodes ;
- Géométrie et matériau constituant les électrodes [10].

1.9. Mécanismes de création d'une décharge

Le but de ce paragraphe est l'étude des mécanismes permettant de créer des plasmas de décharge par l'application d'un champ électrique entre deux électrodes.

1.9.1. Courbes de Paschen

En 1889, Friedrich Paschen a recherché pour différents gaz la tension disruptive nécessaire pour initier un plasma entre deux électrodes planes et parallèles. Cette tension est dépendante de la nature du gaz, de sa pression et de sa température. Les courbes de Paschen pour une température fixe de 300 °K sont présentées en figure (1.3) pour différents gaz. La tension disruptive est tracée en fonction du produit pression du gaz et distance inter-électrodes.

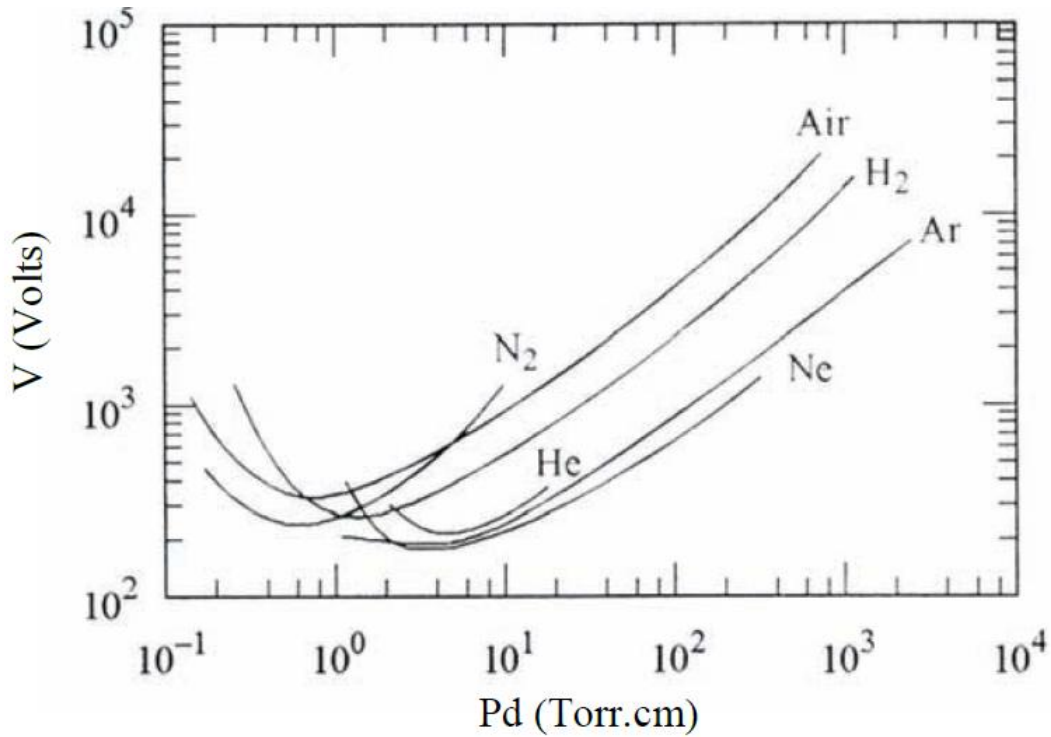


Figure (1.3) : Courbes de Paschen pour différents gaz.

Les exemples présentés sur la figure (1.3) correspondent à une décharge dans différents gaz monoatomiques (argon) ou moléculaires (air). Ces courbes sont décrites par la formule de Paschen :

$$V(P, d) = \frac{C \cdot Pd}{D + \ln(Pd)} \quad (1.7)$$

Les valeurs C et D sont des constantes dépendantes de la nature du gaz et de celle des électrodes. La température du gaz est aussi constante.

En observant les courbes données en figure (1.3), on peut remarquer qu'elles présentent un minimum de tension qui correspond à la densité optimale de molécules présentes dans le gaz pour favoriser le claquage. Pour une distance d donnée :

- ✚ Avant le minimum de tension, la pression est peu élevée, la densité des molécules est faible : on a donc un grand libre parcours moyen et une faible fréquence de collisions. Pour initier une décharge, il faut donc augmenter le champ électrique pour que les

électrons soient plus énergétiques et favoriser la probabilité d'ionisation lors d'une collision ;

✚ Après le minimum, la pression est plus élevée, la fréquence de collisions également, mais la distance parcourue par les électrons et donc l'énergie acquise par ces électrons avant une collision sont réduites. Pour que les collisions soient ionisantes, il est nécessaire d'augmenter le champ électrique pour rendre les électrons plus énergétiques et augmenter la probabilité d'ionisation.

Dans les gaz, on distingue plusieurs modes de claquage autour du minimum en se plaçant dans le cas d'une distance inter-électrode d fixe. Pour cela, on va distinguer le comportement de la branche de gauche et de celle de droite autour du minimum.

Sur la branche de gauche pour une pression donnée, le claquage s'effectue pour les distances les plus longues. Les modes courants de claquage sur cette branche sont ceux de type pseudo-spark. Sur la branche de droite, pour une pression donnée, le claquage se produit à de faibles distances. La plupart des dispositifs de décharge fonctionnent sur la branche du milieu et de droite, cela correspond aux claquages de type Townsend et de type streamer [2]. Les différents processus sont indiqués en figure (1.4) :

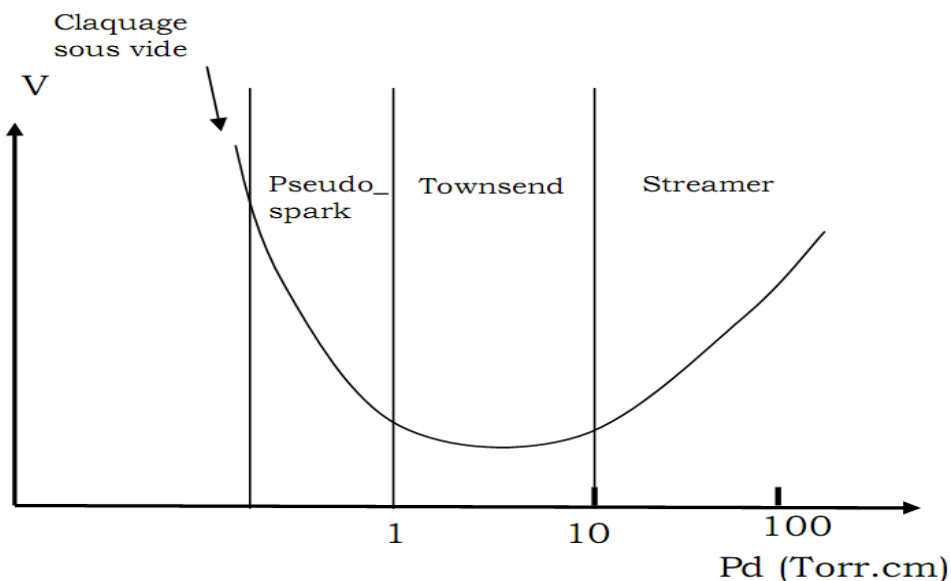


Figure (1.4) : Courbe de Paschen et mode de claquage en fonction du produit pression- distance.

A basse pression, la décharge est homogène et est décrite par le modèle de Townsend. A plus haute pression, la décharge devient filamentaire, il y a une constriction du plasma, le modèle décrivant ce claquage est celui de type streamer. On présente dans les deux paragraphes qui suivent les deux mécanismes de claquage : Townsend et streamer.

1.9.2. Mécanisme d'avalanche de Townsend

Dans le cas d'une décharge électrique, un gaz compris entre deux électrodes planes est soumis à un champ électrique ($E = V/d$). Les électrons primaires contenus dans le gaz sont accélérés et migrent vers l'anode. Lors de cette migration, ils vont réaliser des collisions ionisantes ou non avec les atomes contenus dans le gaz.

Les collisions ionisantes vont permettre de générer de nouveaux électrons : il y a donc amplification de la densité électronique (figure (1.5)).

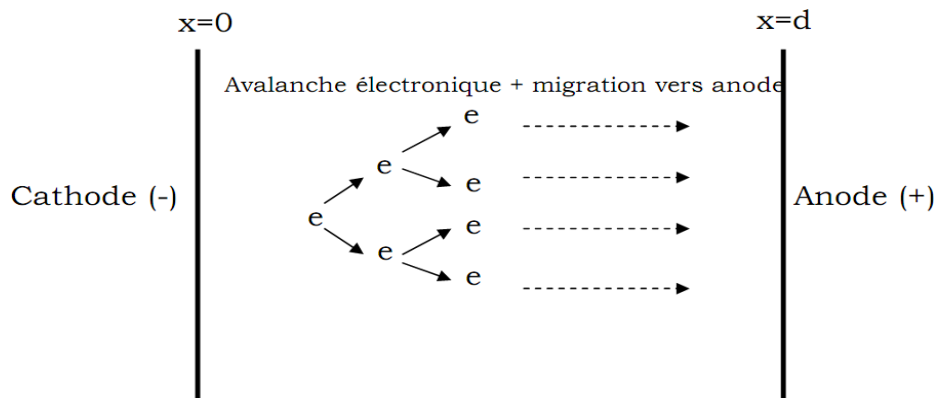


Figure (1.5) : Schéma d'une avalanche électronique.

La courbe de la figure (1.6) représente la variation du courant en fonction de la tension appliquée entre deux électrodes planes. Dans le premier intervalle $[0, V_1]$, le courant croît proportionnellement avec la tension jusqu'à une valeur de saturation I_0 et reste constant sur l'intervalle $[V_1, V_2]$. Si la tension est augmentée au-delà d'une valeur critique V_2 , le courant s'emballe avec un taux exponentiel [11].

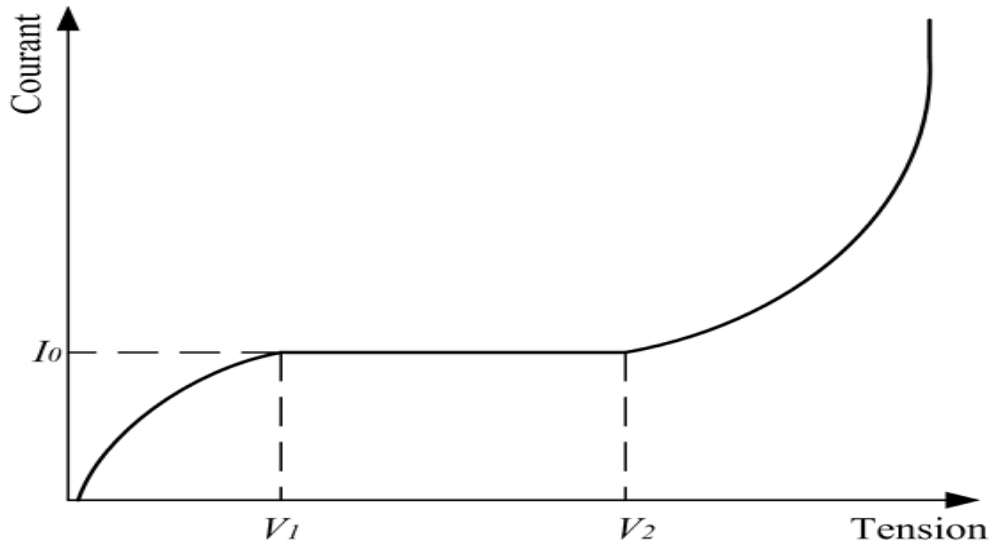


Figure (1.6) : Caractéristique courant tension.

Townsend a attribué l'augmentation exponentielle du courant au mécanisme d'ionisation par collision. Pour quantifier ce processus, Townsend a introduit le coefficient α , appelée premier coefficient d'ionisation de Townsend. Ce coefficient est défini comme étant le nombre d'électrons ou d'ions positifs produits par un électron par unité de longueur dans la direction du champ. Si on assume que n_x est le nombre d'électrons par seconde se trouvant à la distance x de la cathode (voir figure (1.7)),

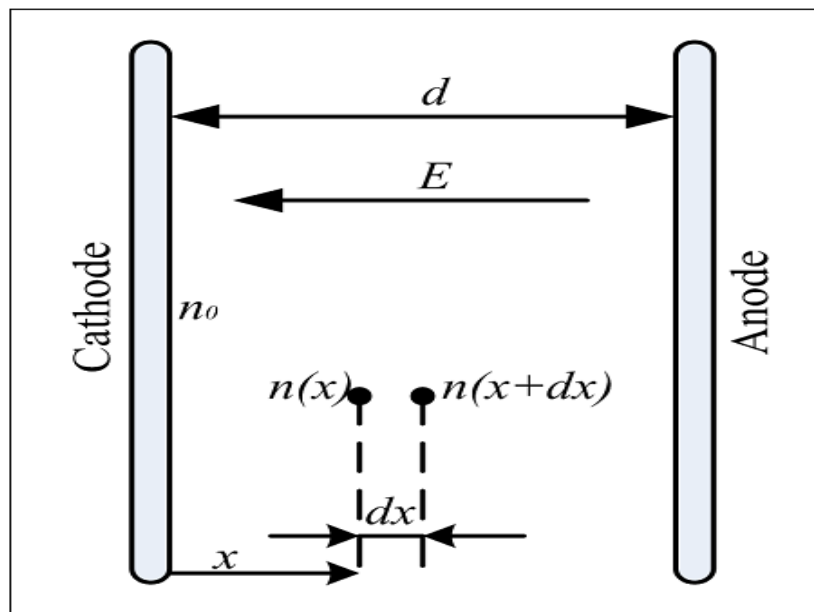


Figure (1.7) : Schéma descriptif des différents paramètres utilisés par Townsend.

Chapitre I

la variation dn du nombre d'électrons sur un élément de longueur dx dans la direction du champ est :

$$dn = \alpha n_x dx \quad (1.8)$$

Le nombre total d'électrons par seconde qui atteint l'anode est donné par :

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (1.9)$$

Avec n_0 le nombre initial d'électrons qui partent de la cathode.

Si on considère $I(x)$ le courant électrique et I_0 le courant initial à la cathode, on peut décrire $I(x)$ entre la cathode et l'anode séparées d'une distance d comme :

$$I(x) = I_0 e^{\alpha d} \quad (1.10)$$

En outre, pour une température constante et pour une distribution d'énergie donnée, la probabilité d'ionisation dépend uniquement de la densité du gaz ou de la pression. Par conséquent, on peut écrire que :

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right) \quad (1.11)$$

Si le processus d'attachement des électrons libres pour donner naissance à des ions négatifs est pris en compte, la relation (1.9) devient :

$$n = n_0 \exp[(\alpha - \eta) d] \quad (1.12)$$

où η représente le coefficient d'attachement.

Et le courant dans ce cas est la somme des courants induits par les électrons libres et par les ions négatifs :

$$I = I_0 \left[\frac{\alpha}{\alpha - \eta} \exp[(\alpha - \eta) d] - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right] \quad (1.13)$$

Comme le processus d'attachement des électrons réduit la multiplication des électrons libres, les gaz ayant un coefficient d'attachement élevé tels que l'hexafluorure de soufre (SF_6) et le

Chapitre I

gaz carbonique (CO₂) ont une bonne rigidité diélectrique. Le graphe $\log(I)$ en fonction de d (à pression et champ constants) doit normalement être une droite de coefficient directeur α (figure (1.8)). Cependant, Townsend a remarqué que, pour de hautes tensions, cette courbe perd sa linéarité et le courant augmente plus rapidement.

Pour expliquer ce phénomène, Townsend a supposé l'existence d'autres électrons libres secondaires provenant du bombardement de la cathode par des ions positifs (figure (1.9)) et jouant un rôle supplémentaire dans le processus d'ionisation par collision [12].

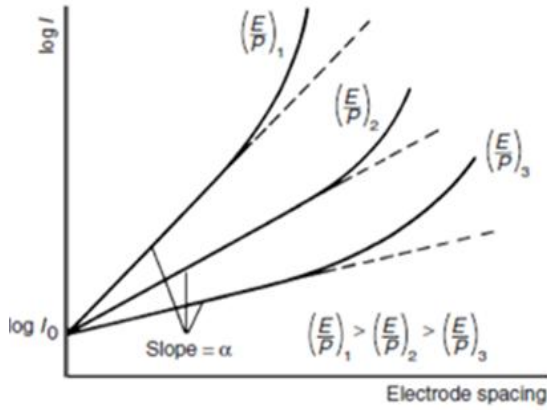


Figure (1.8) : Graphe de l'écart en fonction du courant dans un champ uniforme.

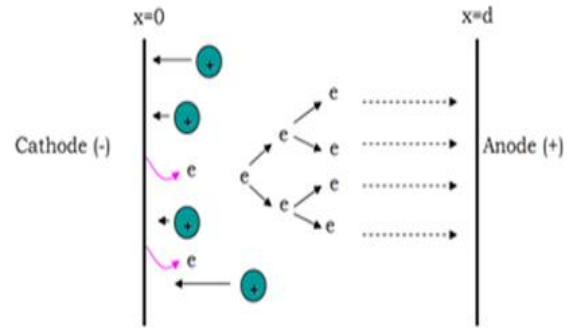


Figure (1.9) : Schéma de claquage de type Townsend.

Pour quantifier ce mécanisme, Townsend a introduit un deuxième coefficient d'ionisation γ , comme étant le rapport entre le nombre d'électrons secondaires par seconde généré à la cathode (n') et le nombre d'ions positifs incidents (n'') :

$$\gamma = \frac{n'}{n''} \quad (1.14)$$

Si on tient compte maintenant de tous les électrons mis en jeu, la relation (1.9) devient :

$$n = (n_0 + n') e^{\alpha d} \quad (1.15)$$

La condition de l'égalité du courant à l'anode avec celui à la cathode donne :

Chapitre I

$$n = (n_0 + n') + \frac{n'}{\gamma} \quad (1.16)$$

En combinant les deux équations (1.15) et (1.16) on obtient :

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma [e^{\alpha d} - 1]} \quad (1.17)$$

En terme de courant :

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma [e^{\alpha d} - 1]} \quad (1.18)$$

Lorsque le dénominateur s'annule, on peut avoir un courant même en l'absence d'un courant extérieur, cela nous donne la condition d'auto - entretien d'une décharge qui est :

$$\alpha d = \ln \left[\frac{1}{\gamma} + 1 \right] \quad (1.19)$$

Le processus de Townsend est un processus homogène qui décrit une décharge à basse pression, c'est-à-dire des produits pression distance $p d < 100 \text{ Torr.cm}$.

Le temps d'établissement d'une décharge de type Townsend est assez lent puisqu'il est dépend du temps de migration des ions à la cathode. Par contre à haute pression, les temps caractéristiques d'établissement de la décharge sont beaucoup plus rapides que le temps nécessaire pour que les ions migrent vers la cathode. On a ce qu'on appelle le claquage de type streamer.

1.9.3. Mécanisme de claquage de type streamer

Dans la théorie du streamer [13-15], la présence d'une seule avalanche de taille suffisamment importante peut provoquer le claquage par l'intermédiaire d'un canal de plasma appelé streamer. Le mécanisme de base de cette théorie est :

- ✚ La création d'une avalanche primaire du type Townsend engendrée par un électron primaire ;

Chapitre I

- ✚ Le renforcement du champ électrique local par la charge d'espace positive laissée par la première avalanche ;
- ✚ La photo ionisation du gaz à la tête de l'avalanche ;
- ✚ La transition avalanche-streamer lorsque le champ de charge d'espace devient de l'ordre de grandeur du champ électrique appliqué.

Le mécanisme de claquage de type streamer présente plusieurs étapes de formation :

- ✚ 1^{ère} étape : Avalanche primaire : Un champ électrique est appliqué entre deux électrodes ; un électron primaire présent dans le gaz près de la cathode va être accéléré par le champ électrique et créer une avalanche électronique primaire. Les électrons plus légers vont migrer jusqu'à l'anode, les ions plus lourds vont alors créer une charge d'espace derrière ce front de charges négatives en raison de la présence d'un nuage ionique se déplaçant plus lentement. La charge d'espace crée un champ électrique (E') opposé au champ appliqué. Cette première étape est schématisée par la figure (1.10).

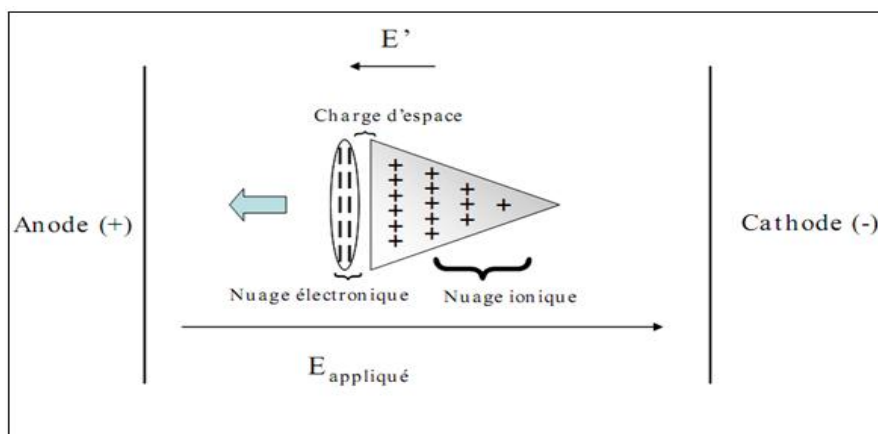


Figure (1.10) : Mécanisme de type streamer : avalanche primaire et création d'une charge d'espace.

Le champ devient alors non uniforme et plus intense près des pôles de l'avalanche et surtout au voisinage du pôle positif (constitué par les ions positifs) qui joue le rôle d'une pointe conductrice. Le champ électrique sur les flancs de l'avalanche quant à lui, diminue. Dès que

Chapitre I

la charge d'espace de l'avalanche primaire atteint une taille critique (soit environ 10^8 électrons) ; le critère appliqué est dit critère de Meek **[16]**.

La charge d'espace va contribuer à intensifier les collisions ionisantes sur les pôles.

 2^{ème} étape : Création d'avalanches secondaires : Dans l'avalanche primaire, les électrons et les ions se recombinent en partie. L'énergie rayonnée peut provoquer la photo-ionisation des particules de gaz se trouvant à l'intérieur et à l'extérieur de l'avalanche. Les électrons nouvellement créés peuvent, si le champ local est suffisamment intense, conduire par chocs ionisants, à la naissance de nouvelles avalanches dites secondaires. Lors de cette étape, il est possible de distinguer deux types de streamer : le streamer négatif (streamer anodique ou ADS) et le streamer positif (streamer cathodique ou CDS).

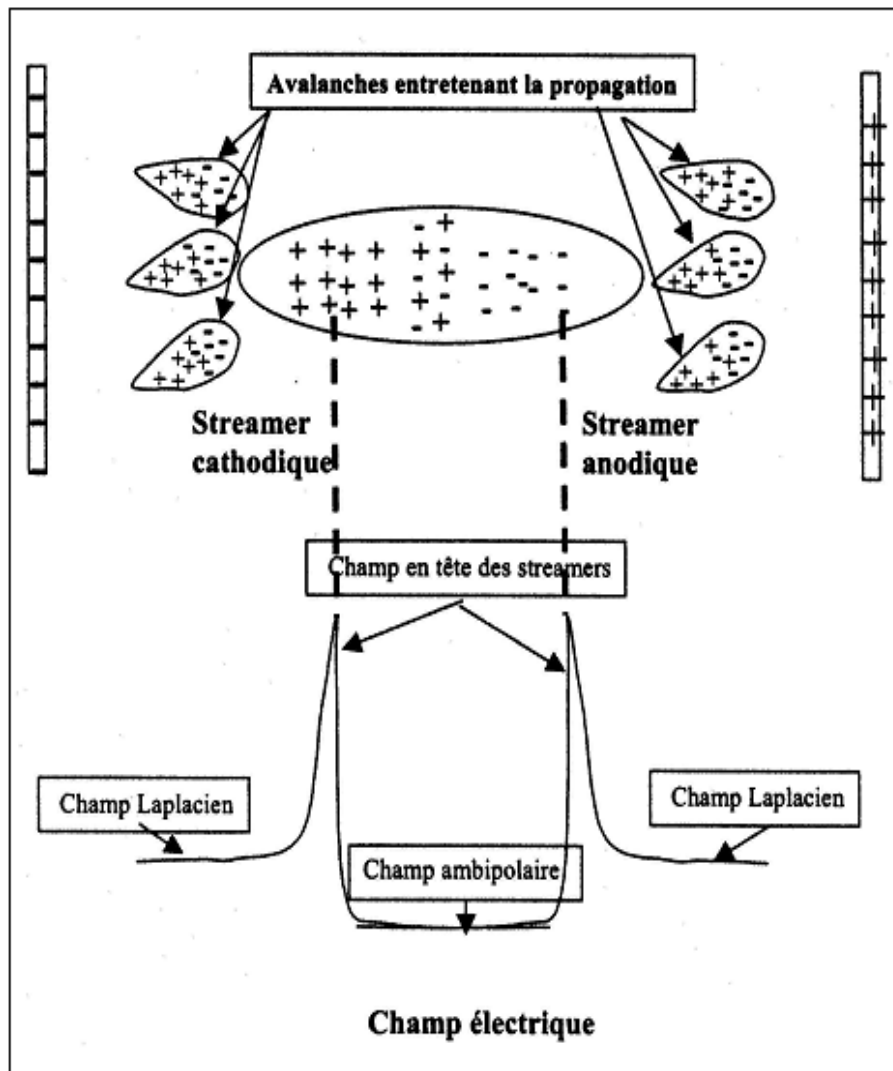


Figure (1.11) : Principe du streamer.

1.9.3.1. Streamer positif

La génération d'un streamer positif est présentée sur la figure (1.12). Les atomes excités par l'avalanche primaire produisent des photons dans la direction de l'avalanche primaire c'est-à-dire vers la cathode. Les électrons produits par ces photons initient des avalanches secondaires dans cette même direction. Les avalanches secondaires se mêlent aux ions générés par la première avalanche et forment un plasma quasi-neutre. Ces électrons peuvent aussi exciter de nouveaux atomes qui émettent des photons. L'avalanche secondaire d'ions va renforcer la charge positive près de la cathode et faire évoluer le canal de plasma. Le streamer peut ainsi croître et se déplacer.

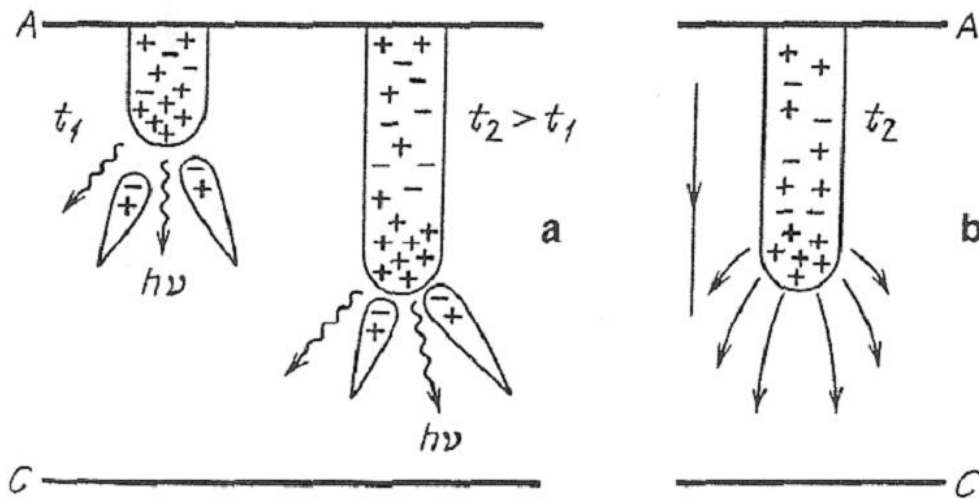


Figure (1.12) : Avalanches secondaires créées par photo-ionisation dans le cas d'un streamer positif.

1.9.3.2. Streamer négatif

Le streamer est appelé négatif lorsque le début de l'avalanche primaire est proche de la cathode, ainsi le streamer se dirige principalement en direction de l'anode comme présenté sur le schéma de la figure (1.13). Les caractéristiques de propagation sont différentes de celles présentées dans le cas du streamer positif car dans ce cas, la dérive des électrons a lieu dans la même direction que celle du streamer. Les avalanches secondaires se dirigent vers l'anode c'est-à-dire vers la tête du streamer chargée négativement.

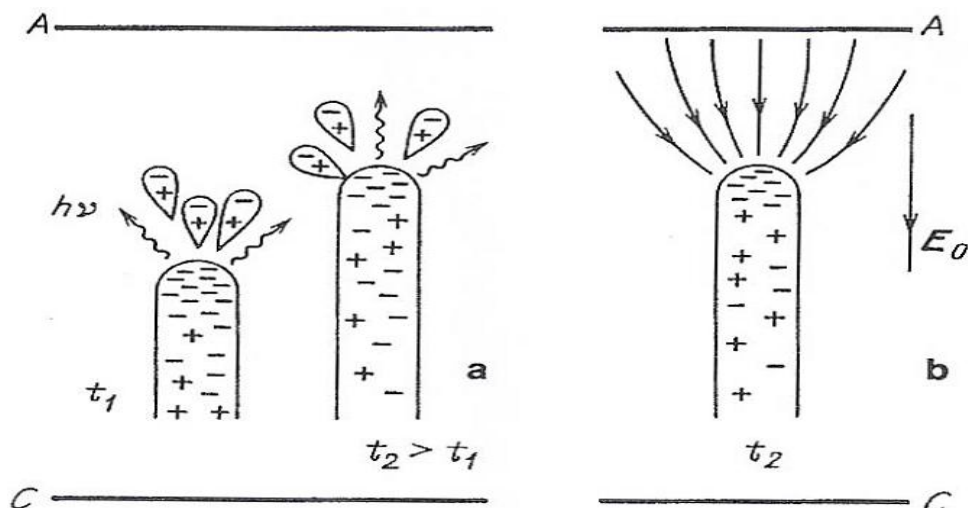


Figure (1.13) : Streamer négatif.

1.10. Applications industrielles

Dans le cadre d'applications industrielles, on distingue les plasmas suivant leurs propriétés thermodynamiques (température du gaz). L'énergie électrique injectée dans le gaz est convertie en énergie électrique (dérive et collection d'ions aux électrodes et parois), thermique (échauffement local du gaz) et chimique (production d'espèces réactives primaires par phénomène d'ionisation, dissociation, excitation, attachement électronique, recombinaison, photo-émission). Dans le cas des plasmas froids qui font l'objet de la thèse, la conversion de l'énergie repose sur les collisions inélastiques entre les électrons énergétiques et les atomes ou molécules neutres du gaz pour produire des espèces réactives (radicaux, ions, espèces excitées et photons) soit une conversion énergétique électrique chimique privilégiée. Les applications actuelles dans l'industrie sont nombreuses : génération d'ozone, procédés de traitement de surface. Les applications ont aussi été étendues au domaine environnemental pour la dépollution des effluents gazeux.

1.10.1. Génération d'ozone

Les plasmas froids à pression atmosphérique sont dévolus au traitement industriel en ligne (production d'ozone pour le traitement d'eau potable). Outre la pression de fonctionnement, la méthode utilisée pour obtenir un plasma froid diffère (conditionnant leurs propriétés physiques).

L'activation du gaz peut être obtenue soit en bombardant le volume gazeux par un faisceau d'électrons énergétiques ou en déclenchant une décharge électrique dans le gaz compris entre deux électrodes par application d'un champ électrique suffisamment fort. Les avalanches électroniques conduisent à la création d'un milieu partiellement ionisé. Les décharges électriques déclenchées à pression atmosphérique ont un comportement temporel impulsionnel et conduisent à la formation de plasma dans des structures filamenteuses (streamers). Les décharges électriques impulsionnelles sont produites par un jeu d'électrodes asymétriques (pointe plan ou fil plan) pour permettre au champ électrique d'être renforcé localement. En interposant dans le volume de décharge une barrière diélectrique (on recouvre l'une des deux électrodes d'un matériel isolant), on évite le passage à l'arc (plasma thermique).

Cette technologie de décharge à barrière diélectrique est mise depuis longtemps en jeu pour la production industrielle d'ozone.

Une autre méthode consiste en l'application d'une impulsion de tension (courte durée (<à 200 ns) et forte amplitude (35 kV)). On obtient des impulsions de courant (amplitude 150 A) et la disruption n'est pas observée. La faible durée d'application du champ électrique ne donne pas le passage à l'arc [17, 18]. La combinaison de ces deux techniques, décharge sur barrière diélectrique et décharge couronne pulsée est étudiée : on a obtenu des résultats prometteurs en termes de production d'ozone [19].

1.10.2. Dépollution des effluents gazeux

La pollution de l'air est due principalement aux émissions gazeuses provenant :

- ✚ De sources fixes telles que les usines de transformation de matière première et de fabrication des produits de base ainsi que les centrales thermiques ; les émissions gazeuses peuvent contenir principalement des dérivés carbonés, des composés organiques volatils dits aussi COV (hydrocarbures, aldéhydes), des dérivés soufrés, azotés ou halogénés, des particules et de l'ozone ; elles sont faciles à mesurer et constituent les principales sources de pollution de l'air ;
- ✚ De sources mobiles tels que les moyens de transport (terrestres, aériens et maritimes) et aux outils à moteurs ; elles sont principalement constituées d'oxyde d'azote, de monoxyde de carbone, d'oxyde de soufre, de composés organiques volatils. Elles sont plus difficiles à contrôler (voir figure (1.14)).

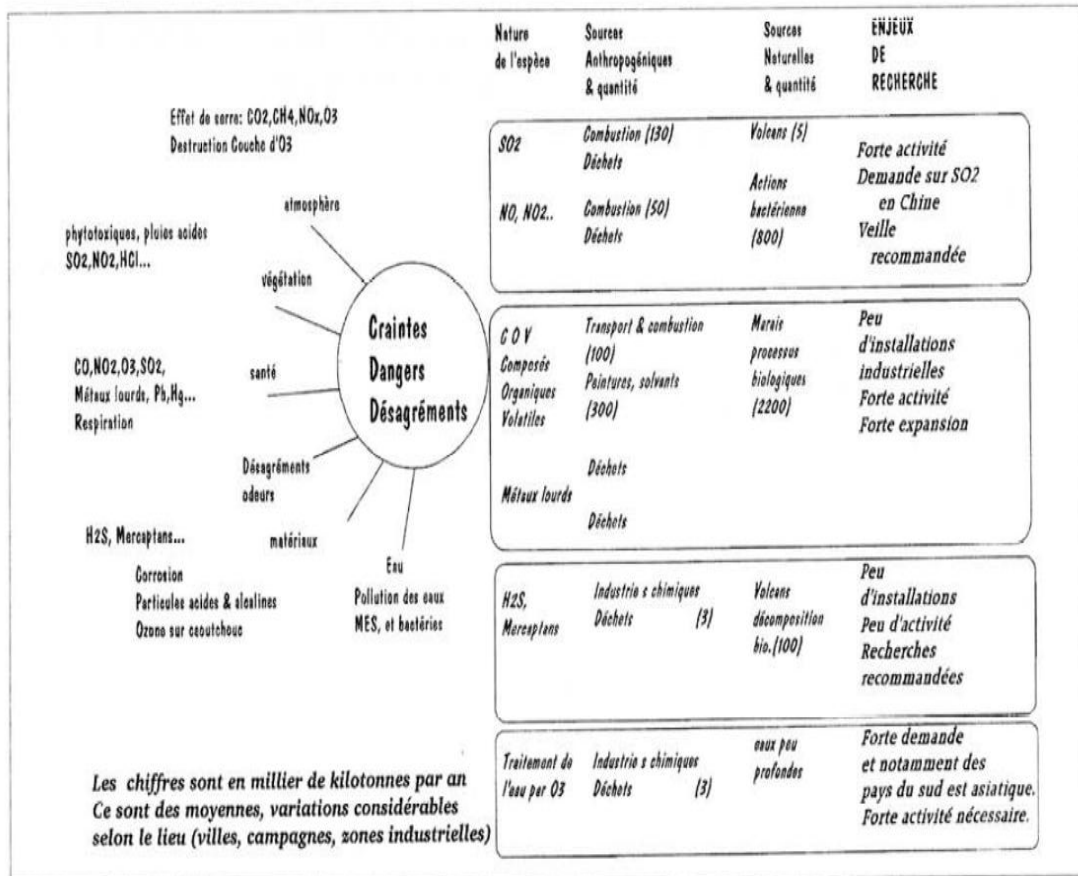


Figure (1.14) : Origine des préoccupations concernant les éléments polluants et présentation des groupes de polluants.

L'origine du développement de la technologie de traitement des effluents gazeux par décharge tient à l'attention actuelle que l'on porte à la préservation de la qualité de l'air. Les industries sont amenées à développer des technologies d'épuration : les plasmas froids présentent une technologie alternative nouvelle aux diverses approches d'épuration du gaz [20, 21].

Les procédés de dépollution des effluents gazeux dépendent de la nature des produits à éliminer.

Pour l'élimination des poussières, les technologies utilisées font appel à des procédés secs de type filtration ou procédés humides de type lavage. Le plasma froid charge électriquement les aérosols et les poussières qui sont ensuite collectés sur des plaques métalliques puis détachés par vibration ou frappe des plaques.

Pour ce qui est des effluents gazeux, les techniques utilisant les plasmas froids sont basées sur différents procédés à la pression atmosphérique comme l'irradiation par faisceaux d'électrons, les décharges couronne [22-24], les décharges à barrières diélectriques [25].

1.10.2.1. Bombardement de gaz par faisceau électronique

Le procédé (voir figure (1.15)) permet d'oxyder les NO_x et SO_2 en HNO_3 et HSO_4 ces derniers étant ensuite neutralisés par l'adjonction d'une base. Ils forment des résidus solides récupérés par des filtres mécaniques ou des précipitateurs électrostatiques. Par la suite, ils sont valorisés en tant que sels minéraux fertilisants.

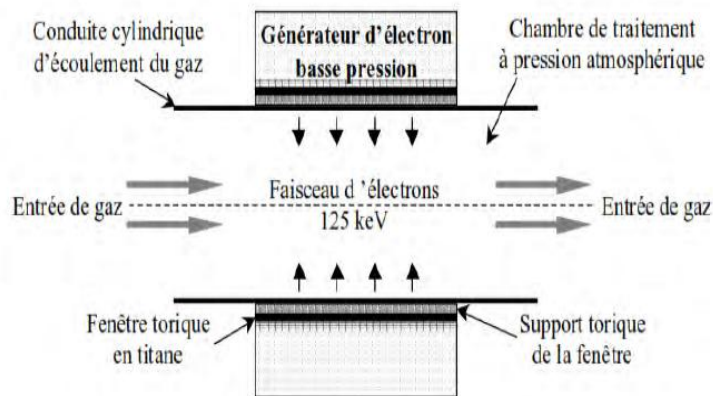


Figure (1.15) : Dispositif plasma de traitement d'effluents gazeux par faisceaux d'électrons.

1.10.2.2. Décharges couronne et à barrières diélectriques

Le rôle des décharges électriques de type couronne est celui de produire des électrons libres et énergétiques pour exciter, ioniser et dissocier les molécules qui sont majoritaires dans le gaz pollué (CO_2 , N_2 , O_2 et H_2O , oxydes d'azote et de soufre et les COV). Certains radicaux formés durant cette phase de décharge amorcent ensuite une série de réactions chimiques qui transforment les polluants en espèces inoffensives ou traitables par les procédés classiques. Le traitement d'un gaz d'échappement passe par trois étapes principales [24] :

- ✚ Création des radicaux : c'est la phase décharge qui peut durer plusieurs centaines de nanosecondes. Il y a création de radicaux (OH , H , N , O , H_2O , O_3) ;

- ✚ Destruction des oxydes : c'est une phase de post décharge qui dure entre quelques microsecondes et quelques millisecondes. Les radicaux formés lors de la première étape réagissent avec les espèces polluantes pour former de nouvelles espèces stables ;
- ✚ Formation de sous produits : elle intervient beaucoup plus tard dans le temps et dans l'espace. Dans le cas d'une décharge couronne dans l'air humide, les acides formés dans la phase précédente vont s'entourer de molécules d'eau. L'adjonction d'une base conduit à la formation de sels.

Les décharges à barrière diélectrique [25] sont adaptées à l'élimination des polluants oxydables.

1.10.3. Traitement de surface

Les décharges contrôlées par barrières diélectriques servaient initialement pour la production d'ozone. Avec le temps, la gamme d'application de ces décharges est devenue plus vaste : traitement de surface. Le caractère filamentaire de la décharge peut présenter des inconvénients dans les applications telles que le traitement de surface. Pourtant, le procédé corona qui utilise une DBD filamentaire est considéré comme le plus répandu pour le traitement des films plastiques et des fibres. La figure (1.16) illustre le procédé.

Le matériau à traiter soit un film polymère, défile à la vitesse de 100 m mn^{-1} entre deux électrodes. L'une des électrodes est un rouleau sur lequel passe le film. L'autre électrode est constituée d'une ou plusieurs barres portées à une haute tension alternative. Ce type de procédé est appelé corona en référence à la décharge couronne [26] car le rayon de courbure de la barre est très petit comparé à celui du rouleau.

La physique de la décharge est contrôlée par le diélectrique solide qui couvre l'électrode rouleau ; on peut traiter de grandes surfaces sans que le volume du plasma soit conséquent. Les avantages de cette technique sont le fonctionnement en continu et la possibilité d'être intégrée dans une ligne de production. Tous les matériaux peuvent être considérés (polymère, tissu, métal) mais les substrats doivent avoir une ou deux dimensions. Les décharges sont filamenteuses et conduisent à un traitement statistique des surfaces en contact avec la décharge (le manque d'homogénéité intrinsèque limite le domaine d'application) [27].

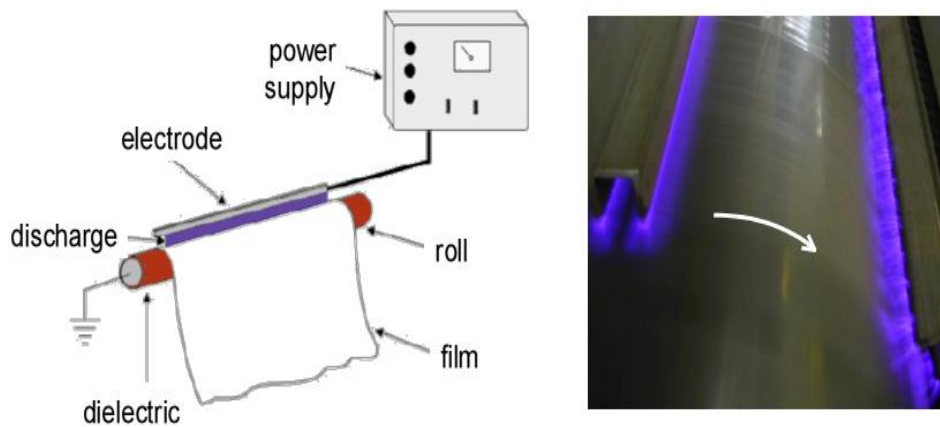
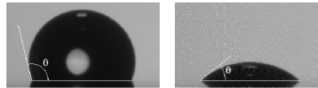


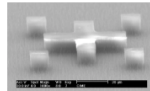
Figure (1.16) : Schéma du procédé corona.

Applications aux traitements de surface

- **Modification de l'extrême surface** : amélioration de l'adhésion, changement de la mouillabilité, nitruration, carburation, oxydation, ...



- **Gravure/Nettoyage/Stérilisation**



- **Dépôt de couches minces** : films céramiques (oxydes, nitrures, ...), semi-conducteurs, carbonés, ...

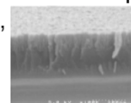


Figure (1.17) : Applications aux traitements de surface.

Dans les applications aux traitements de surface, les espèces énergétiques créées par la décharge peuvent réagir avec les surfaces et être utilisées pour déposer des couches minces ou modifier les propriétés de surface (mouillabilité, perméabilité, voir figure (1.17)).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Flitti, “Modélisation numérique en 1.5 D et 2 D de la propagation d’une décharge filamentaire haute pression”, thèse de Doctorat en Sciences présentée en Janvier 2008 à la Faculté de Génie Electrique, Département de Génie Electrique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [2] V. Martin, “ Etude de micro décharges comme source de rayonnement ultraviolet intense”, thèse de Doctorat présentée en Décembre 2011 à l’Université Paris Sud.
- [3] R. Abdjelil, “ Modélisation de la relation entre les paramètres du procédé plasma et les caractéristiques de la qualité du matériau textile par apprentissage de données physiques”, thèse de Doctorat présentée en Avril 2010 à l’Université des Sciences et Technologies de Lille 1.
- [4] M. Boufeldja, “ L’influence de la nature du matériau des parois sur la décomposition de l’ozone O_3 dans une décharge couronne”, thèse de Magister présentée en Juillet 2009 à la Faculté des Sciences, Département de Physique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [5] G. Quinio, “Modélisation numérique de la génération d’un plasma d’air dans un écoulement aérodynamique”, thèse de Doctorat présentée en Décembre 2005 à l’Unité Mixte de Recherche CNRS de l’Université Paul Sabatier Toulouse 3-INSAT.
- [6] J.R. Hollahan and A.T. Bell, “Techniques and applications of plasma chemistry”, Wiley Inter Science, New York, 1974.
- [7] M.A. Lieberman et A.J. Lichtenberg, “Principles of plasma discharges and material processing”, 1st edition, New York: John Wiley and Sons, Inc 572, 1994.
- [8] O. Eichwald, M. Yousfi, A. Hennad et M.D. Benabdessadok, “Coupling of chemical kinetics, gas dynamics and charged particle kinetics models for the analysis of NO reduction from flue gases”, J. Appl. Phys.vol 82 (10), p 4781-4794, 1997.
- [9] B. Ardjani, “ Application de la méthode de Monte Carlo dans le calcul des coefficients de transport d’un gaz faiblement ionisé”, thèse de Magister présentée en Septembre 2006 à la Faculté des Sciences, Département de Physique, Université Abou Bekr Belkaid, Tlemcen.
- [10] M. Belhi, “Simulation numérique de l’effet de champ électrique sur la stabilité des flammes de diffusion”, thèse de Doctorat présentée en Mai 2012 à l’Ecole Doctorale des Sciences Physiques, Mathématiques et de l’Informatique pour l’Ingénieur, Université de Rouen.
- [11] L. Zeghichi, “ Etude d’une décharge électrique par la méthode de Monte Carlo”, thèse de Magister présentée en Avril 2010 à la Faculté des Sciences, Département de Physique, Université de Batna.
- [12] B. Danouj, “Caractérisation des signatures de décharges partielles en utilisant une nouvelle génération de coupeurs piézoélectriques”, thèse de Doctorat soutenue en Septembre 2012 à l’Ecole de Technologie Supérieure, Université du Québec.
- [13] H. Raether, Zeit Phys, 112, 464, 1939.
- [14] J. M. Meek and L.B. Loeb, J. Phys. D, 11, 797, 1939.
- [15] S. Pancheshnyi, Plasma Sources Sci. Technol. 14, p 645–653, 2005.
- [16] J.M. Meek et J.D. Graggs, Electrical breakdown of gases, Clarendon, Oxford, 1953.
- [17] W. J. M. Samaranayake, Y. Miyanara, T. Namihira, S. Katuski, R. Hackam et H. Akiyama, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol.8,4, p 687-67,

- 2001.
- [18] L. Hosselet, *Electrochimica Acta*, 18, p 1033-1041, 1973.
 - [19] O. Motret, C. Hibert et J.M. Pouvesle, *Ozone Science Engineering*, 24, p 203-213, 2002.
 - [20] M. Penetrante, S.E. Sultheis, ed, *Non thermal techniques for pollution control*, NATO ASI, Series G; Vol 34, 1993.
 - [21] Proceeding of the Int. Workshop on Plasma Technolo., puyk@sun.ihep.ac.cn, Plasma Fusion Center, MIT. (USA)&BIT (Chine), 1996, Pekin.
 - [22] A. et M. Goldman, “ Les plasmas froids à pression atmosphérique”, dans *plasmas dans l’industrie*, coll. DOPEE, ed Electra Paris, Ch 1.2.2, 1991.
 - [23] E. Marode, “ Electrical breakdown and discharges in gases”, E. Kunhardt, L.H. Luessen, editor, NATO Series ASI, Série B volume 89 b, p 119-166, 1981.
 - [24] D. Dubois, “Réalisation et caractérisation d’un réacteur de plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution de gaz d’échappement”, thèse de Doctorat présentée en 2006 à l’Université Paul Sabatier Toulouse 3.
 - [25] U. Kogelschatz, “Advanced ozone generation”, process technologies for water treatment, Plenum Pub. Corp., 1988.
 - [26] Yu. P. Raiser, Springer Verlag, Berlin, 1991.
 - [27] B. Bernecker, “ Formation de structures et phénomènes d’auto-organisation dans les décharges à barrières diélectriques”, thèse de Doctorat présentée en Septembre 2010 à l’Université Paul Sabatier Toulouse 3.

Chapitre II

Modélisation mathématique du transport des particules

Chapitre II

SOMMAIRE

Chapitre II		Page
	Sommaire.	40
2.1.	Introduction.	41
2.2.	Principe d'un modèle complet d'une décharge électrique.	41
2.3.	Équation de Boltzmann ; fonction de distribution et équation de Poisson.	42
2.4.	Equilibre du champ local.	44
2.5.	Différents modèles mathématiques.	45
2.5.1.	Modèles cinétiques (approche microscopique).	45
2.5.2.	Modèles fluides (approche macroscopique).	46
2.5.2.1.	Concept.	46
2.5.2.2.	Equations utilisées dans le modèle fluide.	47
2.5.2.3.	Modèle fluide à deux moments ou modèle de dérive-diffusion.	48
2.5.3.	Modèles hybrides.	49
2.6.	Résolution numérique de l'équation de dérive diffusion.	49
2.7.	Importance du choix du flux.	52
2.8.	Schémas numériques étudiés	53
2.8.1	Schéma Upwind (1D)	53
2.8.2.	Schéma Lax Wendroff (1D)	53
2.8.3.	Schéma Flux Corrected Transport FCT (1D)	54
2.8.4.	Schéma Flux Corrected Transport FCT (2D)	57
****	Références bibliographiques	60

2.1. Introduction

L'expérimentation sur les plasmas coute cher et les problèmes rencontrés dans la physique des plasmas sont complexes ; il est donc indispensable de développer des modèles numériques pour simuler les mécanismes rencontrés lors d'une décharge. La modélisation joue un rôle assez important dans le développement de la théorie des plasmas.

Dans la plupart des cas, la solution analytique d'un modèle n'est accessible qu'après un nombre important de simplifications et d'hypothèses réductrices. Il faut donc opter pour la simulation numérique [1].

2.2. Principe d'un modèle complet d'une décharge électrique

Un modèle complet et idéal d'une décharge électrique haute pression est un modèle multidimensionnel s'appuyant sur les éléments suivants :

- ✚ Description des phénomènes de transport des particules chargées dans l'espace inter-électrodes avec des termes de création de particules chargées à partir de l'état stable des molécules du gaz ;
- ✚ Calcul du champ électrique au sein de la décharge par la résolution de l'équation de Poisson ;
- ✚ Prise en compte des dimensions et de la nature du circuit extérieur comme conditions aux limites du champ électrique ;
- ✚ Prise en compte des mécanismes de création et disparition de particules chargées (ionisation, attachement, recombinaison). Cela nécessite une description de la cinétique de la décharge ;
- ✚ Description de l'évolution de la température et de la pression et éventuellement de la vitesse d'écoulement locales du gaz.

En pratique, un tel modèle est impossible à réaliser. L'objectif de la modélisation est de rechercher un modèle plus simple et approximatif des phénomènes afin de rendre le problème soluble.

2.3. Équation de Boltzmann ; fonction de distribution et équation de Poisson

Le modèle mathématique pour décrire une décharge et du plasma associé décrit le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique.

Les phénomènes de transport des particules chargées (dans notre cas électrons et ions positifs vu que le gaz utilisé est l'azote) sont décrits par l'équation de Boltzmann [2,3].

L'équation de Boltzmann est une équation de continuité dans l'espace des phases position-vitesse $(\vec{r}, \vec{v})$ qui permet de déterminer la fonction de distribution des vitesses des particules $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ en tout point de l'espace et à chaque instant.

Si la variation élémentaire df de la fonction de distribution s'effectue de manière continue dans l'espace des vitesses, elle correspond à la différentielle totale de la fonction de distribution:

$$df = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right\} dt \quad (2.1)$$

L'équation (2.1) peut s'écrire aussi :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = C(f) \quad (2.2)$$

$C(f) =$ Terme de collision avec les neutres ou opérateur de collisions.

L'équation (2.2) est connue sous le nom d'équation de Boltzmann. Elle comprend différents termes qu'on peut définir de la façon suivante :

$\frac{\partial f}{\partial t}$: Variation temporelle de f au point $(\vec{r}, \vec{v})$;

$\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}$: Terme de diffusion spatiale qui fait tendre le système vers son état homogène ou encore tendance du gaz à se relaxer vers un état d'équilibre ;

Chapitre II

$\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$: Terme traduisant l'action des forces extérieures sur les particules.

De la fonction de distribution, on peut déduire les variations spatio-temporelles des grandeurs moyennes (densité, vitesse dirigée, énergie moyenne...) ainsi que les fréquences moyennes des différents processus de collisions (fréquence d'ionisation, fréquence d'excitation, d'échange de quantité de mouvement...).

Pour les particules chargées, l'équation de Boltzmann doit être couplée à l'équation de Poisson (2.3) qui permet le calcul du champ électrique connaissant la charge d'espace.

$$\Delta \Phi = -\frac{e(n_p - n_e)}{\varepsilon} \quad (2.3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (2.4)$$

$$E = -\Delta \Phi \quad (2.5)$$

Φ représente le potentiel et e la charge élémentaire portée par l'électron. ε , ε_0 , ε_r représentent respectivement la permittivité du milieu, la permittivité du vide et la permittivité relative ; dans notre cas, ε_r est pris égal à un. n_e et n_p sont respectivement la densité des électrons et des ions positifs. L'équation (2.5) permet d'estimer le champ électrique à partir du potentiel appliqué.

Les densités d'ions positifs n_p et des électrons n_e sont les intégrales des fonctions de distribution de ces particules sur l'espace des vitesses (équation (2.6)).

$$n_{e,p}(\vec{r}, t) = \int f_{e,p}(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (2.6)$$

La résolution numérique d'un tel système est très complexe et bien trop lourde 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 sont introduites au niveau de la dépendance spatiale et temporelle des paramètres permettant la description de l'évolution des particules. Parmi ces hypothèses, on a celle qui consiste à supposer l'existence d'un régime d'équilibre.

2.4. Equilibre du champ local

On considère le cas où le champ appliqué à un système est constant et uniforme. On admet dans une telle situation que les propriétés macroscopiques des particules chargées étudiées sont indépendantes de la position et du temps et sont uniquement fonction du champ appliqué. Les particules sont en équilibre avec le champ électrique et le système est en régime hydrodynamique.

Le régime hydrodynamique (ou régime d'équilibre avec le champ local) est un état d'équilibre dans lequel les pertes d'énergie au cours des collisions sont compensées par le gain d'énergie suite aux collisions et aux forces extérieures.

On note que cet état est différent de l'équilibre thermodynamique local dans lequel, en l'absence de forces extérieures et au bout d'un temps suffisamment long, l'ensemble des particules d'un système tend vers une situation caractérisée par une distribution de Maxwell à la température du gaz.

C'est le résultat stable d'un bilan équilibré entre les processus directs et inverses. Pour atteindre l'équilibre du champ local, il faut que les électrons effectuent suffisamment de collisions pour supposer en première approximation qu'ils sont en équilibre avec le champ électrique, c'est à dire que leur fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit (E/P) où P est la pression totale du gaz.

Cela implique que :

- ✚ L'équation d'énergie se réduit à l'égalité entre gain et perte d'énergie localement ;
- ✚ Que la fonction de distribution électronique ne dépend que du champ réduit local et qu'elle peut donc être pré-calculée et tabulée [4-6].

L'équilibre avec le champ local permet de supposer que le coefficient d'ionisation α ne dépend que du champ local sans avoir à résoudre l'équation d'énergie électronique. Cette approximation grossière n'est plus valable quand les libres parcours moyens ne sont pas petits devant toutes les dimensions caractéristiques du système.

Elle est cependant suffisante pour reproduire de façon raisonnable un grand nombre de phénomènes observés dans les plasmas collisionnels et est à la base de tous les modèles de streamer. Il en est de même pour tous les paramètres de transport utilisés (voir chapitre IV).

2.5. Différents modèles mathématiques

La résolution numérique de l'équation de Boltzmann est délicate. Son couplage à l'équation de Poisson rend le problème encore plus difficile. C'est pourquoi il existe une hiérarchie de modèles mathématiques correspondant à différents degrés d'approximation des phénomènes.

L'un de ces modèles sera mieux adapté au problème suivant les conditions et le niveau de détail ou de précision requis.

On peut répartir les modèles mathématiques en trois grandes familles correspondant à des pressions et à des champs différents et donc des approximations différentes :

- ✚ Modèles cinétiques (microscopiques) ;
- ✚ Modèles fluides (macroscopiques) ;
- ✚ Et modèles hybrides.

2.5.1. Modèles cinétiques (approche microscopique)

Le développement d'un streamer naît de processus collectifs microscopiques (collisions entre électrons et molécules qui engendrent des avalanches électroniques pouvant atteindre des tailles de telle façon que la charge d'espace créée distorde le champ géométrique). On ne peut décrire ces phénomènes que par les modèles particuliers [7,8].

Lorsque la description mathématique de la décharge s'appuie sur la résolution de l'équation de Boltzmann, on parle d'approche microscopique et le modèle est dit cinétique : c'est l'approche la plus précise mais aussi la plus difficile car on doit rechercher la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ pour chaque particule $n(\vec{r}, \vec{v})$

La description microscopique d'un système n'est nécessaire que lorsque le libre parcours moyen des particules est du même ordre de grandeur ou supérieur aux dimensions de l'enceinte. Dans le cas de la décharge haute pression, les libres parcours moyens sont inférieurs aux dimensions de l'enceinte.

Les méthodes microscopiques sont donc moins justifiées et plus difficiles à mettre en œuvre en raison des temps de calcul très élevés qu'elles impliquent.

On a donc recours à une approche plus macroscopique (modèle fluide) 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) [9].

La description fluide du transport est obtenue classiquement en prenant les moments de l'équation de Boltzmann et en faisant les approximations jugées convenables pour le problème considéré.

2.5.2. Modèles fluides (approche macroscopique)

2.5.2.1. Concept

Le modèle fluide s'applique aux fluides. Le fluide est défini comme étant un milieu continu, déformable et qui s'écoule. Il est dit continu si le nombre de particules physiques contenues dans un volume élémentaire est suffisamment grand pour que l'on puisse négliger toute fluctuation de ce nombre.

Donc, le volume élémentaire (qui définit la taille d'une particule de fluide) est choisi suffisamment grand pour contenir un nombre important de particules et suffisamment petit pour être traité d'un point de vue macroscopique [10].

D'après les études auxquelles ont procédé Eichwald [11], Pancheshnyi [12] et Hallac [13], on peut dire que la densité des électrons à pression atmosphérique dans le canal d'un streamer est de l'ordre de 10^{20} à 10^{22} m^{-3} . Ainsi, un volume élémentaire de $1 \mu\text{m}^3$ renferme entre 100 et 10000 électrons [2]. Ce même volume contient plus de 10^7 molécules neutres.

Ces valeurs valident la possibilité de moyenner les grandeurs physiques microscopiques (vitesse instantanée, section efficace, fonction de distribution etc...) et assurent que les grandeurs moyennes macroscopiques (densité, vitesse moyenne, énergie moyenne) obtenues sont peu fluctuantes pour un instant et une position donnée.

Les grandeurs moyennes sont calculées grâce aux trois premiers moments de l'équation de Boltzmann :

- ✚ L'équation de continuité ;
- ✚ L'équation de transfert de la quantité de mouvement;
- ✚ L'équation de l'énergie.

2.5.2.2. Equations utilisées dans le modèle fluide

A-Equation de continuité

La description macroscopique du transport des particules chargées se fait par la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann (équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et d'énergie).

Dans ces conditions, les dérivées d'ordre supérieur par rapport au temps peuvent être négligées. Le flux des particules chargées peut s'écrire sous la forme d'un terme de dérive et d'un terme de diffusion lorsque l'on néglige l'inertie des électrons.

Si on néglige le terme de diffusion, l'équation de transport de quantité de mouvement est réduite à un terme de gain dû au champ électrique et un terme de pertes dû aux collisions.

En multipliant l'équation (2.2) par 1 et en intégrant dans l'espace des vitesses, on obtient le premier moment qui correspond à l'équation de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n \cdot v) = S \quad (2.7)$$

n représente la densité des particules chargées, v la vitesse moyenne des particules chargées, et S le terme source qui sera expliqué plus tard (chapitre IV).

B- Equation de transfert de la quantité de mouvement

En multipliant l'équation (2.2) par 2 et en intégrant dans l'espace des vitesses, on obtient le deuxième moment qui correspond à l'équation de transfert de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial (nm\bar{v})}{\partial t} + nm(\bar{v}\nabla_r) \bar{v} + \bar{v}(\nabla_r nm\bar{v}) + \nabla_r P - n\bar{F} = nm\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}\right)_{\text{coll}} \quad (2.8)$$

$\bar{F}$ représente les forces extérieures exercées sur les particules, P est le tenseur de pression cinétique correspondant à la densité d'énergie d'agitation thermique. Cette équation représente la variation temporelle totale de la quantité de mouvement sous l'effet des forces extérieures, de la pression cinétique et des collisions.

C-Equation de conservation d'énergie

On peut aussi déduire l'équation de conservation de l'énergie en multipliant par $1/2mv^2$ l'équation de Boltzmann et en l'intégrant dans l'espace des vitesses :

$$\frac{\partial n\bar{\epsilon}}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r \cdot (n\bar{\epsilon} \mathbf{v}) + \nabla_r Q - eE = -nv_i \bar{\epsilon} \quad (2.9)$$

Où v_i la fréquence d'échange d'énergie par collision, E le champ électrique et Q le flux de chaleur et e expliquée auparavant.

****On se limite dans notre étude aux deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Dans ce cas, la fermeture nécessite deux approximations :

La première approximation consiste à négliger les termes de gradients de densité d'ordre supérieur afin d'obtenir une équation simplifiée du transfert de la quantité de mouvement et la seconde correspond à l'hypothèse du champ local.

2.5.2.3. Modèle fluide à deux moments ou modèle de dérive-diffusion

Communément, le modèle adopté pour déterminer la dynamique de la décharge est le modèle fluide d'ordre 1. Le modèle met en jeu les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (c'est-à-dire l'équation de continuité et de quantité de mouvement) pour chaque espèce chargée, couplé à l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique de charge d'espace.

Le modèle repose sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- ✚ L'ionisation directe par impact électronique est le seul processus de génération des particules en volume ;
- ✚ La fréquence d'ionisation v_i est une fonction du champ électrique local.

Chapitre II

L'équation de quantité de mouvement des particules chargées se réduit à sa forme dite de dérive-diffusion dans laquelle on a uniquement conservé les termes de collisions, de champ et de gradient de pression (les termes d'inertie sont négligés). Dans ces conditions, le flux de particules ou densité de courant J (équation (2.6)) est la somme d'un terme proportionnel au champ électrique (dérive) et d'un terme proportionnel au gradient de densité de l'espèce (diffusion). Généralement, dans le cas des décharges haute pression, le terme de dérive est nettement plus important que le terme de diffusion.

$$J = n \cdot v = n \mu E - \text{div}(n \cdot D(E)) \quad (2.10)$$

$$w(E) = \mu E \quad (2.11)$$

2.5.3. Modèles hybrides

Le modèle hybride représente les propriétés de transport des électrons rapides non plus de façon fluide mais microscopique, tout en gardant une représentation fluide du corps de la distribution. Ce type de modèle est qualifié d'hybride puisqu'il est de type fluide pour les électrons froids du plasma et de type microscopique pour les électrons rapides [6].

2.6. Résolution numérique de l'équation de dérive-diffusion

En remplaçant l'équation (2.10) dans l'équation de continuité (2.7), on obtient:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \cdot (nw(E) - D(E) \nabla_r n) = S \quad (2.12)$$

Il n'est en général pas possible de résoudre d'une manière analytique l'équation (2.12) pour chaque espèce chargée, il est donc nécessaire de faire appel à des méthodes numériques. Un schéma numérique adapté à la modélisation des streamers et des gradients de densité associés doit répondre aux critères suivants [3], [14,15] :

- ✚ Le schéma numérique doit être non dispersif (ne doit pas introduire d'oscillations artificielles dans la solution) ;
- ✚ Le schéma numérique doit être non diffusif ;
- ✚ Il doit être conservatif et pouvoir maintenir la positivité de la solution ;
- ✚ Les durées de calcul ne doivent pas être prohibitives.

Chapitre II

La littérature sur les méthodes numériques est très abondante et multidisciplinaire. On va présenter les techniques de résolution telles que le schéma Upwind, Lax Wendroff, la méthode Flux de Transport Corrigé ou Flux Corrected Transport.

Les tests auxquels vont être soumises les méthodes numériques dans le chapitre III sont guidés par l'exigence de la modélisation des décharges pour lesquelles la meilleure précision avec la plus faible diffusion numérique possible, la prise en compte de forts gradients et d'une vitesse qui varie rapidement en espace sont nécessaires à une modélisation de qualité. En géométrie monodimensionnelle, l'équation (2.12) caractérisant le mouvement des différentes particules de la décharge peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial J(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (2.13)$$

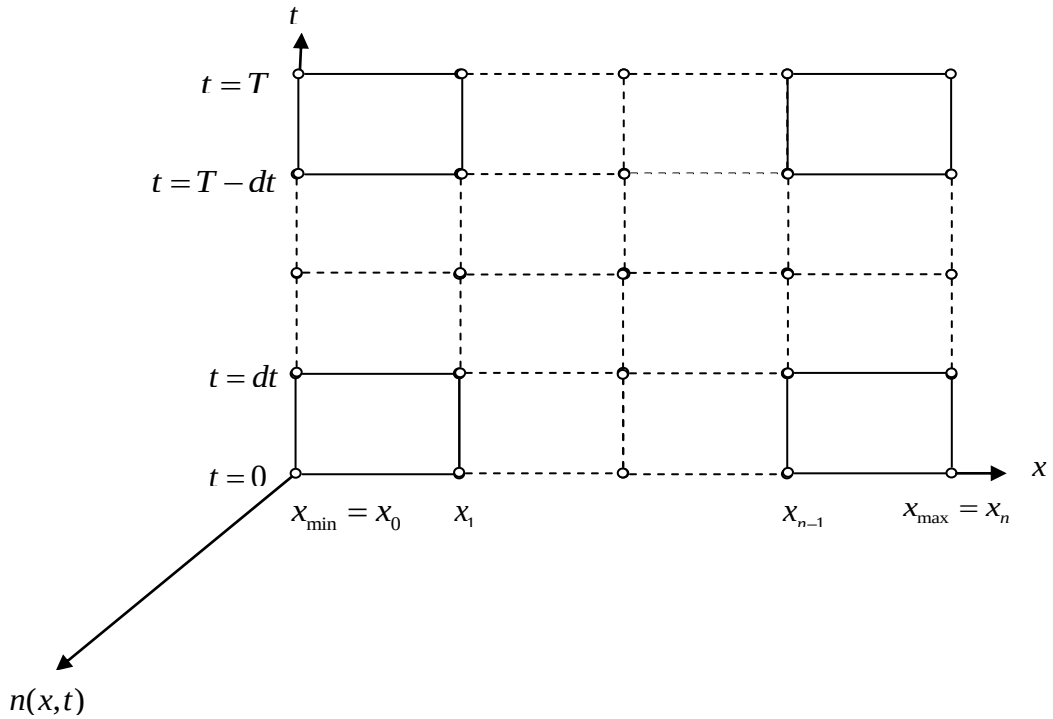


Figure (2.1) : Discretisation suivant le temps et suivant l'espace.

On utilise la méthode des différences finies pour pouvoir rechercher une solution approchée de l'équation (2.13) ; pour cela l'espace $[x_{\min}, x_{\max}]$ du domaine étudié est divisé en n_x intervalles réguliers de longueur Δx avec :

$$\Delta x = (x_{\max} - x_{\min}) / n_x \quad (2.14)$$

Chapitre II

Le temps t est discrétisé en n_t points comme le montre la figure (2.1).

La discrétisation de l'équation (2.13) sans second membre s'écrit sous la forme :

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{J_{i+1/2} - J_{i-1/2}}{\Delta x} = 0 \quad (2.15)$$

Soit :

$$n_i^{k+1} = n_i^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (J_{i+1/2} - J_{i-1/2}) \quad (2.16)$$

La relation (2.16) montre que la densité n_i^{k+1} s'obtient à partir de la densité n_i^k et des flux aux milieux de deux cellules consécutives.

La difficulté principale au niveau de l'établissement d'un schéma numérique repose sur la détermination optimale du flux des particules (densité de courant) qui doit nécessairement s'exprimer en termes de combinaison linéaire des densités situées de part et d'autre de x_i .

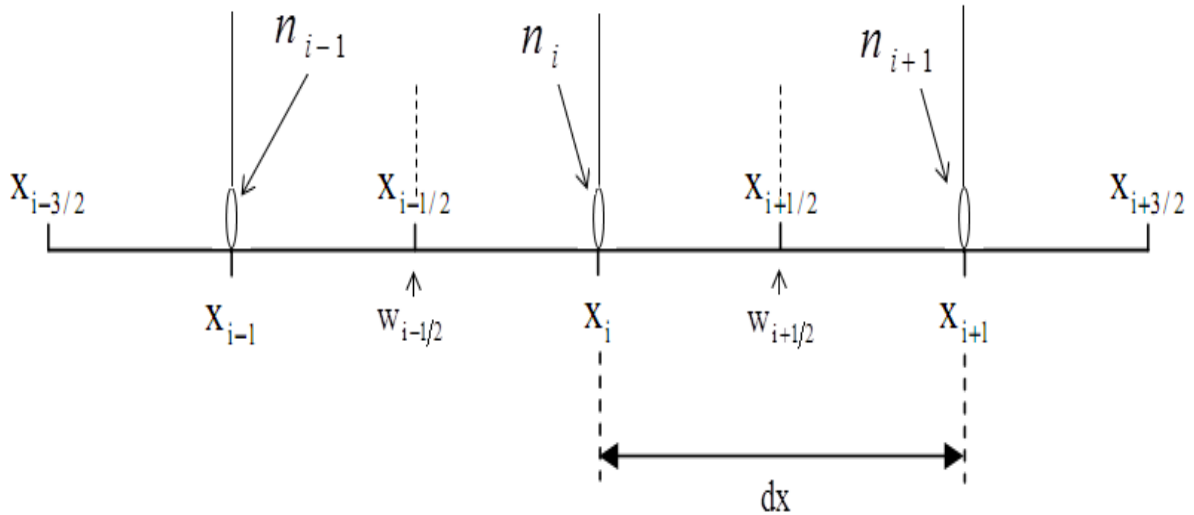


Figure (2.2) : Mode de discrétisation suivant l'axe de propagation.

2.7. Importance du choix du flux

L'approximation la plus naturelle consiste à admettre que la densité n varie linéairement entre x_i et x_{i+1} . Dans ces conditions, on peut écrire en négligeant le terme de diffusion que le flux au milieu de chaque cellule $J_{i+1/2}$ est donné par l'expression :

$$J_{i+1/2} = w_{i+1/2} \frac{(n_i^k + n_{i+1}^k)}{2} \quad \forall i \in [1, n_x] \quad (2.17)$$

avec $w_{i+1/2}$ vitesse de dérive de particule au milieu de la cellule (i) donnée par :

$$w_{i+1/2} = \frac{w_i + w_{i+1}}{2} \quad (2.18)$$

Si on remplace l'expression (2.17) dans l'équation (2.15), on a la forme finale de la densité à la position i et à l'instant $k+1$:

$$n_i^{k+1} = n_i^k \left(1 - \frac{\varepsilon_{i+1/2} - \varepsilon_{i-1/2}}{2} \right) - n_i^{k+1} \left(\frac{\varepsilon_{i+1/2}}{2} \right) + n_i^{k-1} \left(\frac{\varepsilon_{i-1/2}}{2} \right) \quad (2.19)$$

$$\varepsilon_{i+1/2} = w_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (2.20)$$

La quantité $\varepsilon_{i+1/2}$ est dite nombre de Courant de Friedrich Levy (CFL). Elle représente le rapport entre la distance effectivement parcourue dans une cellule élémentaire par la particule et la longueur de la cellule Δx .

****Dans le cas d'un schéma explicite, la distance parcourue par la particule doit être inférieure ou égale à la moitié de Δx .

$$\varepsilon_{i+1/2} \leq 0.5$$

2.8. Schémas numériques étudiés

Les critères concernant les algorithmes et cités plus haut doivent être respectés quelque soit les conditions d'utilisation et notamment lors de la propagation dans de forts gradients de densité et dans des champs non stationnaires et inhomogènes.

Dans ce travail, on a testé deux familles d'algorithmes utilisés en physique des décharges hors équilibre et à haute pression.

L'une est associée aux méthodes dites de Godunov (schémas Upwind et Lax Wendroff) et l'autre à la famille des techniques Flux Corrected Transport.

2.8.1. Schéma Upwind (1D)

Le calcul du flux moyen $J_{i+1/2}$ est donné par les deux formules qui suivent :

Pour une vitesse de dérive positive:

$$J_{i+1/2} = w_i n_i^k \quad (2.21)$$

Pour une vitesse de dérive négative:

$$J_{i+1/2} = w_i n_{i+1}^k \quad (2.22)$$

Le schéma Upwind est un schéma d'ordre un en espace et en temps et il respecte la condition de positivité.

2.8.2. Schéma Lax Wendroff (1D)

Le calcul du flux moyen $J_{i+1/2}$ est donné par la formule qui suit :

$$J_{i+1/2} = w_{i+1/2} \frac{(n_i^k + n_{i+1}^k) - \varepsilon_{i-1/2} (n_{i+1}^k - n_i^k)}{2} \quad (2.23)$$

C'est un schéma d'ordre deux en espace et un en temps.

2.8.3. Schéma Flux Corrected Transport FCT (1D)

Boris et Book [16-19] ont proposé une nouvelle approche pour résoudre numériquement l'équation de continuité en générant des résultats physiquement raisonnables. Cette approche appelée Flux de Transport Corrigé ou Flux Corrected Transport (FCT) est d'ordre indéterminé mais génère des résultats réalistes et précis.

La méthode FCT nécessite quatre étapes successives :

- ✚ Une discrétisation faible de l'équation de continuité produisant une solution monotone, sans aucune oscillation mais généralement avec une forte diffusion numérique ;
- ✚ Une discrétisation d'ordre élevé de l'équation de continuité conduisant éventuellement à des oscillations en particulier dans les régions où les solutions varient rapidement ;
- ✚ Une définition des flux anti diffusifs correspondant à la différence entre le flux engendré par une discrétisation d'ordre élevé et le flux engendré par une discrétisation d'ordre faible ;
- ✚ Une introduction des limiteurs de flux visant à réduire les flux anti diffusifs dans la mesure du possible sans introduire des oscillations et des valeurs non physiques dans la solution.

L'algorithme FCT possède plusieurs variantes. Le schéma numérique FCT-LPE (Flux de Transport Corrigé à Faible Phase d'Erreur), développé par Morrow [20,21] qu'on va utiliser dans les tests du chapitre III comporte les étapes suivantes:

A-Etape de transport et diffusion

L'étape de transport est réalisée en utilisant une approximation des flux aux interfaces de la grille. Cette étape ne garantit pas la positivité dans les régions de forts gradients à cause des erreurs de phase. L'étape de diffusion est chargée de rendre la positivité à la solution.

En choisissant un coefficient de diffusion approprié, on peut assurer la positivité. A l'issue de cette étape, la méthode est conservative mais la précision diminue (dégradée).

Chapitre II

On procède au calcul de la densité transportée et diffusée par l'expression suivante:

$$\begin{aligned}\bar{n}_i^{k+1} = & n_i^k - \frac{1}{2} \left[\varepsilon_{i+1/2} (n_{i+1}^k + n_i^k) - \varepsilon_{i-1/2} (n_i^k + n_{i-1}^k) \right] \\ & + \left[v_{i+1/2} (n_{i+1}^k - n_i^k) - v_{i-1/2} (n_i^k - n_{i-1}^k) \right]\end{aligned}\quad (2.24)$$

où $\varepsilon_{i+1/2}$ est le nombre de Courant de Friedrich et Levy (CFL) et a été défini auparavant.

$v_{i+1/2}$ est le coefficient de diffusion numérique donné par l'expression suivante :

$$v_{i+1/2} = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} \varepsilon_{i+1/2}^2 \quad (2.25)$$

****Les étapes de transport et de diffusion sont linéaires du point de vue numérique en ce sens que le traitement est identique en chaque point, c'est-à-dire indépendant de la valeur locale de la variable.

B-Etape d'anti-diffusion

L'étape d'anti-diffusion est nécessaire pour retrouver la précision de l'étape de transport, sans perdre la positivité gagnée lors de l'étape de diffusion.

L'objectif de cette étape, étape clé de la méthode est de retirer le maximum de la diffusion ajoutée à l'étape précédente, tout en conservant positivité et stabilité.

Contrairement aux deux étapes précédentes, la phase d'anti-diffusion est non-linéaire. Les flux anti-diffusifs vont être corrigés en fonction de la valeur locale de la variable au voisinage du point considéré. Cette correction donne son nom à la méthode numérique.

Le calcul des flux bruts d'anti-diffusion se fait selon l'expression suivante:

$$J_{i+1/2} = \mu_{i+1/2} \left[\bar{n}_{i+1}^{k+1} - \bar{n}_i^{k+1} + (-n_{i+2}^k + 3n_{i+1}^k - 3n_i^k + n_{i-1}^k) / 6 \right] \quad (2.26)$$

$$\mu_{i+1/2} = (1 - \varepsilon_{i+1/2}^2) / 6 \quad (2.27)$$

où $\mu_{i+1/2}$ sont les coefficients d'anti-diffusion.

Chapitre II

Une telle anti-diffusion est appelée *phoenical* car elle compense exactement la diffusion quand la vitesse s'annule et permet de retrouver la valeur intacte du profil, tel le phoenix qui renaît de ses cendres.

Le flux d'anti-diffusion tel qu'il est défini ci-dessus doit être corrigé par la technique du flux limiteur. Le rôle du flux limiteur est de veiller à ce que l'anti-diffusion ne doit ni créer de nouveaux extremums, ni accentuer les extremums déjà existants.

Les valeurs des flux d'anti-diffusion corrigés sont données par la formule suivante :

$$\bar{J}_{i+1/2} = S \max \left\{ 0, \min \left[S \left(\bar{n}_{i+2}^{k+1} - \bar{n}_{i+1}^{k+1} \right), \left| J_{i+1/2} \right|, S \left(\bar{n}_i^{k+1} - \bar{n}_{i-1}^{k+1} \right) \right] \right\} \quad (2.28)$$

avec : $|S| = 1$ et $S = \text{Signe}(\bar{n}_{i+1}^{k+1} - \bar{n}_i^{k+1})$

Finalement, la nouvelle densité calculée au point i et à l'instant $t+\Delta t$ s'obtient par la formule qui suit :

$$n_i^{k+1} = \bar{n}_i^{k+1} - (\bar{J}_{i+1/2} - \bar{J}_{i-1/2}) \quad (2.29)$$

D'après l'équation (2.29), on remarque que toute quantité soustraite (ou ajoutée) au point i , se retrouve ajoutée (ou soustraite) soit au point $i-1$, soit au point $i+1$, de telle sorte que la méthode FCT-LPE reste conservative.

La stabilité de l'algorithme FCT-LPE est renforcée en introduisant des contraintes numériques sur le flux d'anti-diffusion :

$$\begin{cases} \bar{J}_{i+1/2} = 0 & \text{si} & J_{i+1/2} (\bar{n}_{i+1}^{k+1} - \bar{n}_i^{k+1}) < 0 \\ \text{et ou bien} & & J_{i+1/2} (\bar{n}_{i+2}^{k+1} - \bar{n}_{i+1}^{k+1}) < 0 \\ \text{ou} & & J_{i+1/2} (\bar{n}_i^{k+1} - \bar{n}_{i-1}^{k+1}) < 0 \end{cases} \quad (2.30)$$

2.8.4. Schéma Flux Corrected Transport FCT (2D)

Le problème de la propagation d'une décharge de type streamer doit être résolu en deux dimensions ; la simulation dans une configuration 1.5D ne montre pas l'expansion radiale de la décharge [3].

Chapitre II

On a étendu la technique FCT à deux dimensions et associée au limiteur de Zalezak [22-24] pour résoudre l'équation de continuité dans un problème à symétrie axiale (l'axe Or est l'axe radial et l'axe Oz est l'axe de propagation).

Si on considère l'équation de continuité (2.7) avec le terme source égal à zéro et une diffusion négligeable (cas des décharges streamer) on peut écrire :

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{dérive}} = -\nabla \cdot (n \mathbf{w}) \quad (2.31)$$

où $\mathbf{w}$ est la vitesse de dérive.

On pose que $(r n)$ est une variable dépendante ; on a donc pour la géométrie à symétrie axiale

$$\left. \frac{\partial (r n)}{\partial t} \right|_{\text{dérive}} = -\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial g}{\partial z} \quad (2.32)$$

avec : $f = n w_r$, $g = n w_z$, et $\mathbf{w} = w_r \hat{\mathbf{e}}_r + w_z \hat{\mathbf{e}}_z$.

On discrétise l'espace inter- électrodes par des cellules régulières ; on utilise l'indice i suivant l'axe Or et l'indice j suivant l'axe Oz. Les densités au point (i, j) seront notées $n_{i,j}$. A l'instant initial, les valeurs de $n_{i,j}$, $f_{i,j}$, et $g_{i,j}$ sont connus à tous les points de grille.

Les densités $n_{i,j}$ aux instants $(k+1)/2$ (après un demi pas de temps) et $k+1$ (après un pas de temps) sont données par l'expression suivante :

$$n_{i,j}^{k+1/2} = n_{i,j}^k - \frac{dt}{2 r_{i,j} V_{i,j}} (F_{i+1/2,j}^k - F_{i-1/2,j}^k + G_{i,j+1/2}^k - G_{i,j-1/2}^k) \quad (2.33)$$

$$n_{i,j}^{k+1} = n_{i,j}^k - \frac{dt}{r_{i,j} V_{i,j}} (F_{i+1/2,j}^{k+1/2} - F_{i-1/2,j}^{k+1/2} + G_{i,j+1/2}^{k+1/2} - G_{i,j-1/2}^{k+1/2}) \quad (2.34)$$

où $V_{i,j}$ et $r_{i,j}$ sont respectivement le volume et le rayon de la cellule (i, j) , F^k et G^k sont les flux correspondants respectivement à $f = r n w_r$ et $g = r n w_z$ à l'instant k .

Les formes fonctionnelles de F^t et G^t sont déterminés par l'ordre du schéma aux différences. Suivant [22, 24] et en supposant un maillage régulier suivant la direction Oz, les flux F et G à l'ordre 8 sont donnés par :

Chapitre II

$$F_{i+1/2,j} = \pi \Delta z (r_{i,j} + r_{i+1,j}) \left(\frac{533}{840} (f_{i+1,j} + f_{i,j}) - \frac{139}{840} (f_{i+2,j} + f_{i-1,j}) \right. \\ \left. + \frac{29}{840} (f_{i+3,j} + f_{i-2,j}) - \frac{1}{280} (f_{i+4,j} + f_{i-3,j}) \right) \quad (2.35)$$

$$G_{i,j+1/2} = \frac{\pi (r_{i-1,j} + 2r_{i,j} + r_{i+1,j}) (r_{i+1,j} - r_{i-1,j})}{4} \\ \times \left(\frac{533}{840} (g_{i,j+1} + g_{i,j}) - \frac{139}{840} (g_{i,j+2} + g_{i,j-1}) \right. \\ \left. + \frac{29}{840} (g_{i,j+3} + g_{i,j-2}) - \frac{1}{280} (g_{i,j+4} + g_{i,j-3}) \right) \quad (2.36)$$

La densité $n_{i,j}$ à l'instant $k+1$ est donnée par :

$$n_{i,j}^{k+1} = n_{i,j}^k - \frac{dt}{V_{i,j}} (F_{i+1/2,j}^k - F_{i-1/2,j}^k + G_{i,j+1/2}^k - G_{i,j-1/2}^k) \quad (2.37)$$

Les flux de la cellule donneuse sont donnés par:

$$F_{i+1/2,j} = \pi \Delta z (r_{i,j} + r_{i+1,j}) (\tilde{w}_r)_{i+1/2,j} \\ \times \begin{bmatrix} n_{i,j} & \text{si } (\tilde{w}_r)_{i+1/2,j} \geq 0 \\ n_{i+1,j} & \text{si } (\tilde{w}_r)_{i+1/2,j} < 0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

$$G_{i,j+1/2} = \frac{\pi (r_{i-1,j} + 2r_{i,j} + r_{i+1,j}) (r_{i+1,j} - r_{i-1,j})}{4} \\ \times (\tilde{w}_z)_{i,j+1/2} \begin{bmatrix} n_{i,j} & \text{si } (\tilde{w}_z)_{i,j+1/2} \geq 0 \\ n_{i,j+1} & \text{si } (\tilde{w}_z)_{i,j+1/2} < 0 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Avec : $(\tilde{w}_r)_{i+1/2,j} = \left[(w_r)_{i,j} + (w_r)_{i+1,j} \right] / 2$

et $(\tilde{w}_z)_{i,j+1/2} = \left[(w_z)_{i,j} + (w_z)_{i,j+1} \right] / 2$

Chapitre II

****La contribution du terme de diffusion dans l'équation de continuité (2.7) peut être calculée pour chaque pas de temps. Le terme de diffusion est donné par :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{diff}} = & D_a \left(n_{i,j+1}^k + n_{i,j-1}^k - 2n_{i,j}^k \right) / \Delta z^2 \\ & + \pi D_r \left(\frac{r_{i+1} + r_i}{r_{i+1} - r_i} \left(n_{i+1,j}^k - n_{i,j}^k \right) \right. \\ & \left. - \frac{r_i + r_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \left(n_{i,j}^k - n_{i-1,j}^k \right) \right) \end{aligned} \quad (2.40)$$

où D_r et D_a sont les coefficients de diffusion transversal (radial) et longitudinal (axial) respectivement.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M. Méziane, “Modélisation 2D et 3D d’un écoulement gazeux non stationnaire activé par décharge couronne dans un réacteur multi-pointes plan dédié à la décontamination des gaz”, thèse de Doctorat présentée en Novembre 2011 à l’Université Paul Sabatier de Toulouse 3.
- [2] O. Ducasse, “Modélisation électrodynamique d’un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz”, thèse de Doctorat présentée en 2006 à l’Université Paul Sabatier de Toulouse 3.
- [3] A. Flitti, “Modélisation numérique en 1.5 D et 2 D de la propagation d’une décharge filamentaire haute pression”, thèse de Doctorat en Sciences présentée en Janvier 2008 à la Faculté de Génie Electrique, Département de Génie Electrique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [4] G.E. Georghiou, A.P.Papadakis, R. Morrow et A.C. Metaxas, “Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production”, J. Phys.D: Appl. Phys. 32, p 1370-1385, 1999.
- [5] J.M. Guo et C.H.J. Wu, “Two dimensional non equilibrium fluid models for streamer”, IEEE Trans Plasma Sc., p 684, 1993.
- [6] M. Boufeldja, “L’influence de la nature du matériau des parois sur la décomposition de l’ozone O_3 dans une décharge couronne ”, thèse de Magister, présentée en Juillet 2009 à l’Université des Sciences et de la Technologie d’Oran.
- [7] E.E. Kunhardt et C. Wu, “Towards a more accurate flux corrected transport”, J. Comp. Phys. vol 68, p 127-150, 1987.
- [8] C. Wu et E.E. Kunhardt, “ Formation and propagation of streamer in N_2-SF_6 mixtures”, Phys. Rev. A, vol 37, n°11, p 4396-4406, 1988.
- [9] L. Youssef, “Diagnostic et modélisation d’une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d’écoulement”, thèse de Doctorat présentée en Novembre 2007 à l’Université Paul Sabatier, Toulouse 3.
- [10] S. Mazevet, “ Introduction à la physique des plasmas : description fluide”, communication présentée en Septembre 2009 au Laboratoire de Structure Electronique, Département de Physique Théorique et Appliquée, Commissariat à l’Energie Atomique, Bruyères-le-Châtel.
- [11] O. Eichwald et M. Yousfi, “Effect of order fluid models on flue gas streamer dynamics”, Journal of Physics D: Applied Physics, 39(1), p 99-107, 2006.
- [12] S. Pancheshnyi, “Role of electronegative gas admixtures in streamer start, propagation and branching phenomena”, Plasma Sources Science and Technology, 14(4), p 645-653, 2005.
- [13] A. Hallac, G.E. Georghiou et A.C. Metaxas, “Secondary emission effects on streamer branching in transient non-uniform short-gap discharges”, Journal of

Physics D: Applied Physics, 36(20), p 2498-2509, 2003.

- [14] D.L. Book, “Finite difference techniques for vectorized fluid dynamics calculations”, Springer Series in Computational Physics Springer Verlag, New York, 1981.
- [15] D. Bessières, “Modélisation des décharges électriques filamentaires ”, thèse de Doctorat présentée en Décembre 2006 à l’Université de Pau et des Pays de l’Adour.
- [16] J. P. Boris, NRL Memorandum Report.2542, Washington DC, 1972.
- [17] J. P. Boris et D. L. Book, “Methods in computational physics”, Vol.16, Academic Press, New York, 1976.
- [18] D.L Book, J. P. Boris et K. Hain, J. Comput. Phys., 18, p 248, 1975.
- [19] J.P. Boris and D.L. Book, “Flux-Corrected Transport III minimal-error FCT algorithms”, Journal of Computational Physics, Vol. 20, p 397 - 431, 1976.
- [20] R. Morrow, “Numerical solution of hyperbolic equations for electron drift in strongly non uniform electric fields”, J. Comput. Phys., 43, p 1-15, 1981.
- [21] R. Morrow, “Theory of stepped pulses in negative corona discharge ”, Phys. Rev. A, vol. 32, n° 6, pp 3821-3824, 1985.
- [22] S.T. Zalezak, “Fully Multidimensional Flux Corrected Transport Algorithms for Fluids”, Journal of computational physics 31, Naval Research Laboratory, Washington, p 335-362, 1979.
- [23] M. Zakari, “Modélisation en volumes finis et maillages non structurés des décharges électriques à la pression atmosphérique ”, thèse de Doctorat présentée en Décembre 2013 à l’Université Paul Sabatier, Toulouse 3.
- [24] S. Dhali et P. Williams, “Two dimensional studies of streamer in gases”, J. Appl. Phys, 62, p 4696-4707, 1987.

Chapitre III

Etude des algorithmes intervenant dans la construction du modèle 2D

Chapitre III

SOMMAIRE

Chapitre III		Page
	Sommaire.	63
3.1.	Introduction.	64
3.2.	Tests de validité sur les algorithmes.	64
3.2.1.	Présentation du test numérique.	65
3.2.2	Comparaison visuelle des résultats obtenus à partir des trois algorithmes.	67
3.2.3.	Erreur Absolue Moyenne.	71
3.2.4.	Présentation des tests quantitatifs.	72
3.2.4.1	Erreur Absolue en fonction du pas de discrétisation spatial.	72
3.2.4.2.	Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de périodes.	72
3.2.4.3.	Erreur Absolue Moyenne en fonction du CFL.	72
3.3.	Résolution de l'équation de continuité en 2D.	75
3.4.	Résolution de l'équation de Poisson en 2D	77
****	Références bibliographiques	82

3.1. Introduction

On a vu dans le premier chapitre la physique qui régit le développement et la propagation du streamer aussi bien positif que négatif et dans le deuxième la modélisation mathématique de l'équation de continuité ainsi que le fort couplage qui doit exister entre les équations de transport pour les particules chargées et l'équation de Poisson.

Le modèle électro-hydrodynamique évolue dans un environnement très contraignant et la spécificité de l'utilisation de l'équation de continuité est de présenter selon les valeurs respectives de la vitesse de dérive et du coefficient de diffusion des types de solutions extrêmement différents.

Si la diffusion prédomine, la solution de l'équation de dérive diffusion est de type parabolique et si la dérive prédomine, la solution est de type hyperbolique.

Dans le cas de la décharge streamer, la vitesse de dérive dépend de l'espace et du temps : la résolution des équations de types hyperbolique constitue l'un des problèmes les plus délicats de l'analyse numérique.

Les recherches consacrées à ce sujet sont extrêmement nombreuses et les algorithmes qu'on va choisir doivent être performants.

3.2. Tests de validité sur les algorithmes

Pour connaître les performances des algorithmes choisis (en termes de précision et de durée de calcul), on doit leur faire subir des tests en premier lieu dans un environnement mathématique qui doit être très proche des conditions physiques d'utilisation (but du présent chapitre) ensuite dans les conditions réelles de simulation du phénomène physique de la décharge (but du quatrième chapitre).

Les algorithmes choisis pour résoudre l'équation de continuité en une dimension sont les schémas Upwind, Lax Wendroff et la technique FCT-LPE. Les performances de ces algorithmes sont estimées par la l'observation de la forme des solutions graphiques (tests visuels ou quantitatifs) et quantifiées à partir de l'erreur commise par rapport à la solution analytique (tests qualitatifs).

Dans la littérature [1-9], parmi les tests numériques les plus courants pour la validation de ces algorithmes est le test standard de Davies [10, 11]. Ce test a été repris plusieurs auteurs [12-17] pour pouvoir valider l'algorithme utilisé pour modéliser la propagation en 1.5D et 2D d'une décharge filamentaire haute pression.

Le test de Davies consiste à suivre la propagation d'un signal rectangulaire le long de l'axe de propagation sur l'intervalle $[x_{\min} = 0, x_{\max} = 1]$

3.2.1. Présentation du test numérique

Pour ces tests, la distribution de la densité initiale est choisie comme étant un signal carré décrit par l'équation (3.1) et représenté par la figure (3.1).

$$\begin{cases} n(x, t = 0) = 10 & \text{si } 0.05 \leq x \leq 0.25 \\ n(x, t = 0) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.1)$$

****Pour ce test, les unités utilisées pour les densités, les positions et la vitesse sont arbitraires. La notation utilisée est ua (unités arbitraires).

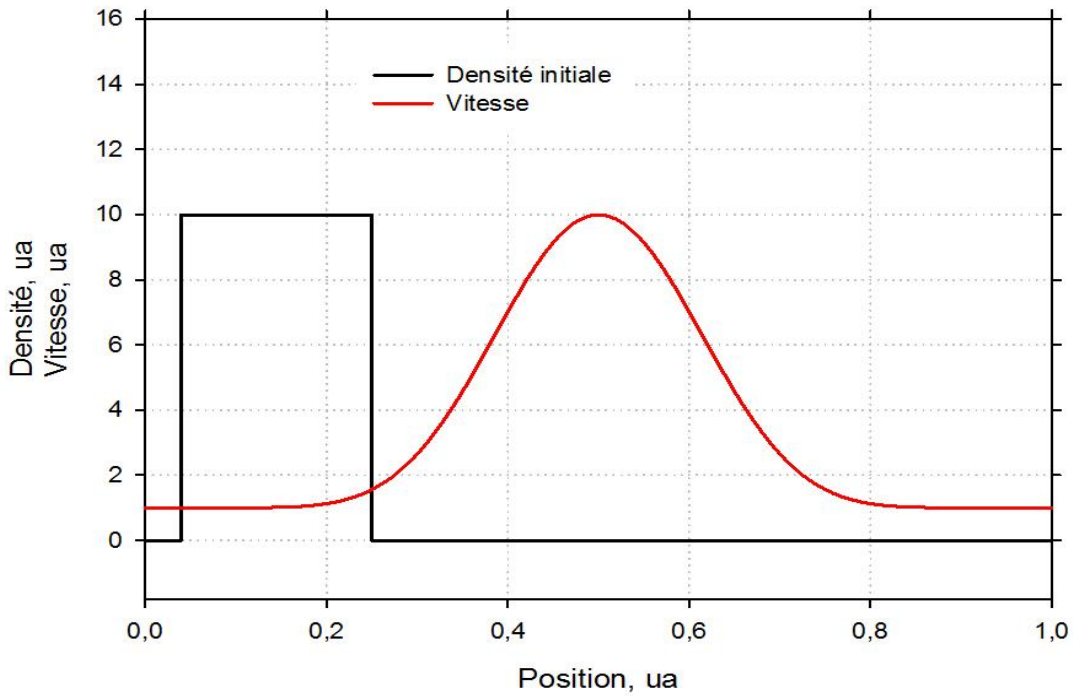


Figure (3.1) : Profils de la densité initiale et de la vitesse de propagation.

Chapitre III

La densité est transportée par un champ de vitesse stationnaire et oscillant donné par l'équation (3.2) et représenté par la figure (3.1). Le champ de vitesse présente un maximum pour $x = 0.5$ qui est dix fois plus important que sa valeur, au début et à la fin de l'intervalle considéré.

$$w(x) = 1 + 9\sin^8(\pi x) \quad (3.2)$$

Sur les bornes (soit les électrodes pour un cas réel) de l'intervalle d'étude, on pose les conditions aux limites. Ces conditions sont périodiques : chaque particule qui sort de l'électrode droite est injectée au niveau de l'électrode de gauche et la périodicité est donnée par les équations (3.3) et (3.4). $x_{\max}$ représente la période spatiale (longueur du domaine d'étude) et T (formule (3.4)) la période temporelle associée à la distance $x_{\max}$ parcourue par la densité.

$$n(x + x_{\max}) = n(x) \quad (3.3)$$

$$T = \int_{x=x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{dx}{w(x)} = 0.59 \quad (3.4)$$

$$\Delta t_{\text{CFL}} = \text{CFL} \frac{\Delta x}{\max |w(x,t)|} \quad (3.5)$$

Du fait de la symétrie du champ de vitesse, la solution initiale $n(x, t = 0)$ se confond avec la solution après une période.

L'évolution est régulée par le pas de temps Δt_{CFL} (équation (3.5)) où le CFL est le nombre de Courant de Friedrich Levy défini en chapitre II. Dans tous les tests, le CFL est pris égal à 0.01 [17, 18]. Il doit être inférieur à 0.5 pour assurer la stabilité de la solution (condition valable pour les schémas explicites).

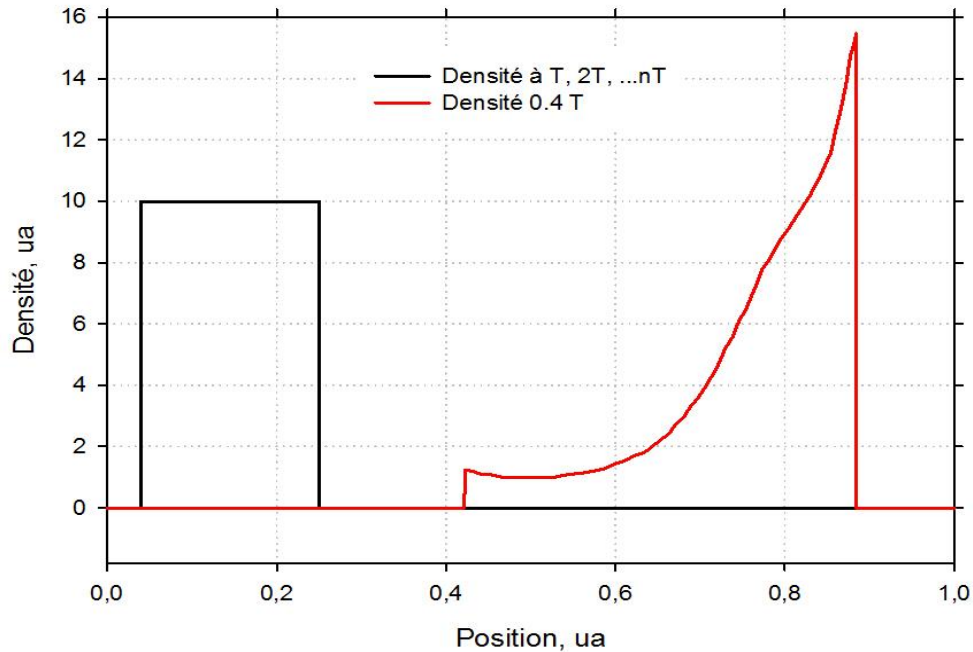


Figure (3.2) : Profils de la densité attendus au bout de 0.4 et n fois la période T .

L'efficacité d'un algorithme est validée en comparant les solutions analytiques (figure (3.2)) et numériques à des instants multiples de la période T et aussi à l'instant $0.4T$. Pour l'instant $0.4T$, la solution analytique présente un très fort gradient de densité.

3.2.2. Comparaison visuelle des résultats obtenus à partir des trois algorithmes

On observe le comportement des algorithmes retenus en observant les figures (3.3) à (3.8). Les trois premières figures montrent l'évolution du profil de la densité après une, cinq et 0.4 périodes et pour un nombre de points suivant la position axiale égal à 100. Les trois figures qui suivent représentent aussi l'évolution de la densité pour le même nombre de périodes mais pour un nombre de points suivant la position axiale à 500.

On remarque que quelque soit le nombre de points, le schéma Upwind engendre la plus forte diffusion numérique. Après une période T , la forme initiale du signal est complètement perdue et ce phénomène s'accroît quand le nombre de périodes augmente. Le schéma Upwind donne des valeurs de densité qui sont toujours positives.

Le schéma Upwind conserve la positivité de la solution mais il donne une forte diffusion.

Le profil de la densité issu du schéma Lax-Wendroff fait apparaître des oscillations importantes dans les zones de discontinuité. Ces oscillations numériques introduisent des

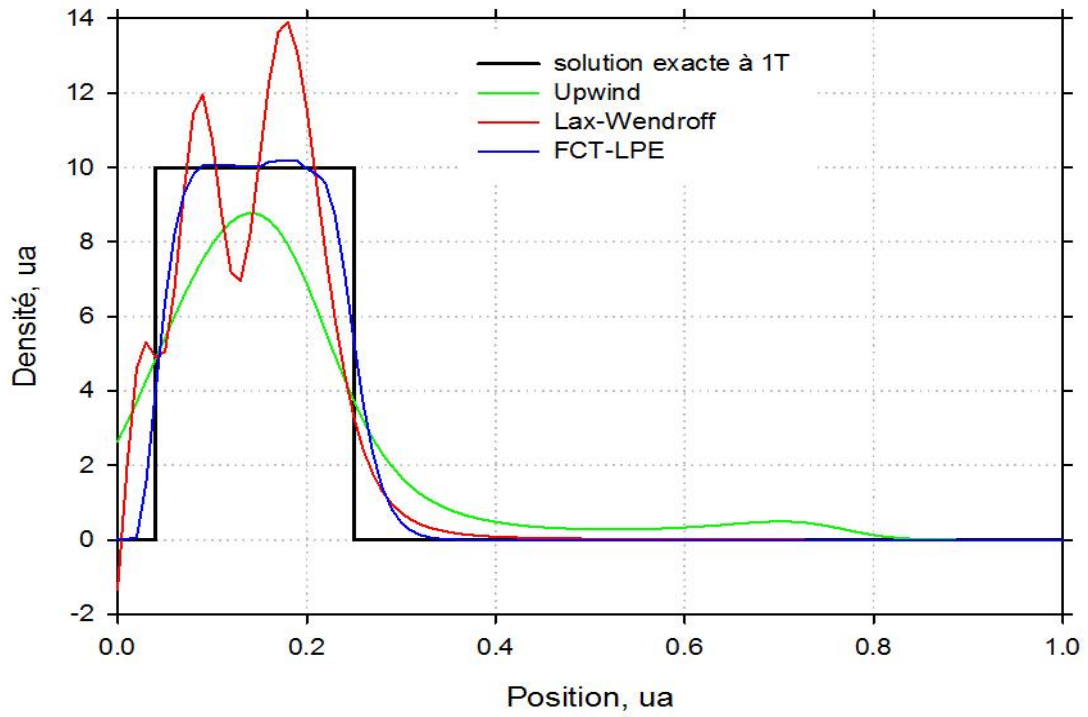


Figure (3.3) : Profils de la densité pour les trois schémas après une période et $n_x = 100$.

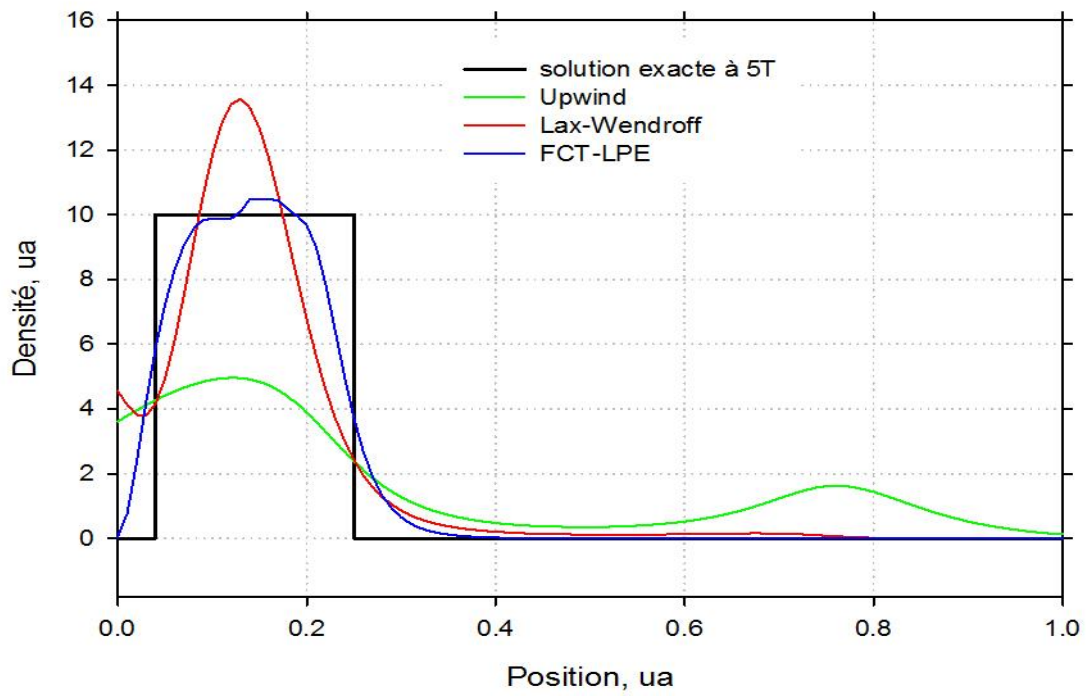


Figure (3.4) : Profils de la densité pour les trois schémas après cinq périodes et $n_x = 100$.

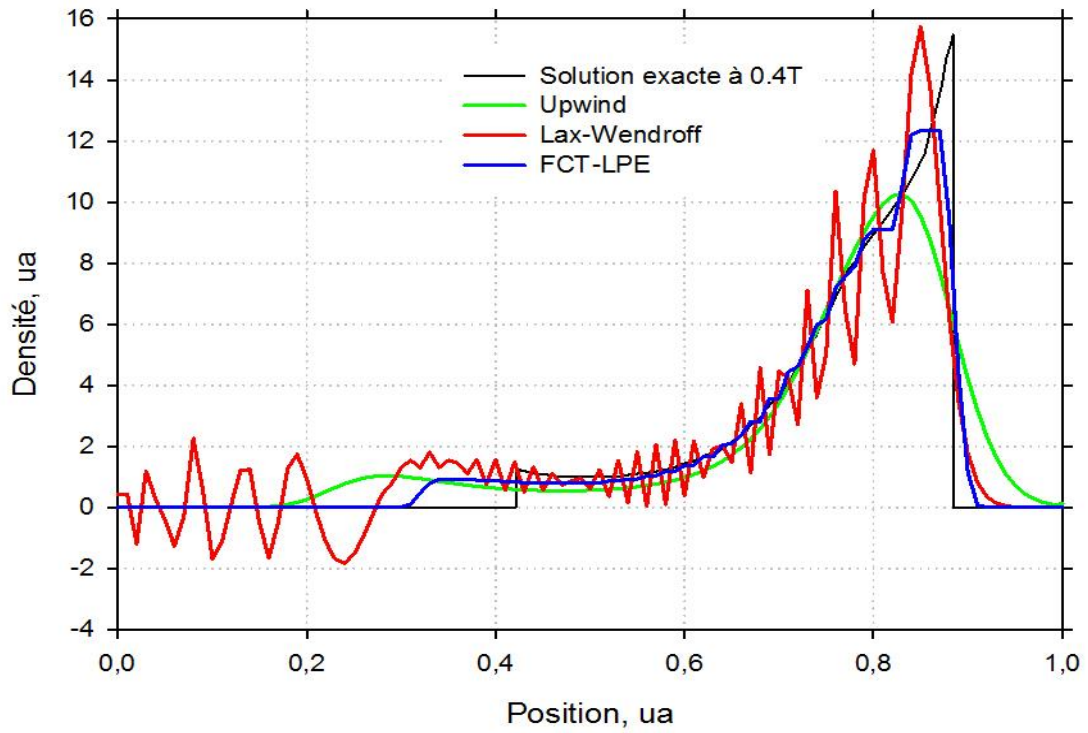


Figure (3.5) : Profils de la densité pour les trois schémas après $0.4 T$ et $n_x = 100$.

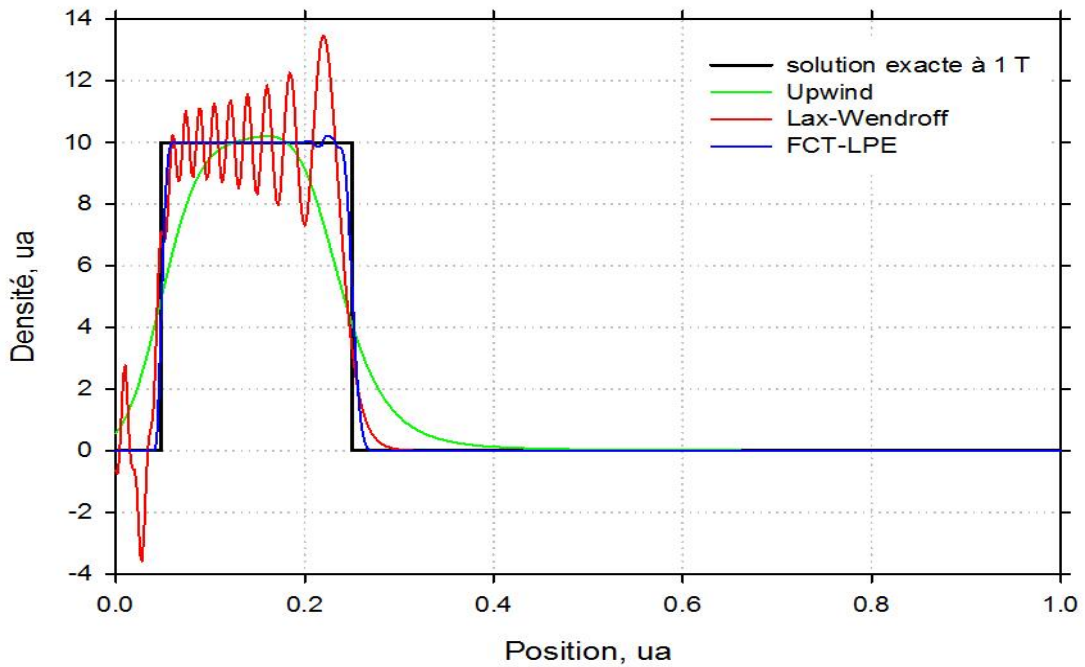


Figure (3.6) : Profils de la densité pour les trois schémas après une période et $n_x = 500$.

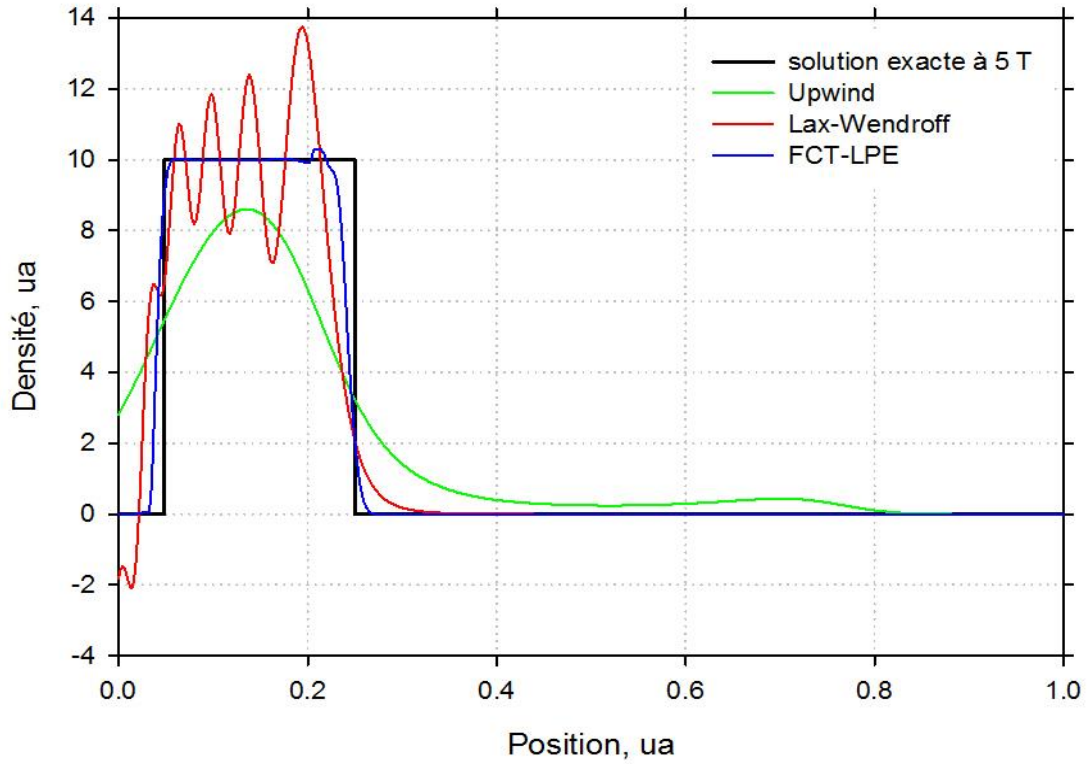


Figure (3.7) : Profils de la densité pour les trois schémas après cinq périodes et $n_x = 500$

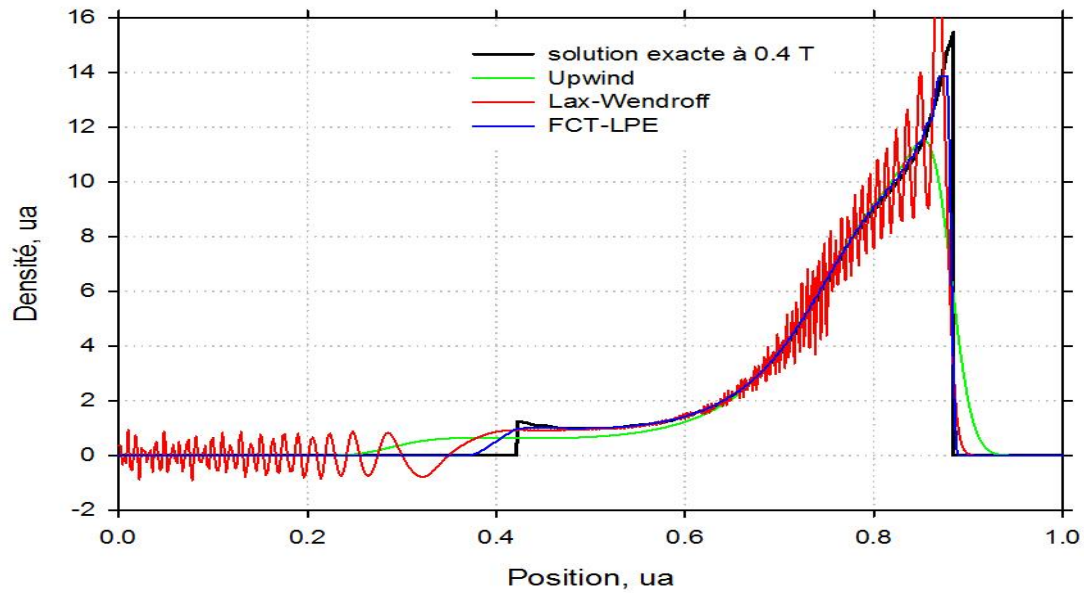


Figure (3.8) : Profils de la densité pour les trois schémas après 0.4 T et $n_x = 500$.

valeurs négatives et non physiques. Le nombre d'oscillations diminue quand le nombre de périodes augmente mais ce schéma est moins diffusif que le schéma Upwind.

L'analyse qualitative ou visuelle montre que le profil de la densité issu de la technique FCT-LPE est en bon accord avec la solution analytique après une ou cinq périodes. L'élargissement à la base diminue quand le nombre de points augmente. L'algorithme FCT-LPE fait preuve d'une excellente stabilité par rapport au schéma Lax-Wendroff. Comme le schéma Upwind, il conserve la positivité de la solution.

Pour terminer l'analyse visuelle, on va comparer le profil de densité issu des trois schémas à l'instant 0.4 de la période (figures (3.5) et (3.8)). Pour cet instant, on constate que le schéma Upwind donne un profil de densité qui n'atteint pas la valeur maximale de la solution exacte durant la propagation. Cela est dû à la présence de la diffusion. Le schéma Lax-Wendroff donne des oscillations numériques très importantes.

Le profil de densité issu de la technique FCT-LPE est en quasi accord avec le profil de densité exact. Seulement, le pic du profil de la solution analytique n'est pas atteint. Cela est dû au flux limiteur utilisé dans la technique en question pour assurer l'élimination de tout extremum.

Le deuxième point est la présence à 0.4 T d'un découpage en marche d'escaliers (clipping en anglais) pour un nombre de points égal à 100 de la solution générée par la technique FCT-LPE.

3.2.3. Erreur Absolue Moyenne

La validité et l'efficacité d'un algorithme sont estimées par deux méthodes. La première qualitative consiste à analyser visuellement les résultats (dispersion, diffusion et perte de positivité).

La deuxième méthode consiste à analyser quantitativement les profils obtenus en calculant l'Erreur Absolue Moyenne (EAM).

L'EAM calculée à partir de la formule (3.6) représente la valeur moyenne de l'erreur absolue sur l'ensemble des points étudiés [6,7].

$$EAM = \frac{1}{NX} \sum_{i=1}^{NX} |n_i^{\text{calculée}} - n_i^{\text{analytique}}| \quad (3.6)$$

3.2.4. Présentation des tests quantitatifs

Pour les tests qualitatifs, on va voir le comportement de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du pas de discrétisation spatial, du nombre de périodes et du CFL.

3.2.4.1. Erreur Absolue en fonction du pas de discrétisation spatial

Pour caractériser la précision de la solution au bout de différents pas de discrétisation spatiaux, on étudie l'évolution de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du pas spatial avec un CFL maintenu constant et égal à 10^{-2} . L'évolution est représentée par la figure (3.9).

Pour l'ensemble des algorithmes étudiés, on note que l'erreur absolue croît avec le pas spatial (elle est inversement proportionnelle au nombre de points suivant l'axe de discrétisation). Si on compare les trois algorithmes choisis, on remarque que la technique FCT-LPE donne l'EAM la plus faible par rapport aux deux autres algorithmes : par exemple pour un pas spatial de $1.25 \cdot 10^{-3}$, l'EAM est de 0.4815 pour le schéma Upwind, 0.3477 pour le schéma Lax-Wendroff et 0.0549 pour la technique FCT-LPE.

Il est donc important de discrétiser l'espace inter-électrodes avec un pas spatial suffisamment fin pour réduire l'EAM. Dans le cas du test de Davies, la condition optimale correspond à un pas spatial de 10^{-3} pour avoir une EAM de 0.05 par la technique FCT-LPE.

3.2.4.2. Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de périodes

Pour pouvoir caractériser la précision du signal obtenu après plusieurs périodes, on étudie la variation de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de périodes. On représente cette évolution dans la figure (3.10).

On observe sur cette dernière figure que l'Erreur Absolue Moyenne est la plus faible pour la technique FCT-LPE, que l'EAM reste constante après vingt périodes pour le schéma Upwind (existence d'une direction asymptotique) et au bout de quinze périodes pour le schéma Lax Wendroff.

3.2.4.3. Erreur Absolue Moyenne en fonction du CFL

Le nombre de courant ou CFL est un paramètre qui limite les échanges entre les cellules contiguës et doit vérifier la condition : $CFL \leq 0.5$. Cette condition constitue un critère de

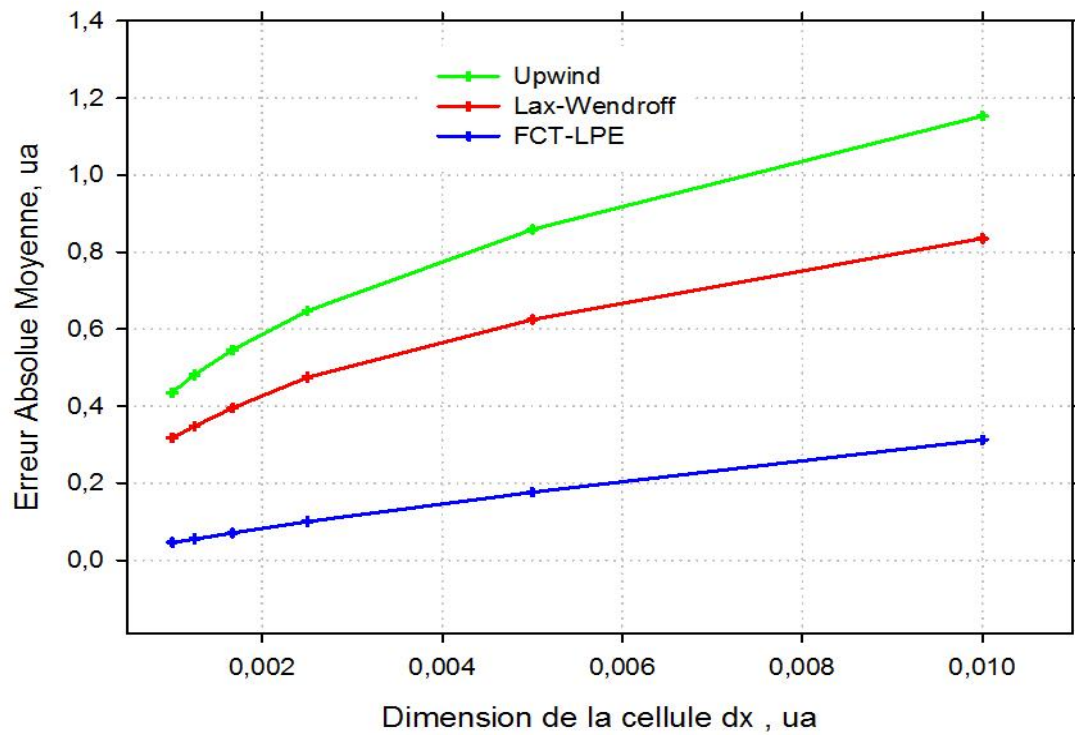


Figure (3.9) : Variation de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du pas de discrétisation spatial pour les trois algorithmes choisis.

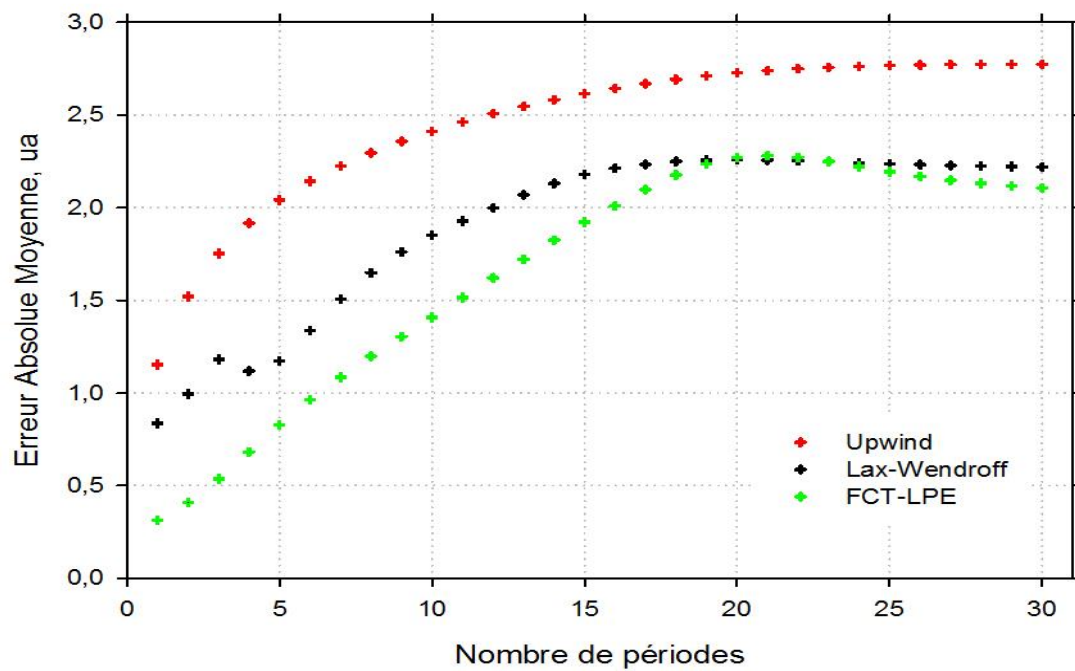


Figure (3.10) : Variation de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de périodes pour les trois algorithmes choisis.

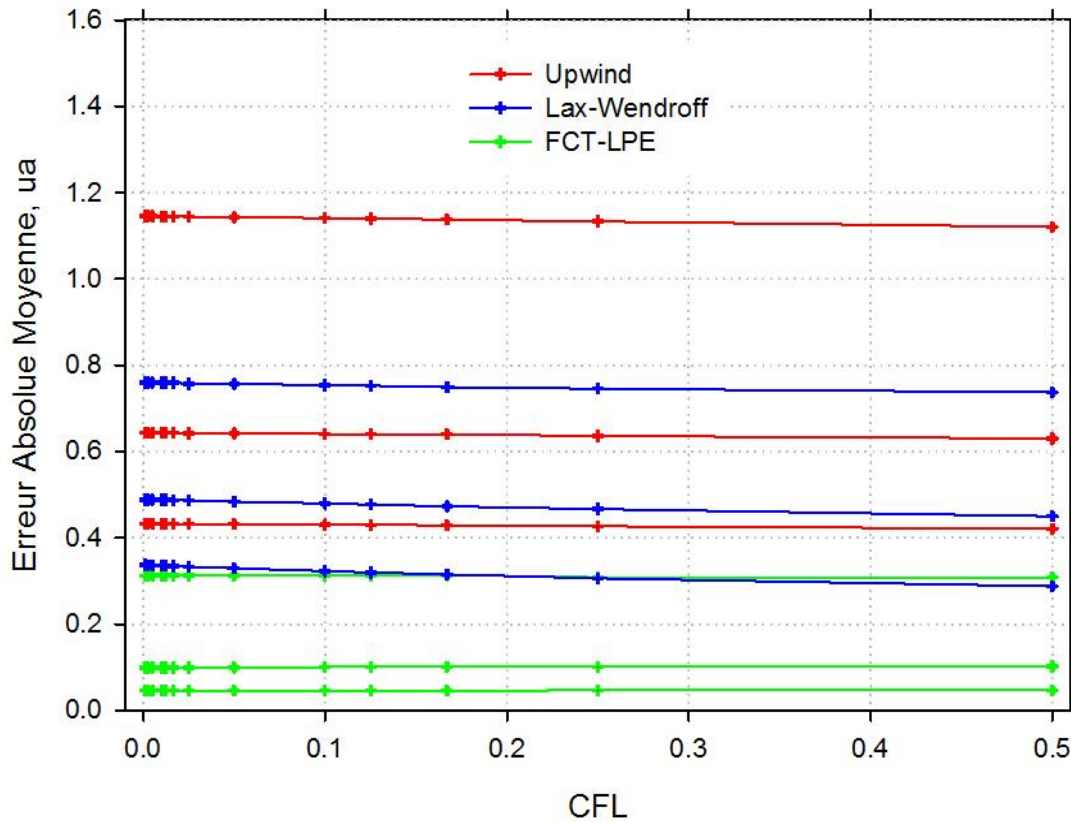


Figure (3.11) : Variation de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du CFL pour les trois algorithmes et pour $n_x = 100, 400$ et 1000 .

stabilité pour les schémas explicites : elle assure la positivité des profils obtenus et la précision des résultats.

La figure (3.11) montre la variation de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de courant. On observe que la technique FCT-LPE présente la plus faible erreur absolue quelque soit la valeur de CFL.

De plus, l'Erreur Absolue Moyenne ne varie quasiment pas pour un pas spatial donné et qu'elle est inversement proportionnelle au nombre de points n_x .

Les différentes études paramétriques simulées dans le cadre du test de Davies ont montré que la technique FCT-LPE est la plus précise pour un pas spatial de 10^{-3} cm et un CFL de 10^{-2} .

On va dans le paragraphe qui suit montrer les résultats de la simulation de la technique FCT pour résoudre l'équation de continuité en 2D.

3.3. Résolution de l'équation de continuité en 2D

La résolution bidimensionnelle des équations de continuité pour les particules chargées est faite par la technique FCT développée par [19-22]. L'équation de continuité en 2D en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$\frac{\partial n(z, r, t)}{\partial t} + \frac{\partial J_z(z, r, t)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r J_r(z, r, t))}{\partial r} = S(z, r, t) \quad (3.7)$$

Pour les tests de validité, on résout l'équation (3.7) sans terme source et avec une diffusion des particules chargées négligeable. Les formes des vitesses de dérive radiale et axiale sont données respectivement par les formules (3.8) et (3.9):

$$w_r = -10^4 r \quad (3.8)$$

$$w_z = -10^4 z \quad (3.9)$$

La densité initiale du profil gaussien utilisé est de la forme :

$$n(z, r, t = 0) = n_0 \exp \left[-\frac{(z - z_0)^2 + (r - r_0)^2}{\sigma^2} \right] \quad (3.10)$$

Avec n_0 , z_0 , r_0 et σ^2 qui prennent respectivement les valeurs 10^{12} , 0.9, 0.9 et 0.04 pour la figure (3.12). Cette figure représente la courbe de niveau de la densité initiale.

Tous les paramètres ont des unités arbitraires. On obtient le profil de la densité issu de la technique FCT pour un même nombre de points suivant la position axiale et radiale égal à 100, un nombre de pas en temps égal à 500, un CFL égal à 0.01 et des vitesses de dérive suivant les deux axes négatives.

Le profil issu des calculs se propage suivant la diagonale de l'espace inter-électrodes à cause des formes des vitesses de dérive. Il est quasi identique avec les courbes de niveau de densités qu'on va obtenir dans le chapitre IV.

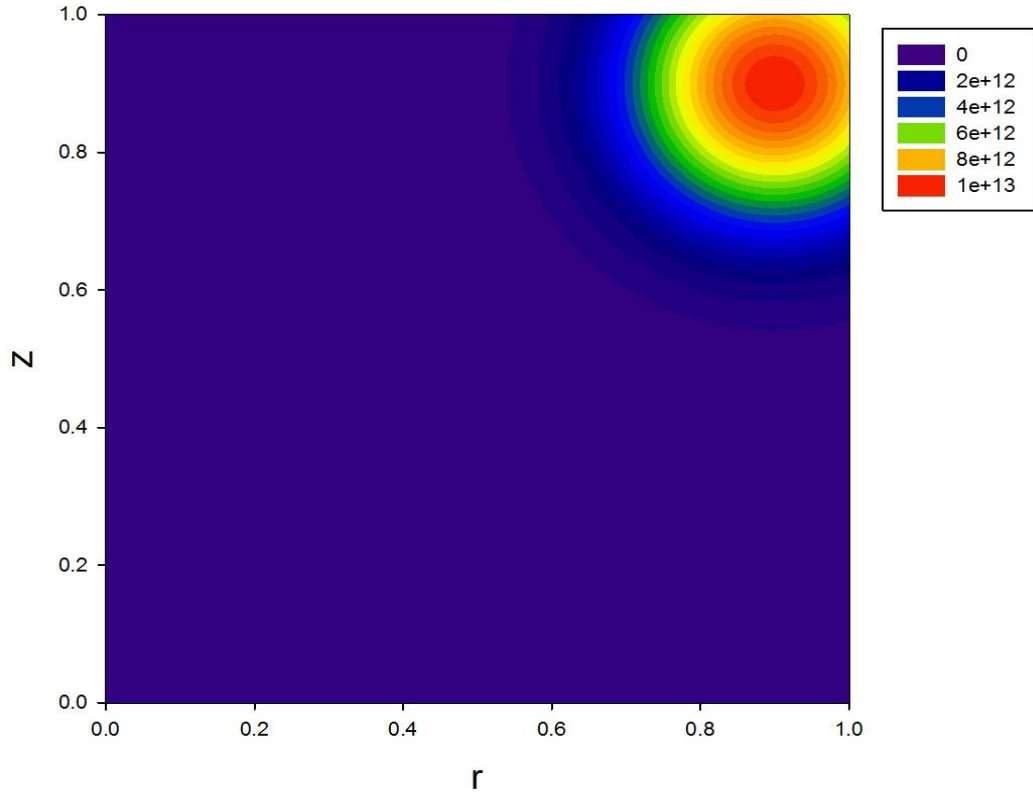


Figure (3.12) : Courbe de niveau de la densité initiale ($x_0 = 0.9$).

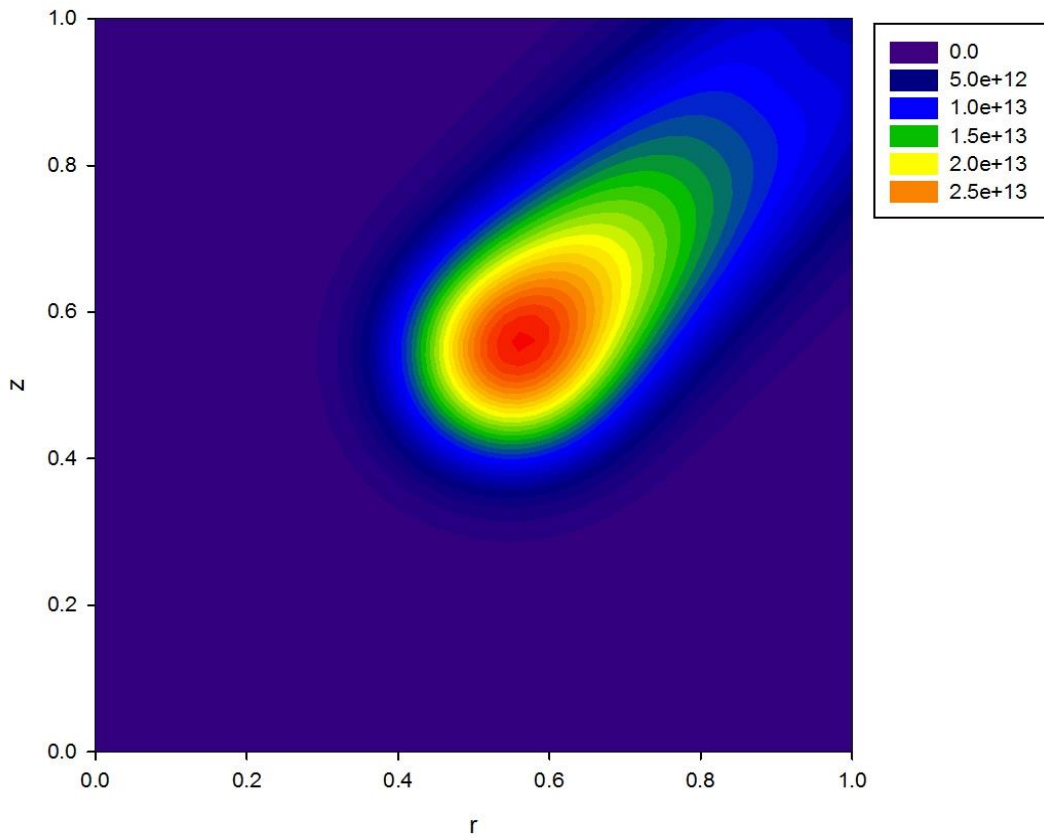


Figure (3.13) : Courbe de niveau de la densité calculée par la technique FCT, $nt = 500$, $nr = 100$, $nz = 100$, $CFL = 0.01$, vitesses de dérive négatives.

3.4. Résolution de l'équation de Poisson en 2D

L'équation de Poisson permet de calculer le potentiel électrique associé à une distribution connue de charge. Elle s'écrit dans les coordonnées cylindriques sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi(z, r, t)}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi(z, r, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi(z, r, t)}{\partial t^2} = \frac{e}{\epsilon_0} [n_e(z, r, t) - n_p(z, r, t)] \quad (3.11)$$

Tous les symboles utilisés ont été définis auparavant (voir chapitre II).

Si on remplace les champs électriques (axial E_z et radial E_r) par les formules ci-dessous :

$$E_z(z, r, t) = -\frac{\partial \Phi(z, r, t)}{\partial z} \quad (3.12)$$

$$E_r(z, r, t) = -\frac{\partial \Phi(z, r, t)}{\partial r} \quad (3.13)$$

On obtient l'équation de Poisson en fonction des deux composantes du champ électrique :

$$\frac{\partial E_z(z, r, t)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r E_r(z, r, t))}{\partial r} = \frac{e}{\epsilon_0} [n_p(z, r, t) - n_e(z, r, t)] \quad (3.14)$$

La résolution numérique de l'équation de Poisson dans un modèle bidimensionnel d'une décharge filamentaire est très importante ; l'algorithme qu'on va choisir doit répondre à deux critères :

- ✚ Le fait de prendre en compte l'effet de la charge nette d'espace implique le calcul du champ électrique à chaque pas de temps ;
- ✚ Le calcul du champ électrique doit être aussi précis que possible car toute erreur faite lors du calcul se répercute d'une façon doublement exponentielle sur le calcul des densités des particules chargées [23].

Dans notre modèle, la détermination du champ et du potentiel électriques doit se faire de manière suffisamment rapide et assez précise pour que le calcul de l'évolution spatio-temporelle des espèces chargées soit le plus correct possible. Le choix s'est porté sur l'algorithme Successive Over Relaxation (SOR) [24]. L'objectif est de résoudre un système

Chapitre III

matriciel de la forme $Ax = B$; A est une matrice carrée, x et B sont des vecteurs. A contient les données relatives à la géométrie du système, x les valeurs du potentiel et B les valeurs de la densité de charge.

On utilise une méthode itérative (itérations successives) pour faire converger le système vers la solution. Pour se faire, le système $Ax = B$ est transformé sous la forme équivalente $X = Cx + D$ où C est une matrice sans termes diagonaux de même dimension que A , D le vecteur B modifié. A partir de la forme équivalente du système $Ax = B$, et du choix d'un vecteur initial x^0 , on obtient une suite d'approximations $x^1, x^2, \dots, x^{k+1}$ tel que $x^{k+1} = C x^k + D$. A l'issue de ces approximations, la solution intermédiaire x^{k+1} converge vers la solution. Le mécanisme est perpétué jusqu'à ce que le critère de convergence soit vérifié.

On prend l'exemple suivant (équation (3.15)):

$$\begin{cases} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 = b_1 \\ a_{21}x_1 + a_{22}x_2 = b_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x_1^{\text{new (GaussSeidel)}} = (b_1 - a_{12}x_2^{\text{old}}) / a_{11} \\ x_2^{\text{new (GaussSeidel)}} = (b_2 - a_{21}x_1^{\text{new}}) / a_{22} \end{cases} \quad (3.15)$$

La méthode Successive Over Relaxation est utilisée pour améliorer la vitesse de convergence. La formulation est donnée par l'équation (3.16). On améliore la formulation de Gauss Seidel en introduisant le coefficient de relaxation λ . On parle de

- ✚ Sur relaxation lorsque $1 < \lambda < 2$;
- ✚ Sous relaxation lorsque $0 < \lambda < 1$.

$$\begin{cases} x_1^{\text{new (SOR)}} = x_1^{\text{old}} + \lambda \left[(b_1 - a_{12}x_1^{\text{old}}) / a_{11} - x_1^{\text{old}} \right] \\ x_2^{\text{new (SOR)}} = x_2^{\text{old}} + \lambda \left[(b_2 - a_{21}x_1^{\text{new}}) / a_{22} - x_2^{\text{old}} \right] \end{cases} \quad (3.16)$$

Pour les tests numériques, on calcule le potentiel, la composante radiale et axiale du champ ainsi que le champ électrique total en tout point de l'espace inter-électrodes aux bornes duquel on applique une tension constante et une charge nulle.

Pour le test, on prend :

- Une distance inter-électrodes égale à 1 ua ;
- Un nombre de points suivant la direction axiale et radiale égal à 200 ;
- Une tension de $26 \cdot 10^3$ ua appliquée à l'électrode de droite et une charge nulle.

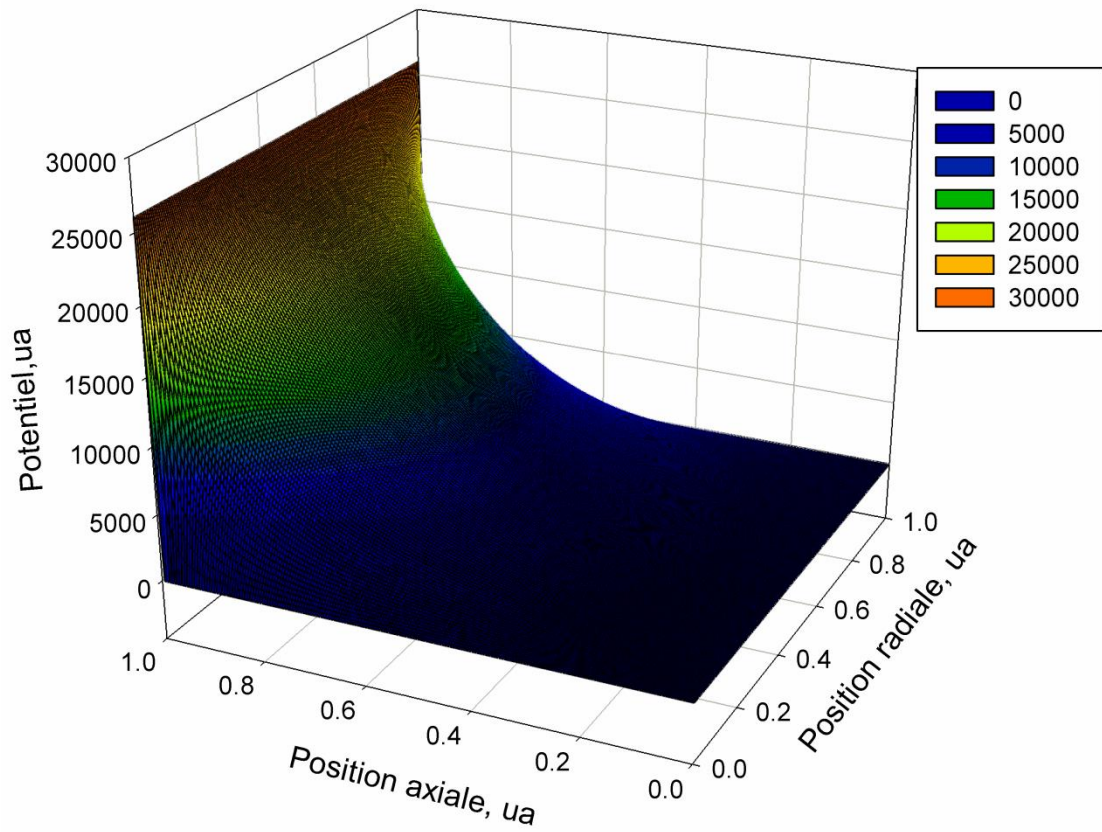


Figure (3.14) : Potentiel obtenu à partir d'une charge nulle.

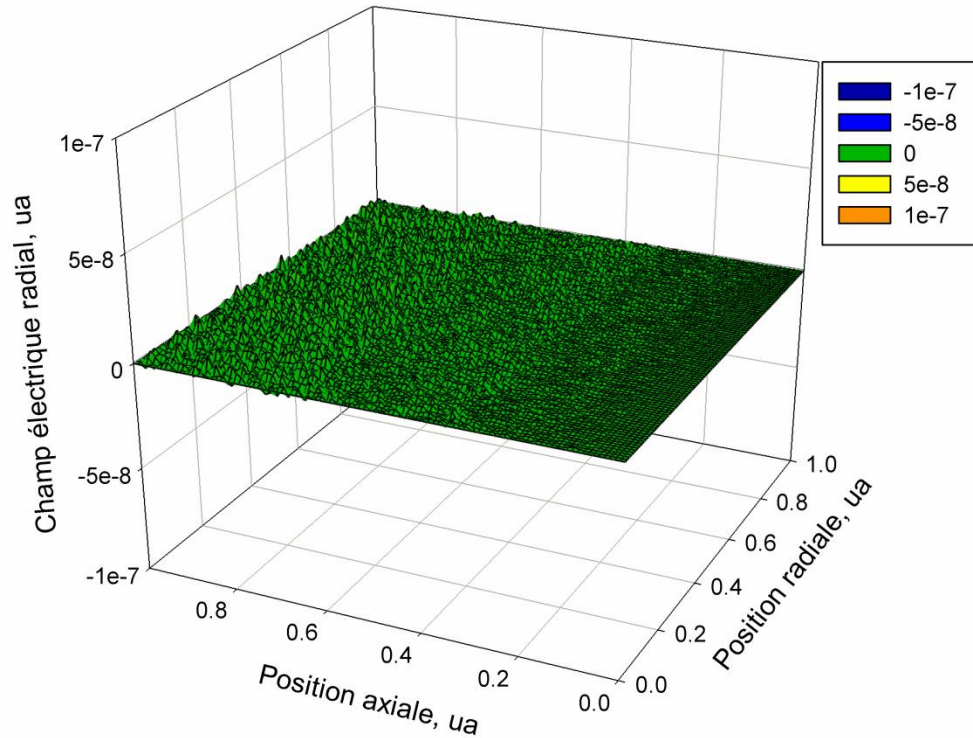


Figure (3.15) : Champ électrique radial obtenu à partir d'une charge nulle.

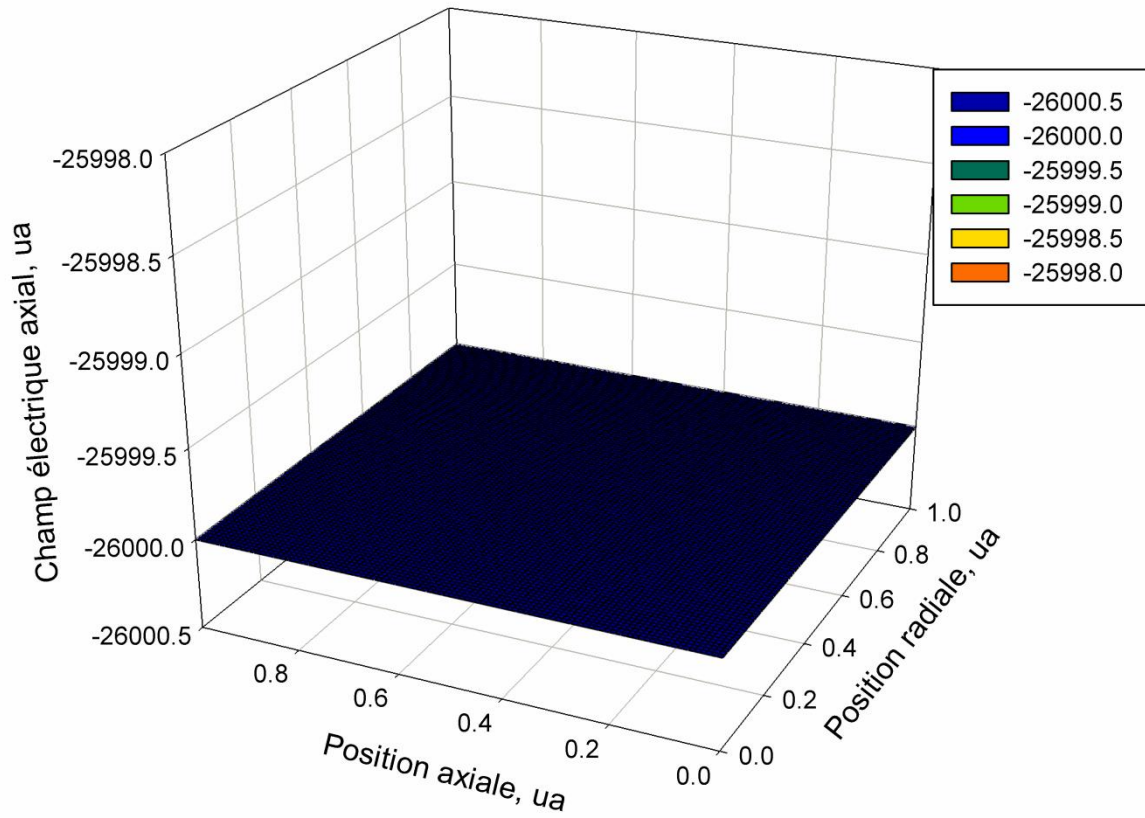


Figure (3.16) : Champ électrique axial obtenu à partir d'une charge nulle.

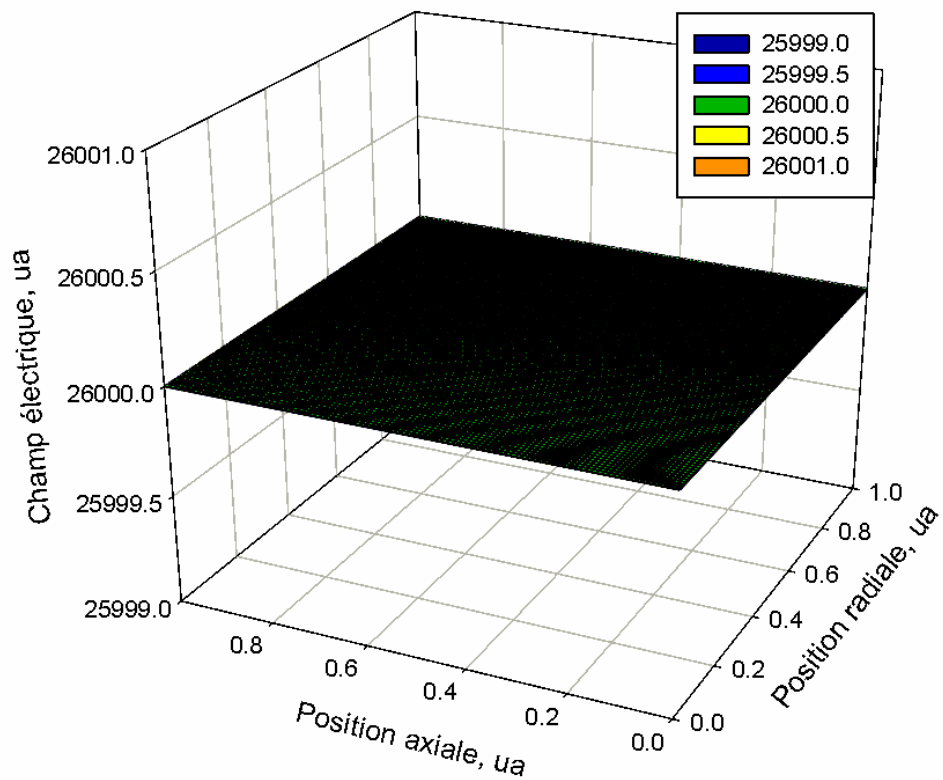


Figure (3.17) : Champ électrique obtenu à partir d'une charge nulle.

Chapitre III

Les figures (3.14), (3.15), (3.16) et (3.17) donnent respectivement le potentiel, le champ électrique radial, le champ électrique axial et le champ électrique total en fonction de la position pour une charge nulle. Les résultats obtenus sont corrects puisque le champ total forme un plateau de valeur constante ($26 \cdot 10^3$ ua) et le potentiel un plan qui croit à de la valeur zéro à la valeur $26 \cdot 10^3$ ua (résultats conformes aux résultats obtenus par la méthode des disques et de Thomas dans la thèse [23]).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] S. K. Godunov, "A difference scheme for numerical computation of discontinuous solution of hydrodynamics equations", Math Sbornik, 47, p 271-306, 1959.
- [2] S. K. Godunov, A. W. Zabrodyn et G.P. Prokopov, Computational Math. And Math. Phys., 1, p 1020, 1961.
- [3] J.P. Boris et D.L. Book, "Flux Corrected Transport I: SHASTA, a fluid transport algorithm that works", J. Comp. Phys, 11, p 38-69, 1973.
- [4] D.L. Book, J.P. Boris et K. Hain, "Flux Corrected Transport II: generalization of the method", J. Comp. Phys, 18, p 248-283, 1975.
- [5] J.P. Boris, "FCT modules for solving generalized continuity equations", NRL Memorandum Report, 3237, 1976.
- [6] J.P. Boris et D.L. Book, "Flux Corrected Transport III: minimal error FCT algorithms", J. Comp. Phys, 20, p 397-431, 1976.
- [7] J.P. Boris et D.L. Book, "Methods in computational physics", New York: Academic Press, vol 16, p 85-129, 1976.
- [8] B. Van Leer, "Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second order sequel to Godunov's method", J. Comp. Phys, 32, p 101, 1979.
- [9] C.D. Munz, "On the numerical dissipation of high resolution schemes for hyperbolic conservative laws", J. Comp. Phys, 77, p 18-3, 1988.
- [10] A.J. Davies et W. Niessen, "The solution of the continuity equations in ionization and plasma growth", Physics and Application of Pseudosparks, M.A. Gundersen and G. Schaefer, Eds New York: Plenum, p 197, 1989.
- [11] A.J. Davies, "Numerical solutions of continuity equations and plasma growth", Workshop plasma chaud et modélisation des décharges, CIRM, Luminy, p 45-53, 1992.
- [12] R.Morrow, "Numerical solution of hyperbolic equations for electron drift in strongly non uniform electric fields", J. Comput. Phys., 43, p 1-15, 1981.
- [13] A. Hamani, "Modélisation multidimensionnelle des décharges haute pression pour l'application aux dispositifs de dépollution des gaz d'échappement", thèse de Doctorat présentée en 1996 à l'Université Paul Sabatier de Toulouse 3.
- [14] J. Potin, "Modélisation numérique d'une décharge filamentaire contrôlée par barrière diélectrique dans l'azote à la pression atmosphérique", thèse de Doctorat en physique et ingénierie des plasmas de décharge présentée en Septembre 2001 à l'Université Paul Sabatier de Toulouse 3.
- [15] O. Ducasse, "Modélisation électrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz", thèse de Doctorat présentée en 2006 à l'Université Paul

Sabatier Toulouse 3.

- [16] D. Bessières, “ Modélisation des décharges électriques filamenteuses”, thèse de Doctorat en électrotechnique présentée en Décembre 2006 à l’Université de Pau et des Pays de l’Adour.
- [17] A. Flitti, “Modélisation numérique en 1.5 D et 2 D de la propagation d’une décharge filamenteuse haute pression”, thèse de Doctorat en Sciences présentée en Janvier 2008 à la Faculté de Génie Electrique, Département de Génie Electrique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [18] O. Eichwald, “Modélisation de la dynamique des neutres dans une décharge transitoire : application aux microsystemes électroniques et aux dispositifs de dépollution”, thèse de Doctorat présentée en 1996 à l’Université Paul Sabatier Toulouse 3.
- [19] S.T. Zalezak, “Fully Multidimensional Flux Corrected Transport Algorithms for Fluids”, Journal of computational physics 31, Naval Research Laboratory, Washington, p 335-362, 1979.
- [20] S. Dhali and P. Williams, “Two dimensional studies of streamer in gases”, J. Appl. Phys, 62, p 4696-4707, 1987.
- [21] Vitello P. A., Penetrante B. M. et Bardsley J.N., " Simulation of negative streamer dynamics in nitrogen", Phys. Rev. E., vol. 49, n°6, p 5574-5800, 1994.
- [22] M. Zakari, “Modélisation en volumes finis et maillages non structurés des décharges électriques à la pression atmosphérique ”, thèse de Doctorat présentée en Décembre 2013 à l’Université Paul Sabatier, Toulouse 3.
- [23] A. Bouabdelli, “Modélisation des décharges haute pression décharge filamenteuse haute pression”, thèse de Magister en Mars 2013 à la Faculté de Génie Electrique, Département d’Electrotechnique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [24] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling et B.P. Flannery, “Numerical recipes in fortran; the art of computing science”, Cambridge University Press, second edition.

Chapitre IV

**-Modélisation de la propagation du
streamer négatif dans l'azote
-Effets des conditions initiales**

Chapitre IV

SOMMAIRE

	Chapitre IV	Page
	Sommaire.	85
4.1.	Introduction.	86
4.2.	Modèle mathématique utilisé dans le travail.	86
4.2.1.	Equations mathématiques du modèle.	86
4.2.2.	Courant de la décharge.	87
4.2.3.	Rayon du streamer.	88
4.3.	Géométrie du domaine de simulation et densité initiale.	89
4.4.	Conditions aux limites et paramètres de transport.	90
4.5.	Résultats de la simulation (une dimension) et discussion.	91
4.6.	Résultats de la simulation (deux dimensions) et discussion.	100
4.7.	Effets des conditions initiales.	111
4.7.1.	Effets du fonds de préionisation.	111
4.7.2.	Effets de la hauteur de la gaussienne.	124
4.7.3.	Effets de la dispersion radiale.	124
4.7.4.	Effets de la tension appliquée à l'espace inter-électrodes.	125
****	Références bibliographiques.	127

4.1. Introduction

Depuis une vingtaine d'années, la modélisation des streamers dans l'azote consiste à résoudre les équations de continuité du plasma pour les électrons et les ions positifs. Les paramètres de transport et les termes sources dépendent du champ électrique, l'équation de Poisson fait aussi partie du système à résoudre. L'équilibre avec le champ local est supposé toujours réalisé. Compte tenu des difficultés, on a apporté une simplification d'emblée : la décharge filamentaire est supposée à symétrie de révolution autour de l'axe de propagation de la décharge.

Des auteurs ont proposé des simulations en 1.5D [1-5] en ne considérant que les phénomènes sur l'axe (modélisation de l'équation de continuité en 1D et équation de Poisson en 2D par la méthode des disques).

Ces modélisations restent limitées et ne rendent pas correctement de la physique de la décharge et de son expansion radiale. C'est pourquoi de nombreux auteurs se sont penchés sur la modélisation bidimensionnelle (2D) [6-16] et même tridimensionnelle [17].

Dans le but de valider le code 2D de la décharge filamentaire, on va dans ce chapitre comparer nos résultats avec l'étude effectuée par Dhali et Williams [6,7]. Le choix de ces deux auteurs est justifié par le fait que les deux auteurs sont les premiers à avoir effectué une modélisation bidimensionnelle d'une décharge filamentaire. Leur étude constitue un cas test et la comparaison à laquelle on a procédé est effectuée dans le cas d'un streamer négatif dans le gaz azote.

4.2. Modèle mathématique utilisé dans le travail

4.2.1. Equations mathématiques du modèle

L'évolution spatio-temporelle de la décharge streamer est décrite par un système d'équations macroscopiques décrivant le transport des électrons et des ions positifs. Le champ électrique est résolu en utilisant l'équation de Poisson. Les équations de continuité prennent la forme :

$$\frac{\partial n_e(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial J_e(\vec{r}, t)}{\partial \vec{r}} = v_{ion}(\vec{r}, t)n_e(\vec{r}, t) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial n_p(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial J_p(\vec{r}, t)}{\partial \vec{r}} = v_{ion}(\vec{r}, t)n_e(\vec{r}, t) \quad (4.2)$$

$$\Delta\Phi(\vec{r}, t) = \nabla^2\Phi(\vec{r}, t) = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_p(\vec{r}, t) - n_e(\vec{r}, t)] \quad (4.3)$$

Dans les équations (4.1) et (4.2), $n_e(\vec{r}, t)$, $n_p(\vec{r}, t)$, $J_e(\vec{r}, t)$, $J_p(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les densités des électrons et des ions positifs, les densités de courant électronique et ionique, Dans les termes de droite, $\nu_{ion}(\vec{r}, t)$ est la fréquence d'ionisation directe des molécules et $\nu_{ion}(\vec{r}, t)n_e(\vec{r}, t)$ représente le terme source d'ionisation. Les expressions des densités de courant électronique et ionique sont les suivantes :

$$J_e(\vec{r}, t) = w_e(\vec{r}, t) n_e(\vec{r}, t) - \frac{\partial(D_e(\vec{r}, t) n_e(\vec{r}, t))}{\partial\vec{r}} \quad (4.4)$$

$$J_p(\vec{r}, t) = w_p(\vec{r}, t) n_p(\vec{r}, t) - \frac{\partial(D_p(\vec{r}, t) n_p(\vec{r}, t))}{\partial\vec{r}} \quad (4.5)$$

Les deux équations (4.1) et (4.2) sont couplées à l'équation de Poisson (4.3) pour le calcul du champ de charge d'espace :

$$E(\vec{r}, t) = -\nabla\Phi(\vec{r}, t) \quad (4.6)$$

4.2.2. Courant de la décharge

Le circuit extérieur est constitué d'une résistance R en série avec l'espace inter-électrodes de longueur d . si $V_g(t)$ représente la tension de la décharge et V la tension totale appliquée au circuit, alors on a :

$$V_g(t) = V - R I_g(t) \quad (4.7)$$

Et le courant dans le circuit extérieur est donné par la formule [18]:

$$I_g(t) = \frac{e}{d} \int_{gap} [n_p(\vec{r}, t) \vec{w}_p(\vec{r}, t) - n_e(\vec{r}, t) \vec{w}_e(\vec{r}, t)] \cdot \vec{k} d^3r \quad (4.8)$$

Avec $\vec{k}$ vecteur unitaire suivant la direction Oz ; l'intégrale est faite sur tout le volume de l'espace inter-électrodes.

4.2.3. Rayon du streamer

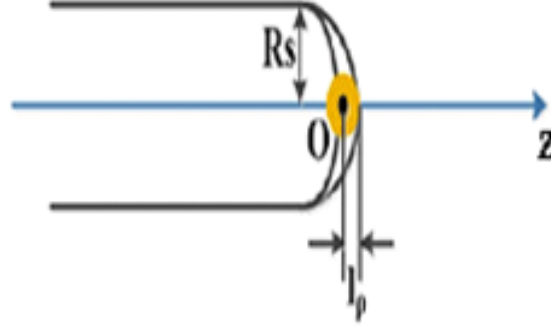


Figure (4.1) : Description de la tête du streamer

Pour expliquer les variations du rayon du streamer théoriquement, on va utiliser un modèle analytique [19-24]. Le calcul du champ électrique à la tête du streamer est fait en supposant que la charge d'espace est contenue dans une sphère de rayon R_s et le champ est donné par les formules [22]:

$$\begin{cases} E(z) = 0 & z < R_s \\ E(z) = E_{\max} (R_s / z)^2 & z \geq R_s \end{cases} \quad (4.9)$$

Les résultats numériques dans [21] ont montré que le champ de charge d'espace ne décroît pas de manière inversement proportionnelle au carré de la distance, que l'équation (4.9) surestime le champ et qu'une autre approximation analytique doit être utilisée [20] pour calculer le champ électrique à la tête du streamer:

$$E(z) = E_{\max} / \left[1 + \frac{z - l_p}{l_p} \right] \quad z > l_p \quad (4.10)$$

l_p épaisseur de la charge d'espace (voir figure (4.1)). On sait aussi que le rapport l_p / R_s est de l'ordre de 1/3 [19-23]. La formule (4.10) peut être formulée de la façon suivante :

$$E(z) = E_{\max} / \left[1 + \frac{1.5(z - R_s)}{R_s} \right] \quad (4.11)$$

Pour le calcul du champ maximum, on utilise la formule établie par [22] :

$$E_{\max} \approx \frac{V_1}{2 R_s} \quad (4.12)$$

Avec V_1 tension appliquée à l'électrode de droite soit 26 kV.

4.3. Géométrie du domaine de simulation et densité initiale

Une paire d'électrodes parallèles, planes, métalliques avec une distance inter-électrodes de 0.5 cm et le procédé de propagation de streamer sont présentés en figure (4.2). La simulation est effectuée dans le gaz azote à pression atmosphérique avec une tension constante V_1 de 26 kV à l'électrode de droite. Le champ électrique géométrique créé est de 52 kV cm^{-1} .

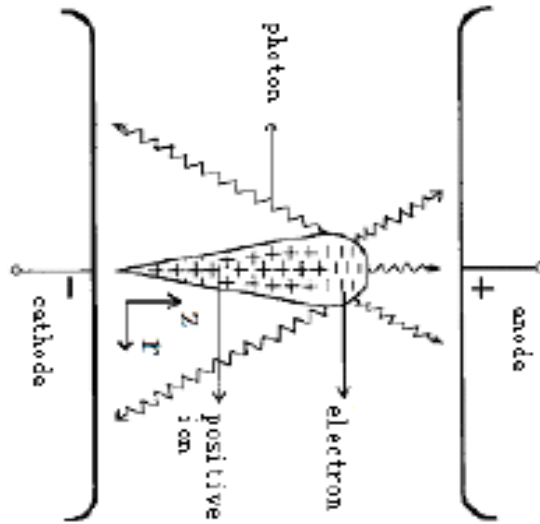


Figure (4.2) : Domaine de simulation.

Dans cette simulation, on crée un plasma neutre initialement en déposant sur l'électrode gauche (cathode) une distribution d'électrons et d'ions positifs identique en gaussienne

Chapitre IV

(dispersion suivant la direction radiale σ_r de 0.021 cm et dispersion suivant la direction axiale σ_z de 0.027 cm) :

$$n(z, r, t = 0) = n_0 \exp \left(-\left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^2 - \left(\frac{r}{\sigma_r} \right)^2 \right) + 10^8 \quad (4.13)$$

La valeur $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ représente la hauteur de la gaussienne et permet à la décharge de se développer immédiatement en évitant le traitement de la phase de croissance. Les effets secondaires ne sont pris en compte qu'à travers la présence du fond continu de gaz ionisé (10^8 cm^{-3}) globalement neutre (identique pour les électrons et les ions positifs). Cette répartition initiale de charge ne modifie pas le champ électrique initial et constitue une réserve d'électrons germes nécessaire à la propagation de la décharge négative. On verra par la suite qu'on peut supprimer le fond de 10^8 cm^{-3} : le streamer peut se propager.

4.4. Conditions aux limites et paramètres de transport

Les conditions aux limites pour les densités des particules (au niveau des électrodes) sont les suivantes :

$$\left. \frac{\partial n_s}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial n_s}{\partial z} \right|_{z=d} = 0 \quad (4.14)$$

L'indice s représente aussi bien les électrons que les ions positifs.

Le potentiel appliqué à l'électrode de gauche est nul et à l'électrode de droite il vaut V_1 ; la symétrie axiale impose les conditions (4.15) pour les particules et (4.16) pour le potentiel :

$$\left. \frac{\partial n_s}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (4.15)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (4.16)$$

Chapitre IV

Pour pouvoir comparer entre les résultats obtenus dans ce travail et ceux de Dhali et Williams, on doit prendre les mêmes paramètres de transport (tableau (4.1)) que ceux proposés par [6,7] :

Désignation	Formule	Unité
Coefficient d'ionisation	$\alpha = 5.7 P \exp(-260 E/P)$	cm^{-1}
Mobilité électronique	$\mu_e = 2.9 \cdot 10^5 / P$	$\text{cm}^{-2} \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion axial pour les électrons	$D_{ea} = 1800$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion radial pour les électrons	$D_{er} = 2190$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Mobilité ionique	$\mu_p = 2.6 \cdot 10^5 / P$	$\text{cm}^{-2} \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion axial pour les ions	$D_{pa} = 18$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion radial pour les ions positifs	$D_{pr} = 22$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$

Tableau (4.1): Paramètres de transport.

4.5. Résultats (une dimension) de la simulation et discussion

On valide le code en comparant nos résultats avec ceux de Dhali et Williams [6,7]. Ces deux auteurs ont été les premiers à avoir fait la simulation bidimensionnelle de la propagation d'une décharge filamentaire à haute pression.

Ils ont résolu les équations de continuité par la méthode FCT avec le flux limiteur de Zalezak et l'équation de Poisson par la méthode Fast Fourier Transform (FFT) suivant un axe et cubic spline suivant le deuxième axe. Comme ils n'ont pas précisé le nombre de points axial et radial, on a pris respectivement 400 et 200 points suivant les deux directions.

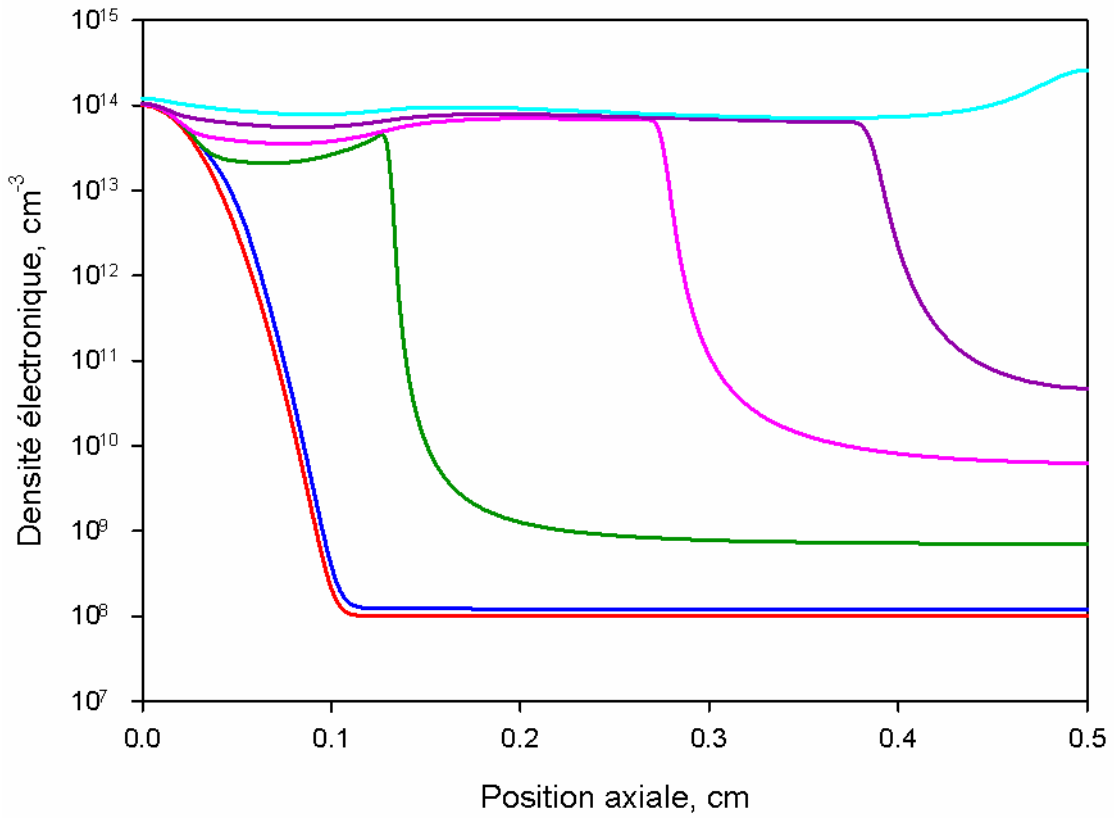


Figure (4.3) : Densité électronique en fonction de la position (nos résultats), instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.

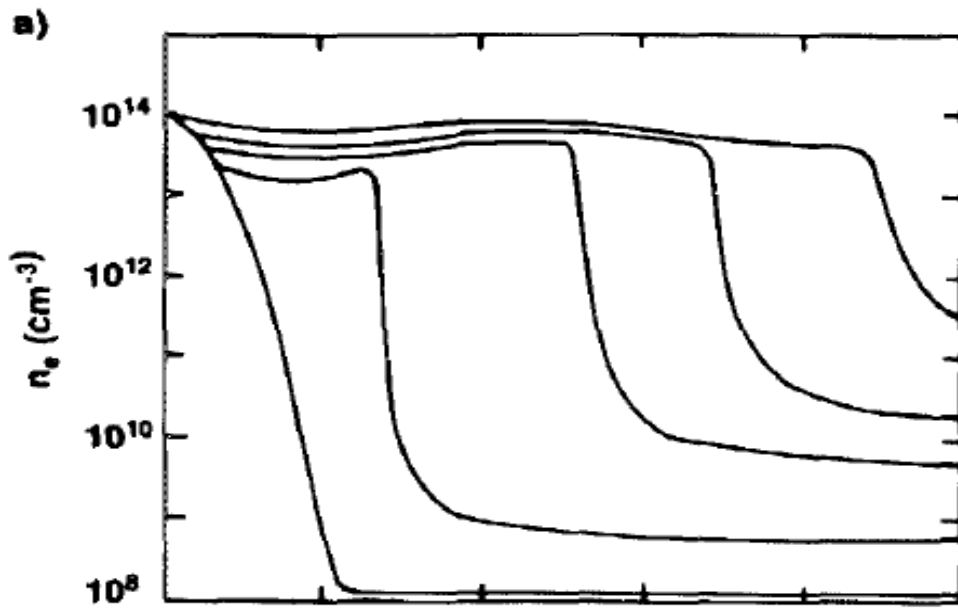


Figure (4.4) : Densité électronique en fonction de la position (résultats de Dhali et Williams), instants 0.1, 1, 2, 2.5 et 3 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.

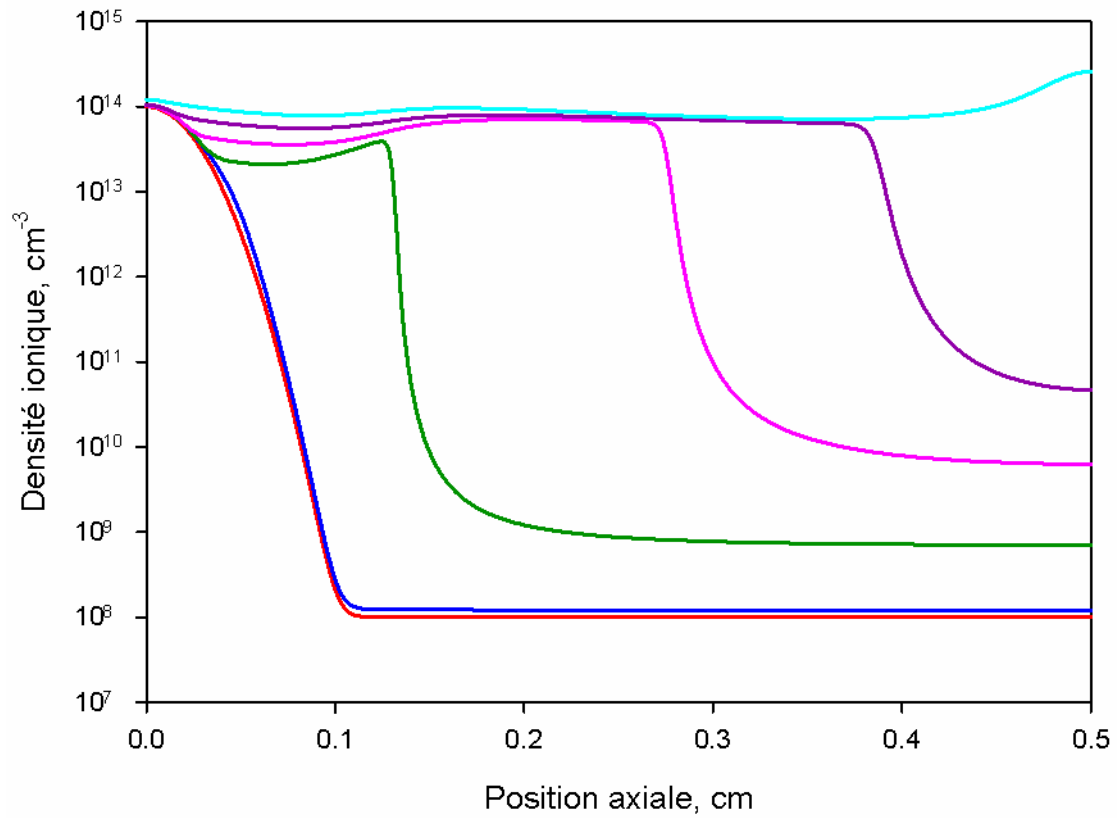


Figure (4.5) : Densité ionique en fonction de la position (nos résultats), instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5 et 2.8 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.

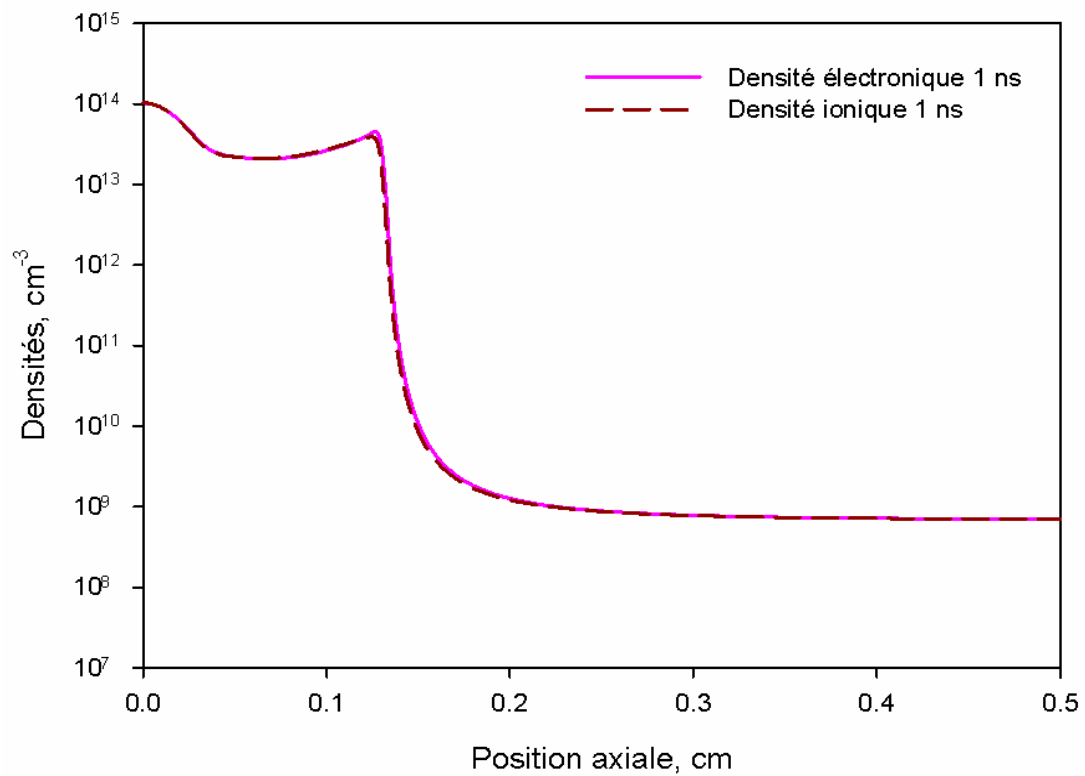


Figure (4.6) : Densités électronique et ionique en fonction de la position (nos résultats), instant 1 ns, échelle logarithmique.

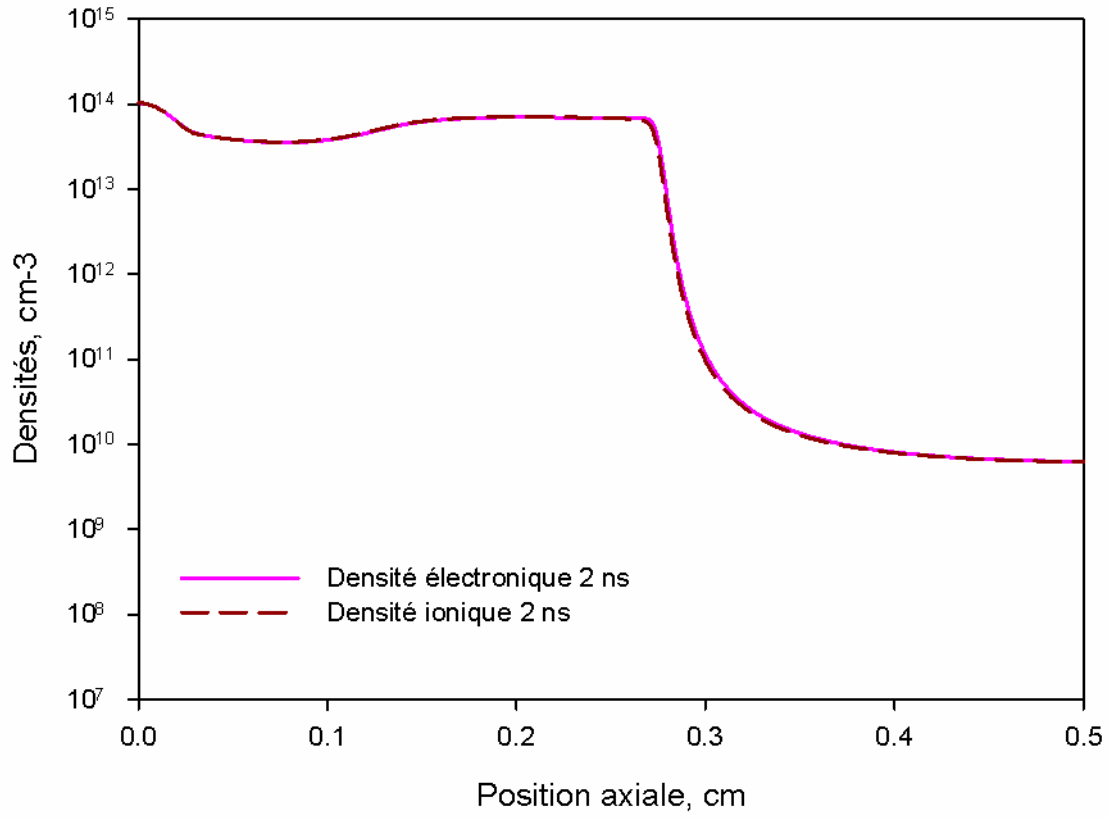


Figure (4.7) : Densités électronique et ionique en fonction de la position (nos résultats), instant 2 ns, échelle logarithmique.

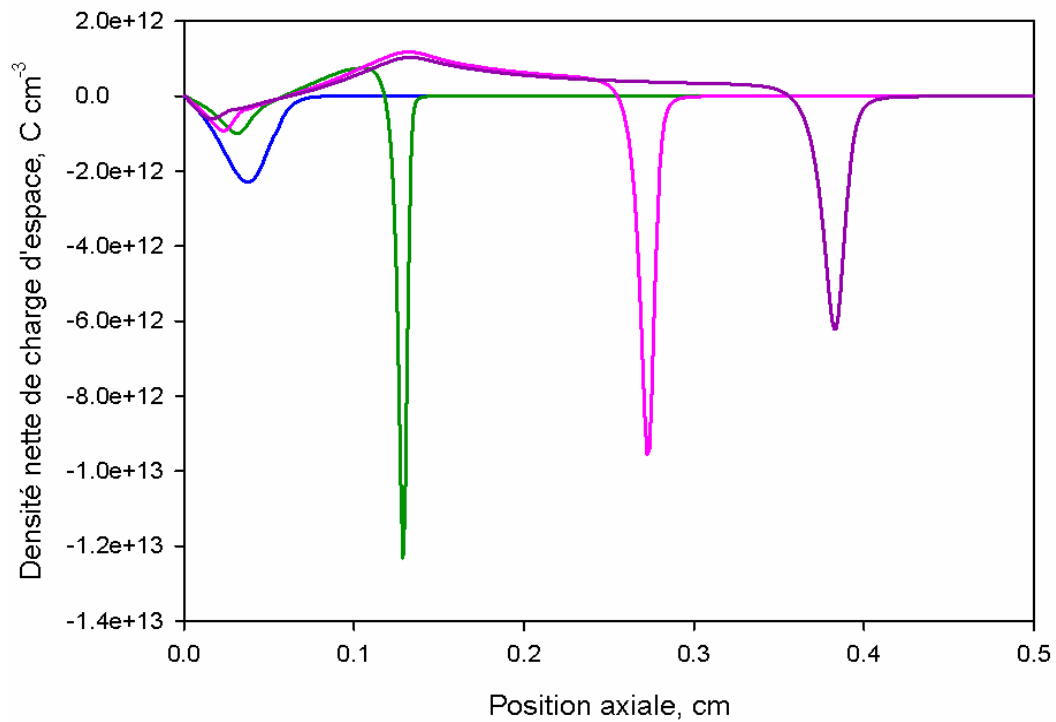


Figure (4.8) : Densité nette de charge d'espace en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.

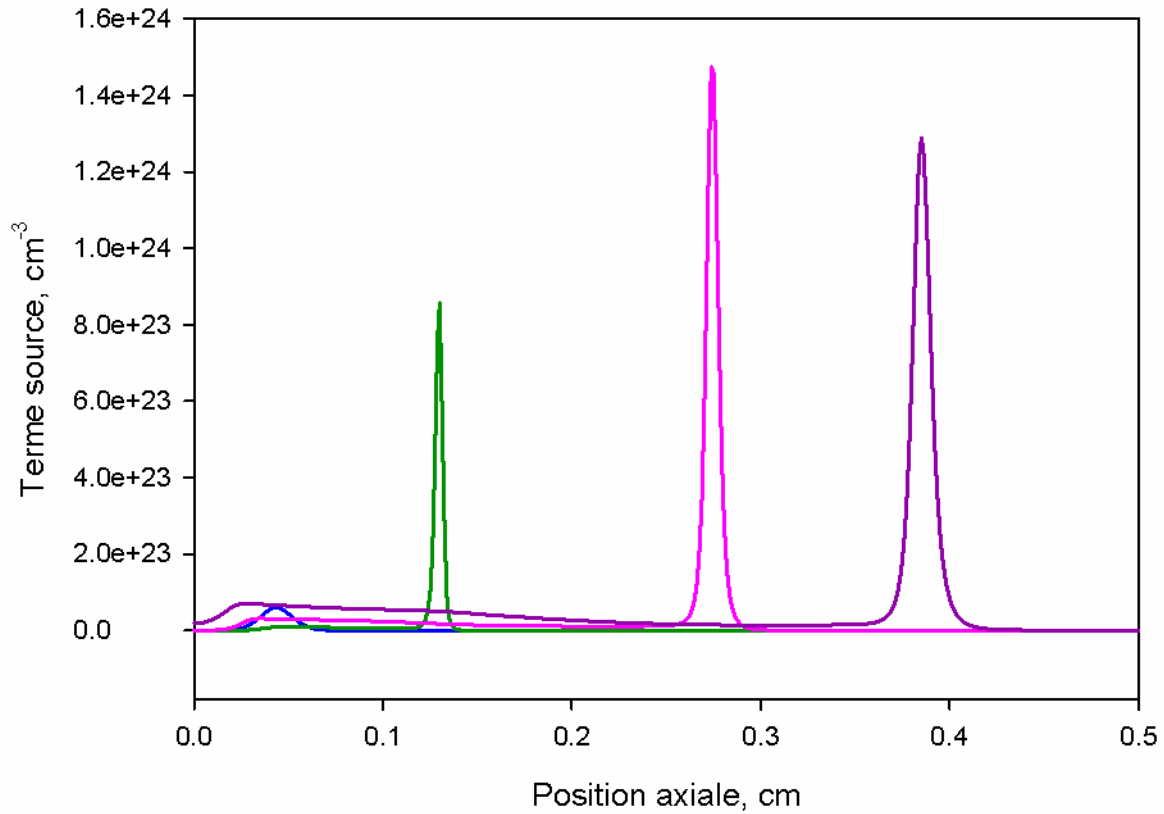


Figure (4.9) : Terme source en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.

On présente dans la section (4.5) les résultats de la simulation en une dimension suivant l'axe de propagation.

La figure (4.3) représente l'évolution de la densité électronique en fonction de la position axiale et cela pour les instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns. L'échelle utilisée sur l'axe des ordonnées est logarithmique et la figure (4.4) représente la même évolution mais ce sont les courbes obtenues par Dhali et Williams aux instants 0.1, 1, 2, 2.5 et 3 ns (le résultat pour l'instant initial n'a pas été donné). Les résultats obtenus à partir de notre code sont globalement identiques à ceux des deux auteurs :

- ✚ La densité électronique atteint la valeur 10^{14} cm^{-3} juste derrière la tête du streamer (au niveau du canal) ;
- ✚ Elle décroît au niveau du front (tête du streamer) ;
- ✚ Le fond de préionisation augmente à cause des avalanches successives dues aux impacts des électrons (collisions inélastiques avec les atomes de gaz).

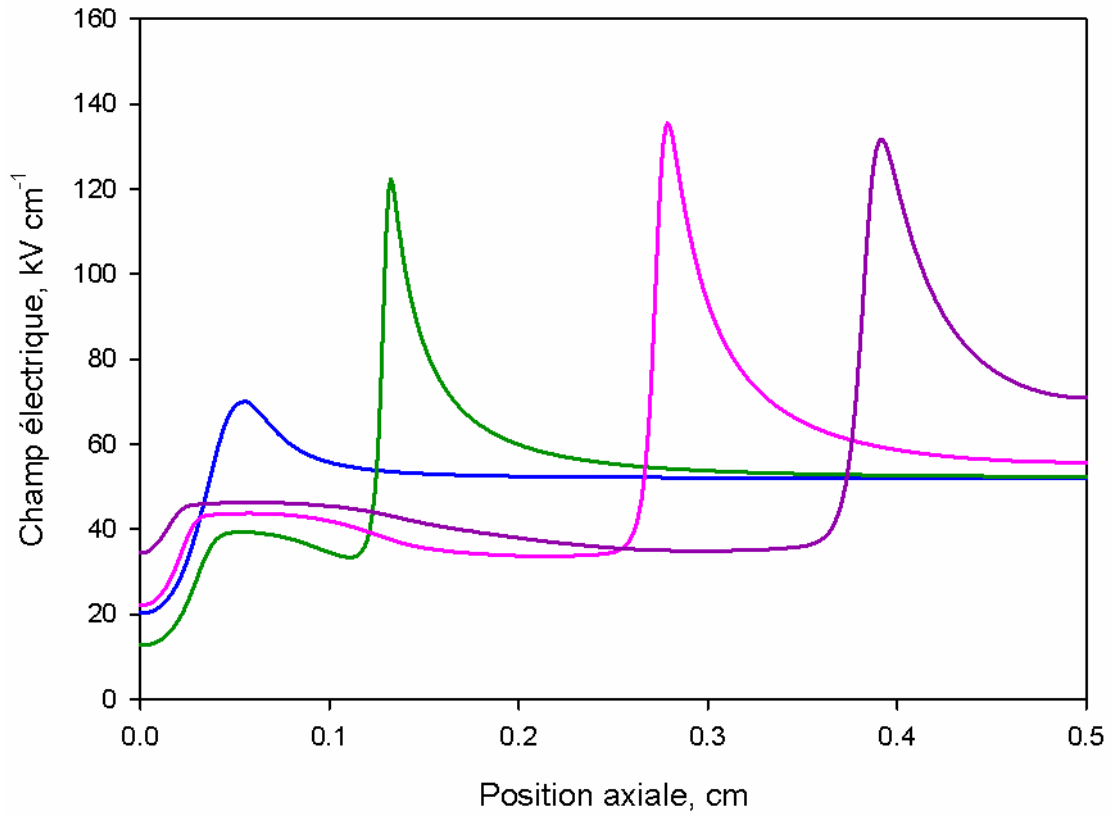


Figure (4.10) : Champ électrique en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.

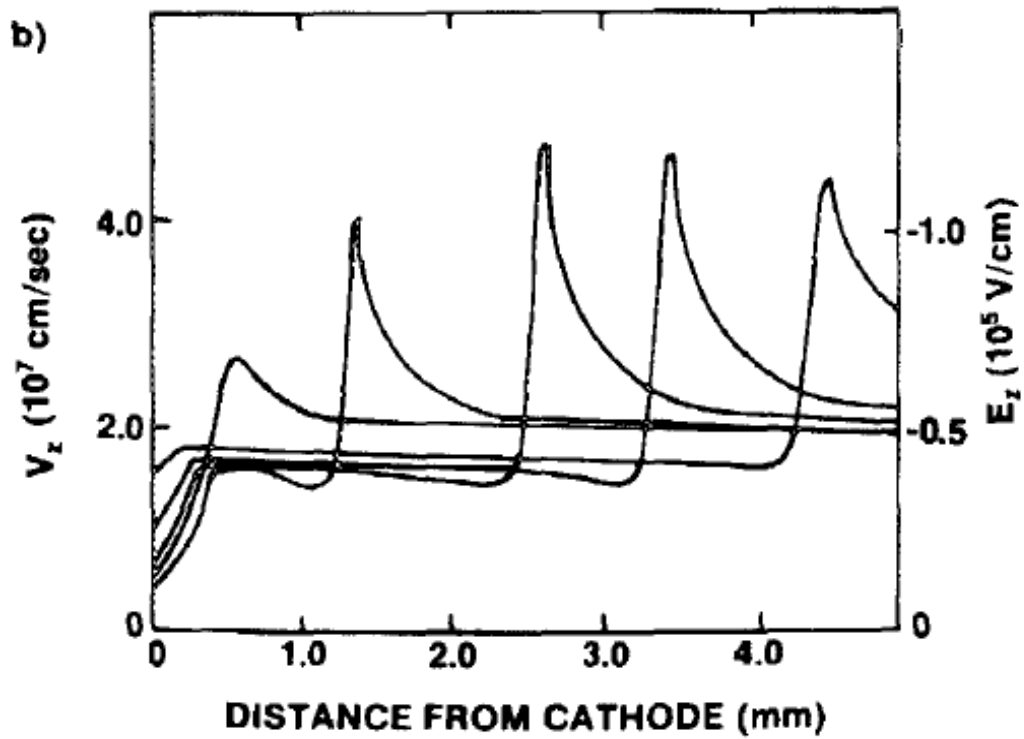


Figure (4.11) : Champ électrique axial en fonction de la position (résultats de Dhali et Williams), instants 0.1, 1, 2, 2.5 et 3 ns à partir de la gauche.

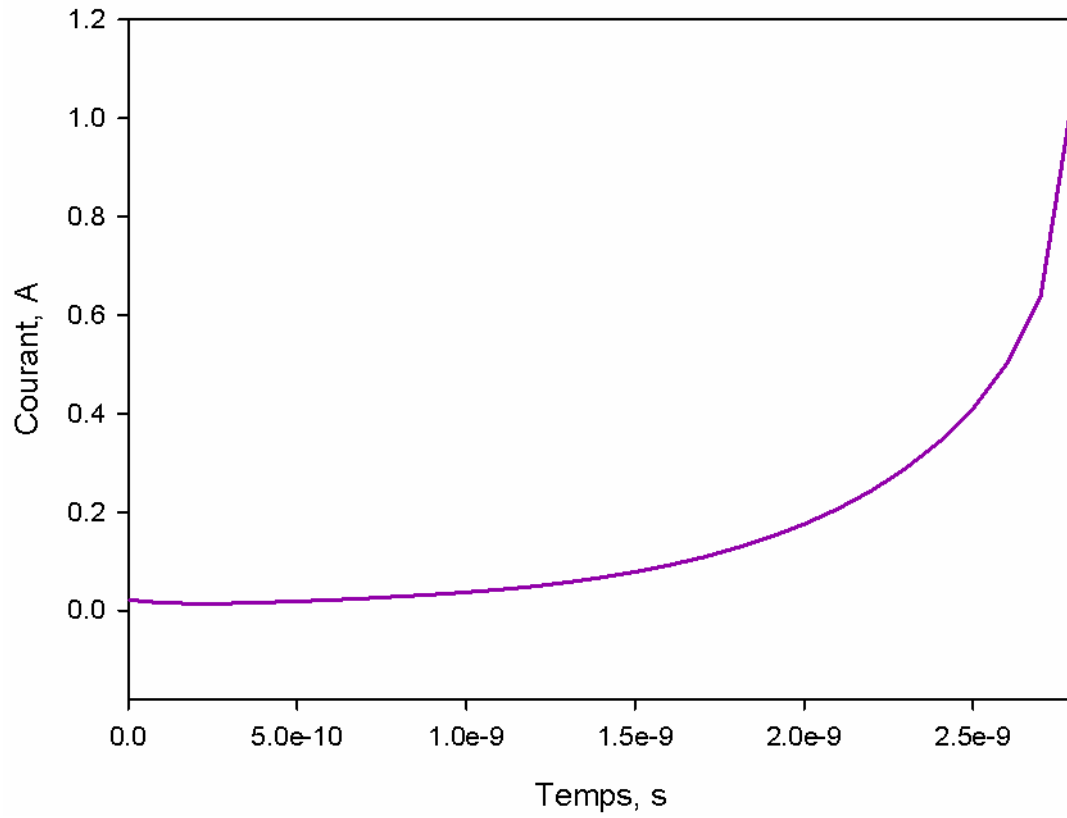


Figure (4.12) : Courant électrique externe en fonction du temps (notre résultat), échelle linéaire.

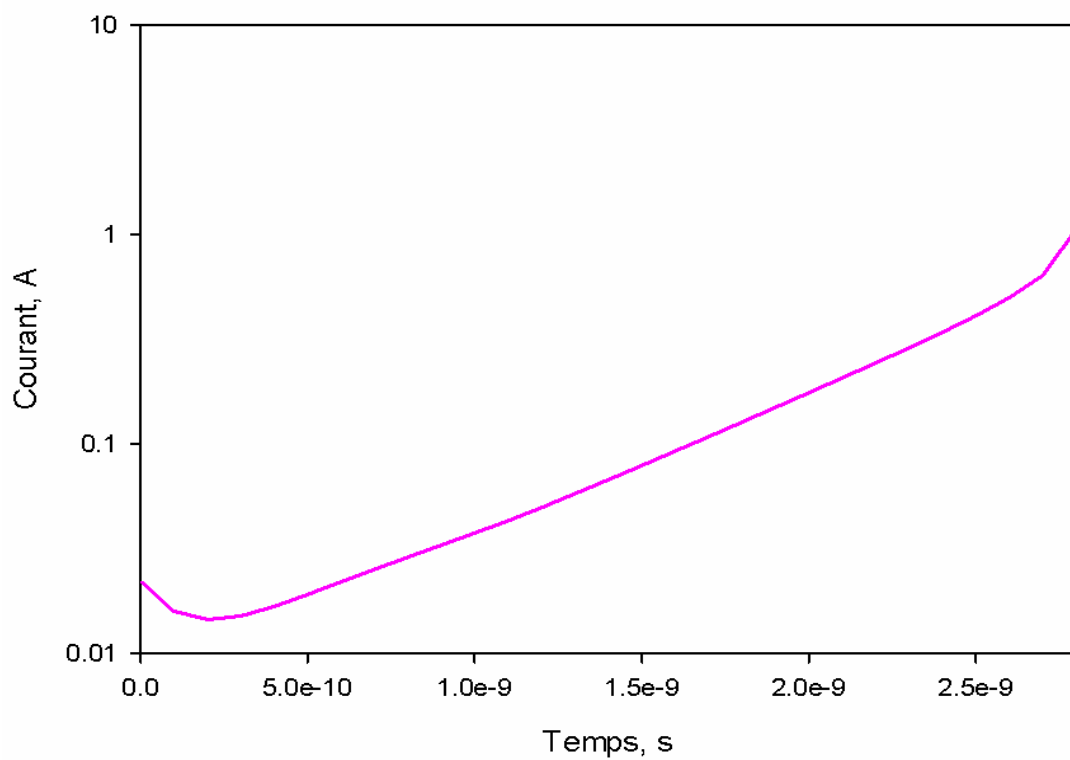


Figure (4.13) : Courant électrique externe en fonction du temps (notre résultat), échelle logarithmique.

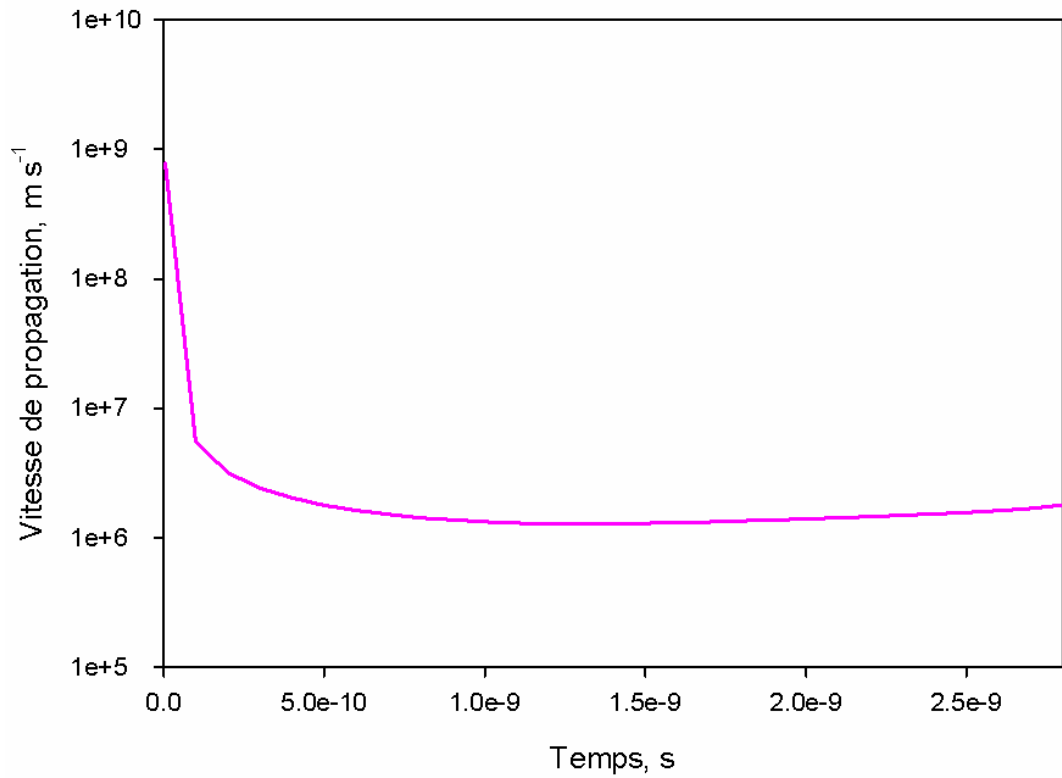


Figure (4.14) : Vitesse de propagation en fonction du temps (notre résultat), échelle logarithmique.

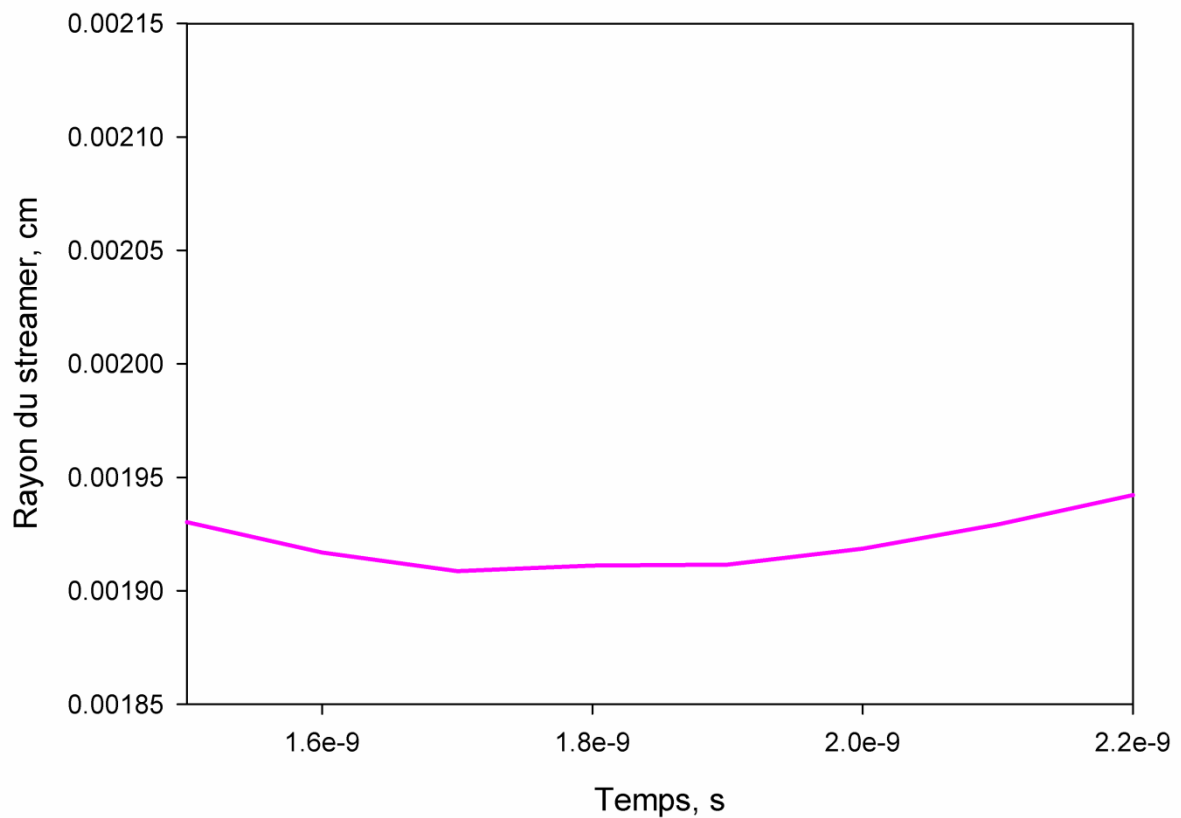


Figure (4.15) : Rayon du streamer en fonction du temps (notre résultat), échelle linéaire.

Après une période d'ajustement (formation du streamer), le streamer se forme et l'onde d'ionisation se déplace avec une vitesse presque constante pour arriver à l'anode.

Les différences entre les deux résultats sont la vitesse de propagation qui est plus importante dans notre cas : la vitesse de propagation dépend du nombre de points de discrétisation (Dhali et Williams n'ont rien précisé dans ce sens, le pas de temps choisi, l'algorithme utilisé pour la résolution de l'équation de Poisson).

La figure (4.5) représente l'évolution de la densité ionique en fonction de la position axiale et cela pour les instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns. L'échelle utilisée sur l'axe des ordonnées reste logarithmique. Dhali et Williams n'ont pas représenté cette évolution dans leurs articles. Le profil de la densité ionique suivant l'axe de propagation est quasi identique à celui de la densité électronique à tous les instants de calcul.

Les figures (4.6) et (4.7) donnent respectivement l'évolution de la densité électronique et ionique aux instants 1 et 2 ns. Derrière la tête du streamer (dans le canal), les deux densités sont égales. Au niveau du front, la densité électronique est supérieure à la densité ionique : la dérive des électrons se fait vers l'anode dans le même sens de propagation de l'onde d'ionisation.

La densité nette de charge d'espace est négative à la tête du streamer anodique ou ADS (voir figure (4.8)). A la tête du streamer, la densité nette de charge d'espace prend la forme d'un pic qui atteint la valeur la plus élevée $-1.2 \cdot 10^{13} \text{ C cm}^{-3}$ ensuite elle a tendance à décroître au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'anode.

En figure (4.9), on a représenté le terme source en fonction de la position axiale pour les instants 0, 0.1, 1, 2 et 2.5 ns ; le terme source dépend du champ électrique, il a aussi la forme de pic à la tête du streamer et la plus forte valeur correspond à la plus grande valeur du champ électrique (voir figure (4.10)).

La figure (4.10) comme indiqué auparavant représente l'évolution du champ électrique (nos résultats) en fonction de la position aux instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns ; la figure (4.11) représente l'évolution du champ électrique donné par Dhali et Williams aux instants 0.1, 1, 2, 2.5 ns et 3 ns. On voit que les allures globales pour les deux figures sont semblables, le champ obtenu est beaucoup plus important que le champ géométrique de départ (56 kV cm^{-1}), dans les deux cas. Le champ obtenu par nos calculs est plus élevé que celui obtenu par Dhali et Williams.

On a aussi représenté le courant dans le circuit extérieur en fonction du temps dans la figure (4.12) en utilisant une échelle linéaire et dans la figure (4.13) en utilisant une échelle

logarithmique. Le courant initial résulte de la distribution initiale des particules engendrées par le fond de préionisation. On a ensuite une décroissance due au fait que le streamer n'est pas encore formé et enfin une croissance lente du courant (le streamer se met en place et se propage) ; aux derniers instants, on a une croissance en exponentielle à cause de la multiplication des électrons donnée par les avalanches successives. Le courant engendré dans le circuit externe est relativement faible.

La figure (4.14) représente la variation de la vitesse en fonction du temps, calculée à partir des résultats de notre code. On a associé la vitesse du streamer à celle de la position spatiale correspondant au maximum de la densité électronique sur l'axe de propagation.

On remarque que la vitesse du streamer décroît légèrement jusqu'à un minimum pour un temps inférieur à 0.5 ns. La charge d'espace n'est pas encore assez importante.

Quand le streamer est formé et qu'il se met à se propager, la vitesse de déplacement devient constante (mouvement presque uniforme). Elle vaut le un centième de la vitesse de la lumière.

La figure (4.15) représente le rayon R_s du streamer en fonction du temps : le rayon du streamer reste approximativement constant sur l'intervalle de temps [1.6, 2 ns] et égal à 19 μm mais pour les instants après 2 ns, quand le streamer se rapproche de l'anode, R_s commence à augmenter légèrement.

4.6. Résultats de la simulation (deux dimensions) et discussion

Les courbes de niveau en deux dimensions et les tracés en 3D représentent les caractéristiques principales du filament négatif (densité électronique et ionique, densité nette de charge d'espace, champ électrique radial et total, terme source).

La figure (4.16) représente la courbe de niveau de la densité initiale aussi bien pour les électrons que pour les ions positifs. C'est une gaussienne centrée sur l'électrode de gauche ou cathode. Les valeurs des densités électronique et ou ionique vont de 10^8cm^{-3} (fond de préionisation) à 10^{14}cm^{-3} (hauteur maximale de la gaussienne). On a représenté la densité initiale en fonction de la position radiale et la position axiale en figure (4.17).

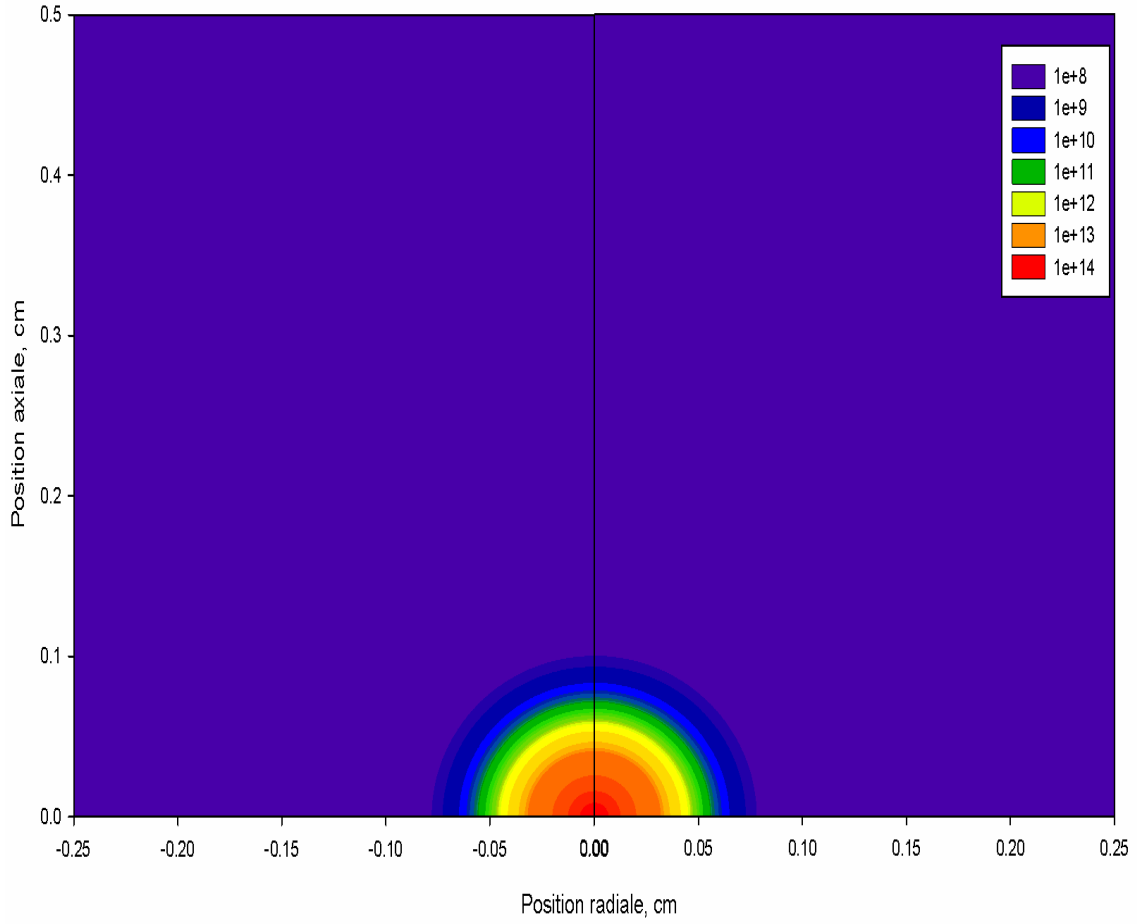


Figure (4.16) : Courbe de niveau de la densité initiale électronique ou ionique (notre résultat), instant initial.

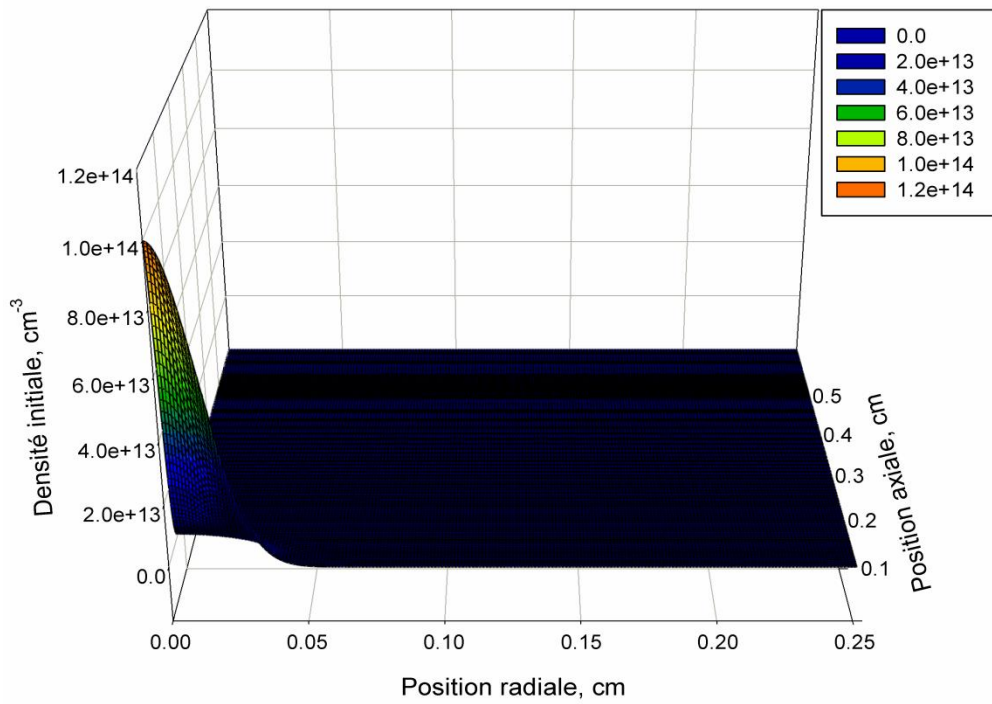


Figure (4.17) : Densité initiale électronique ou ionique (notre résultat), instant initial.

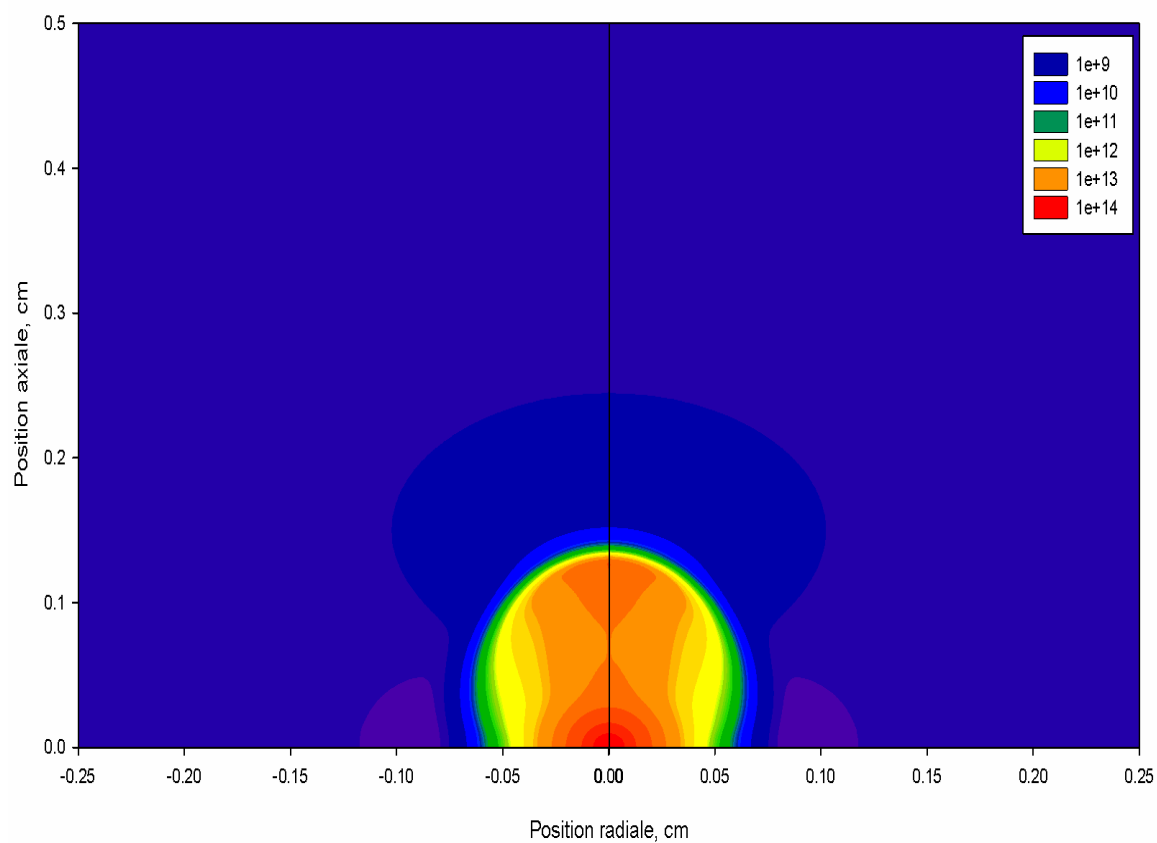


Figure (4.18) : Courbe de niveau de la densité électronique (notre résultat), instant 1 ns.

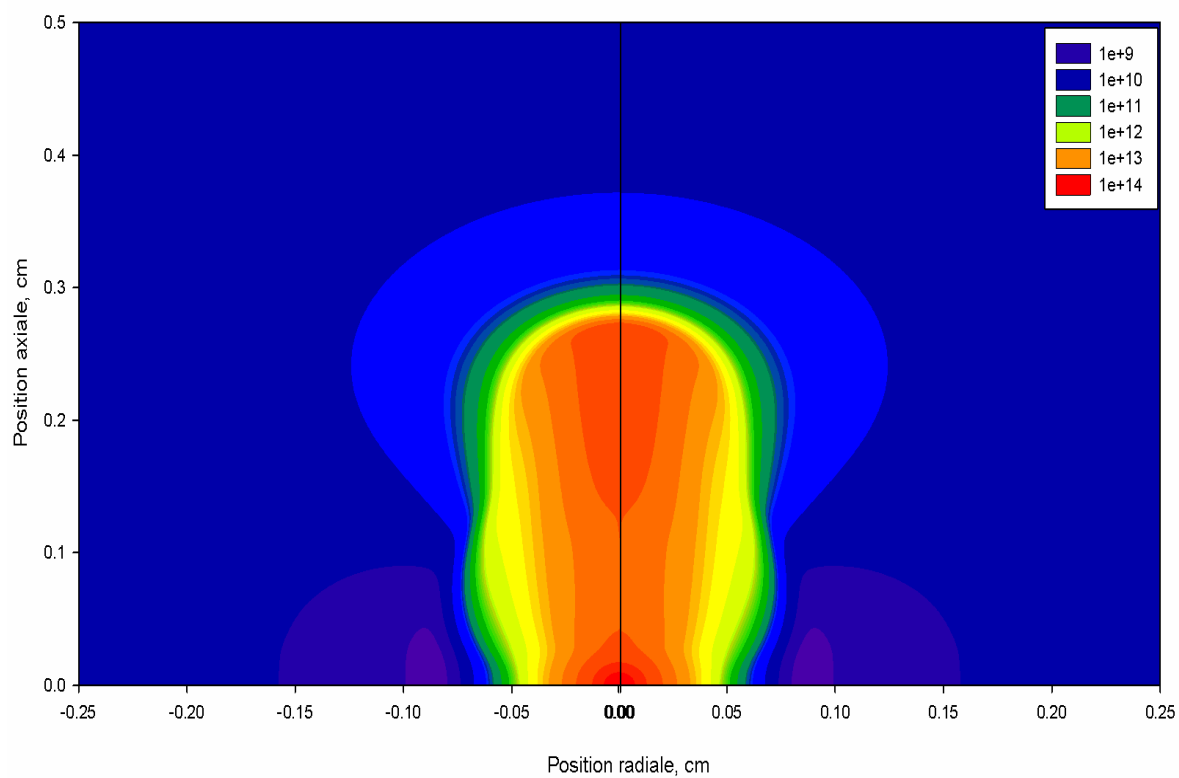


Figure (4.19) : Courbe de niveau de la densité électronique (notre résultat), instant 2 ns.

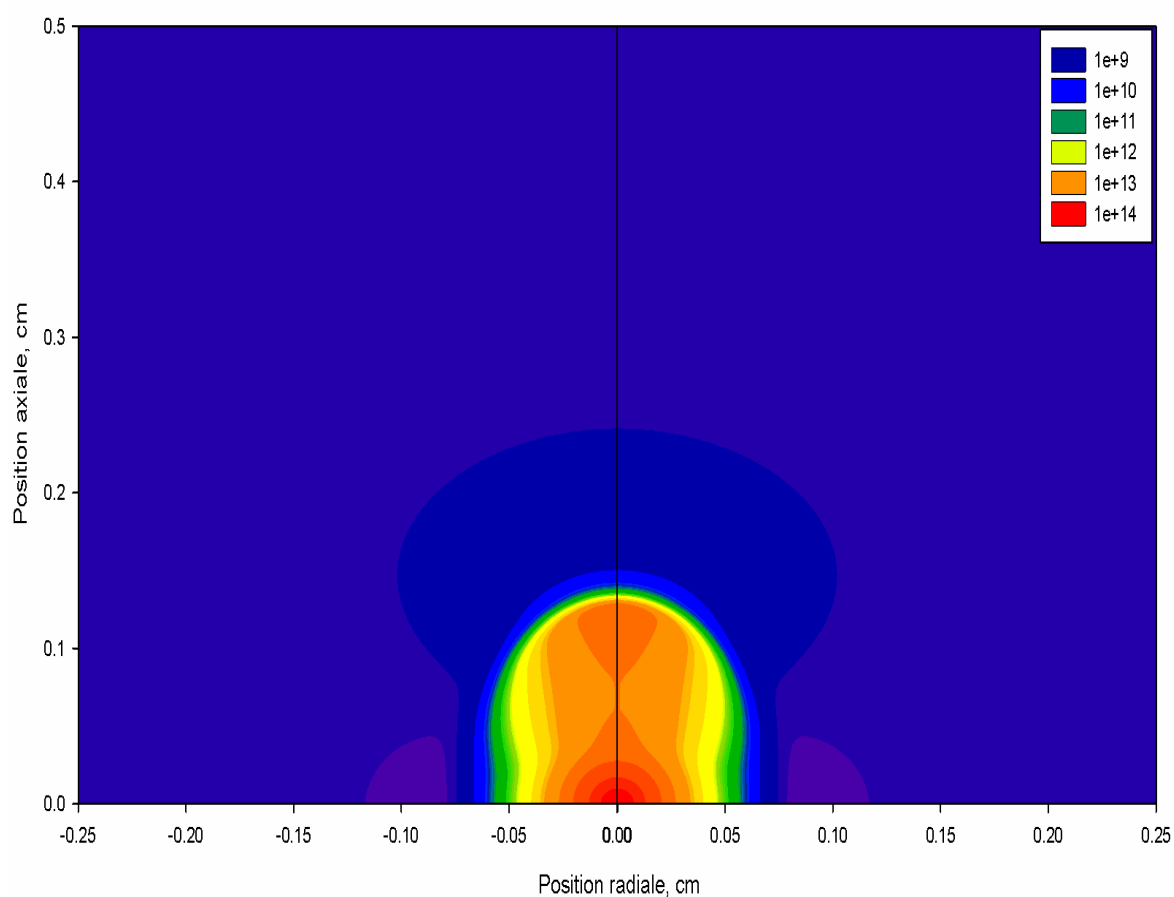


Figure (4.20) : Courbe de niveau de la densité ionique (notre résultat), instant 1 ns.

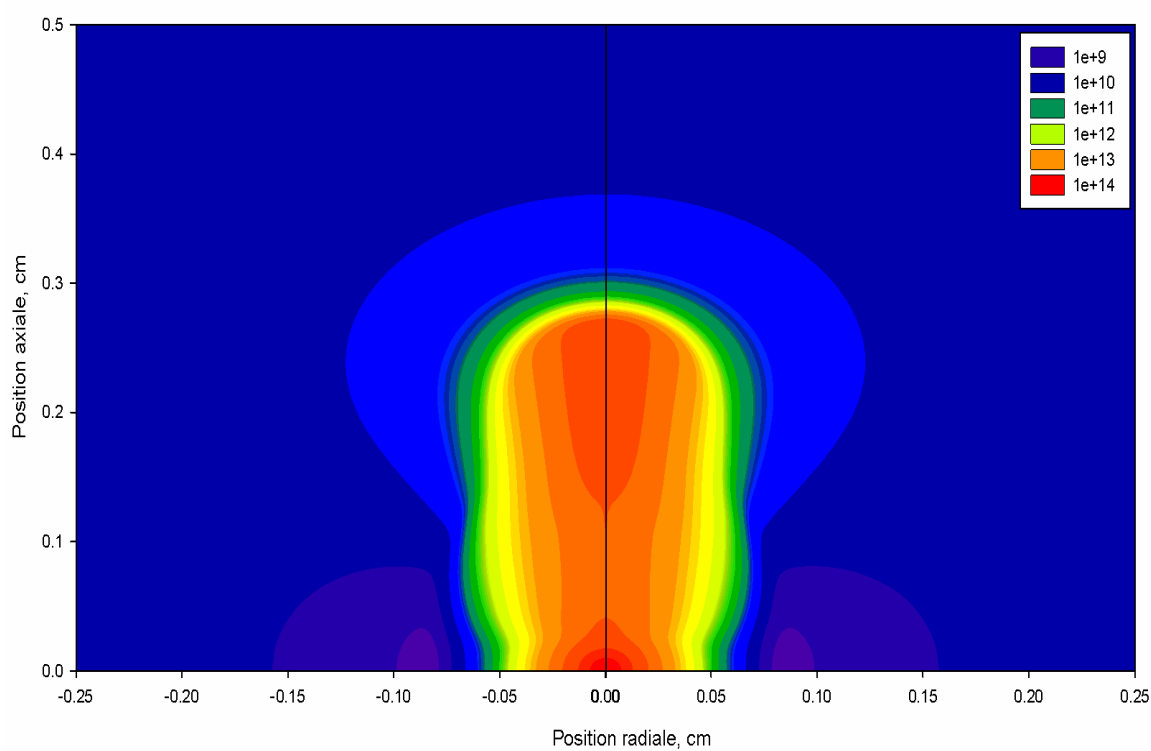


Figure (4.21) : Courbe de niveau de la densité ionique (notre résultat), instant 2 ns.

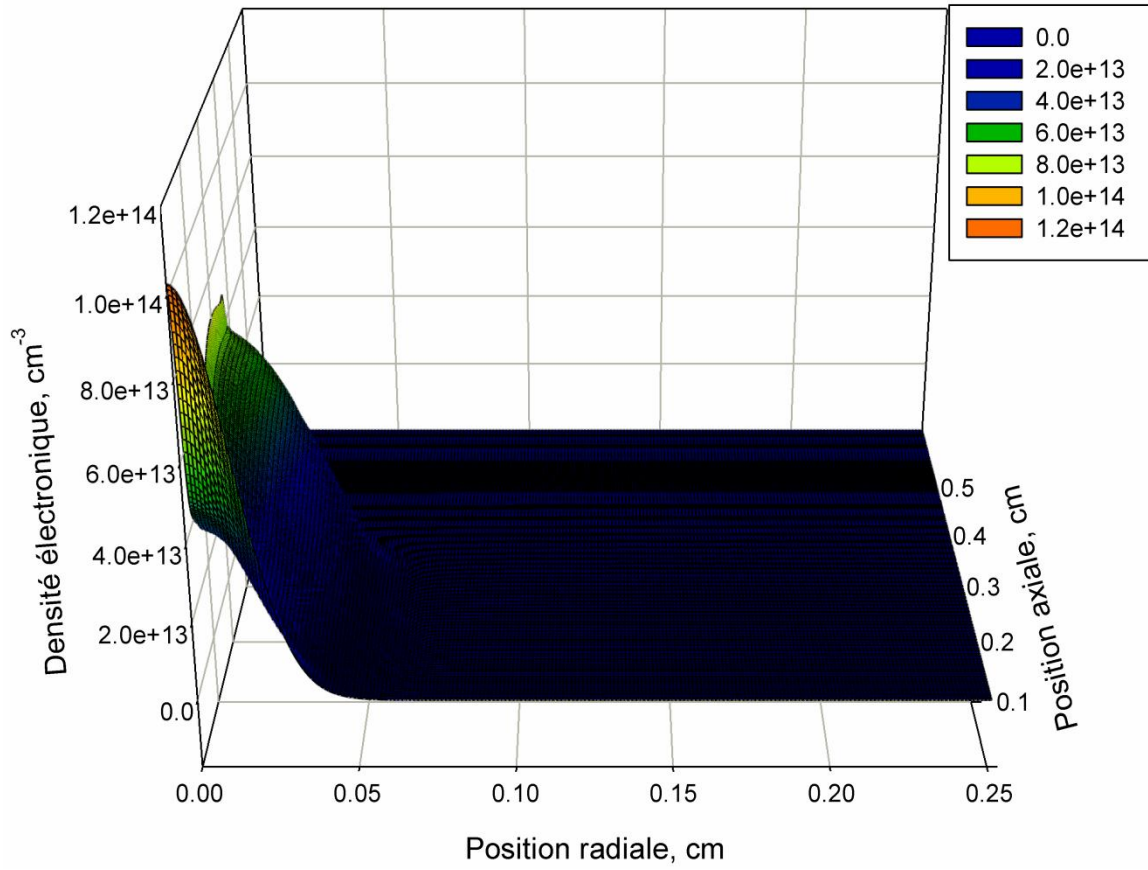


Figure (4.22) : Densité électronique (notre résultat), instant 2 ns.

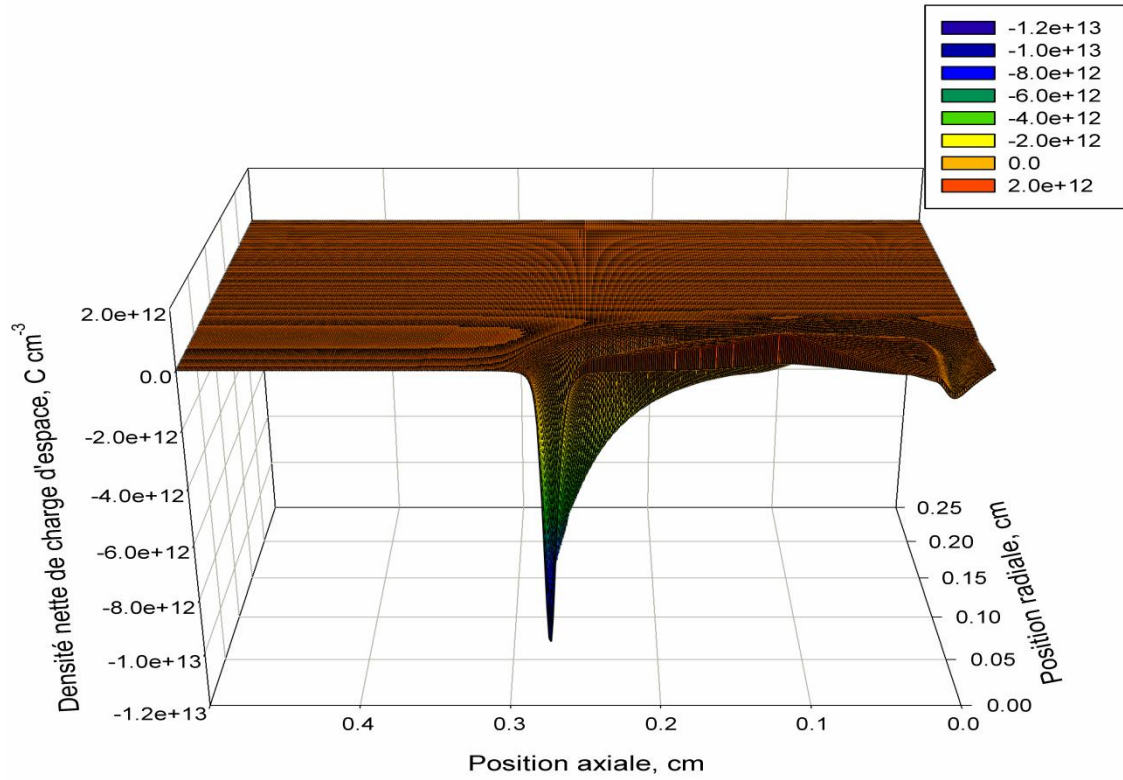


Figure (4.23) : Densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 2 ns.

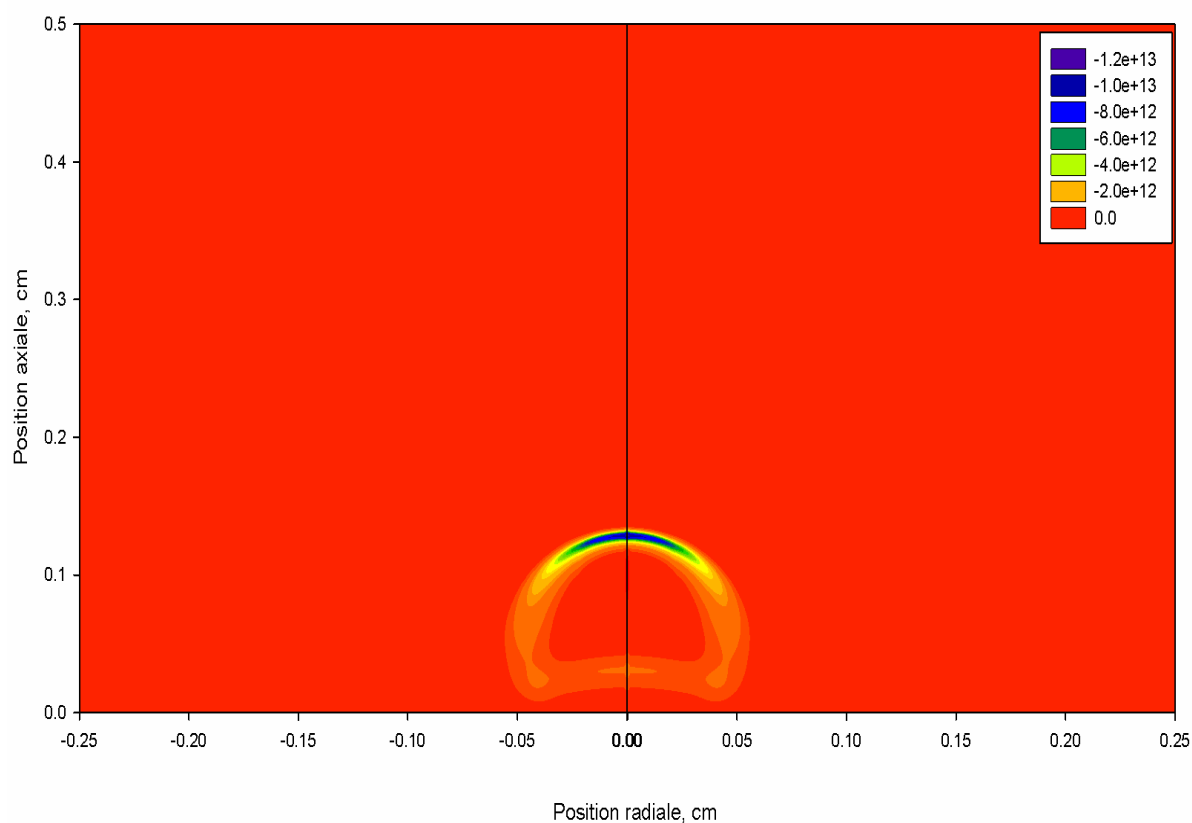


Figure (4.24) : Courbe de niveau de la densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 1 ns.

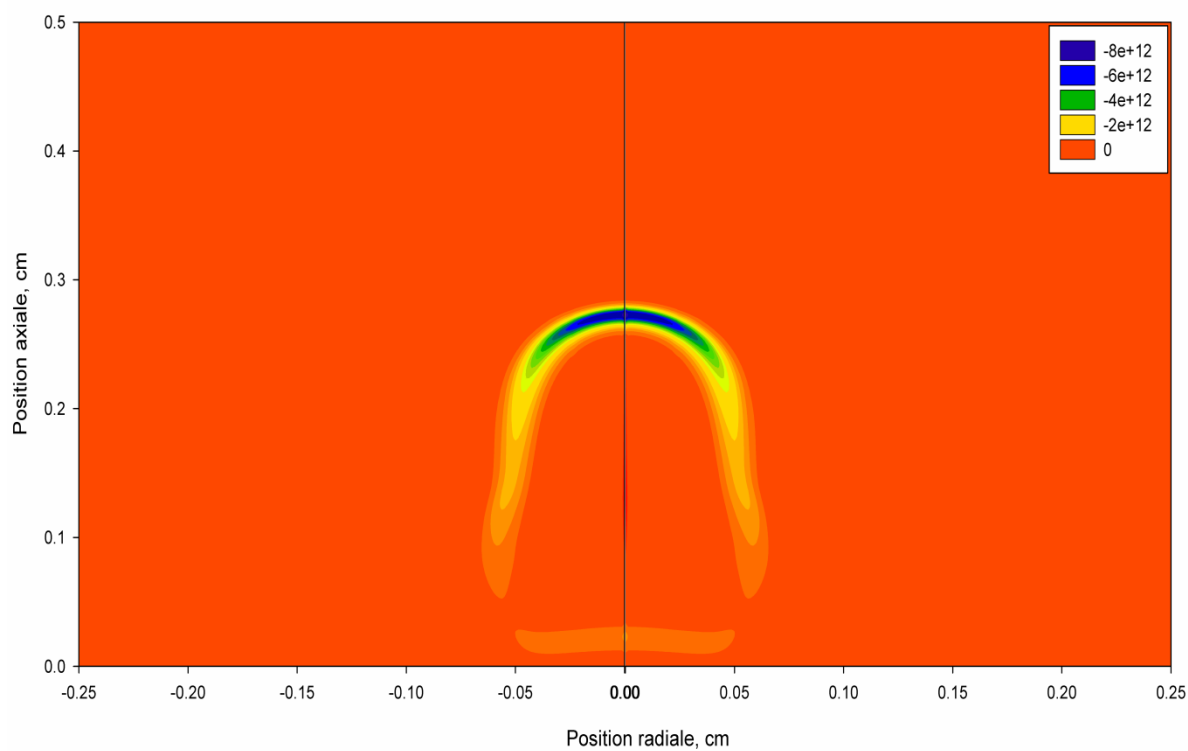


Figure (4.25) : Courbe de niveau de la densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 2 ns.

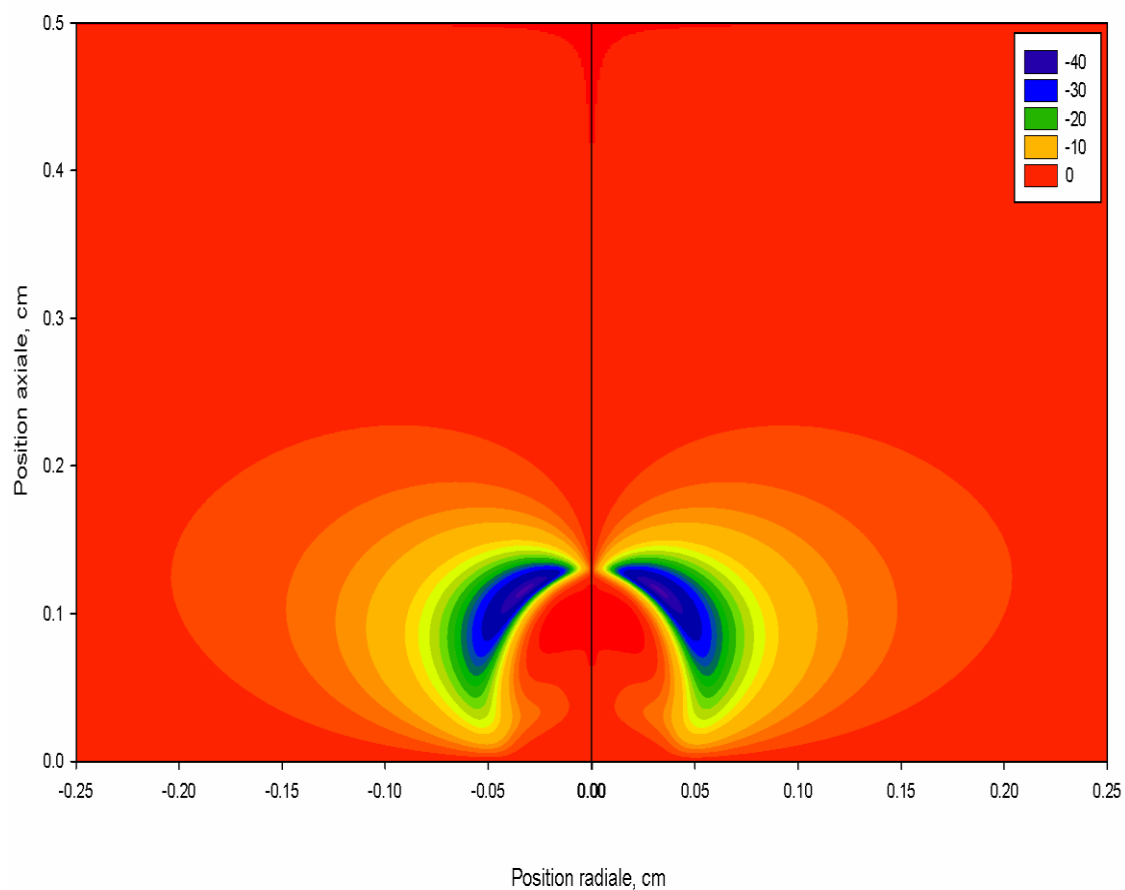


Figure (4.26) : Courbe de niveau du champ radial (notre résultat), instant 1 ns.

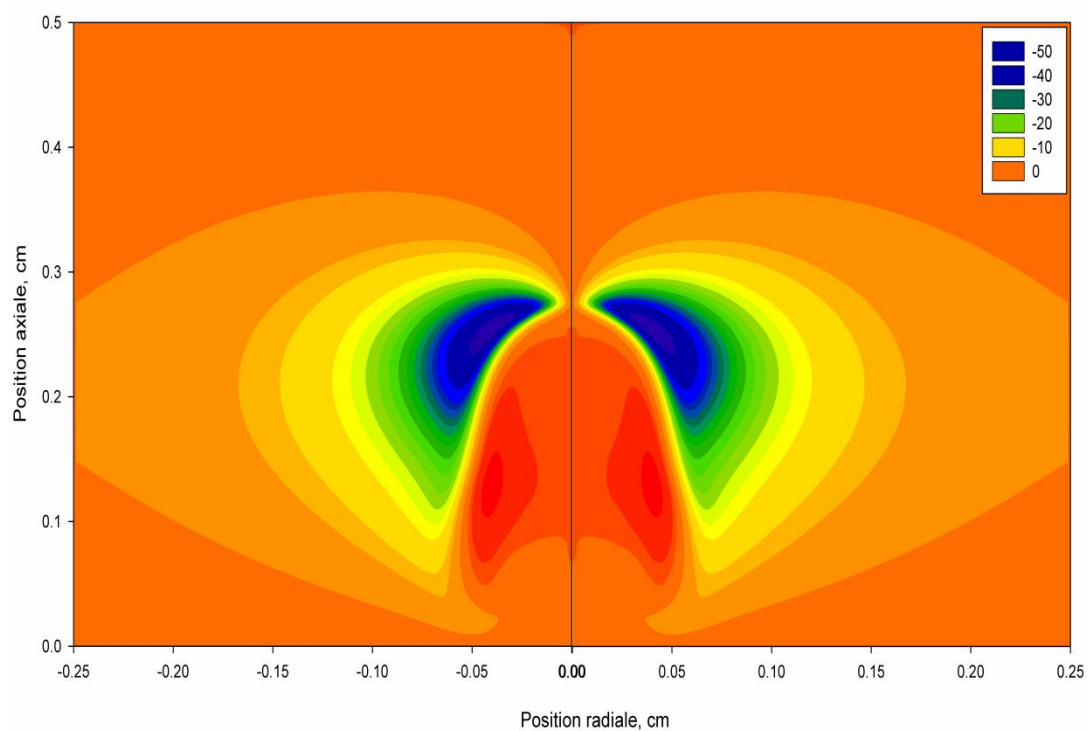


Figure (4.27) : Courbe de niveau du champ radial (notre résultat), instant 2 ns.

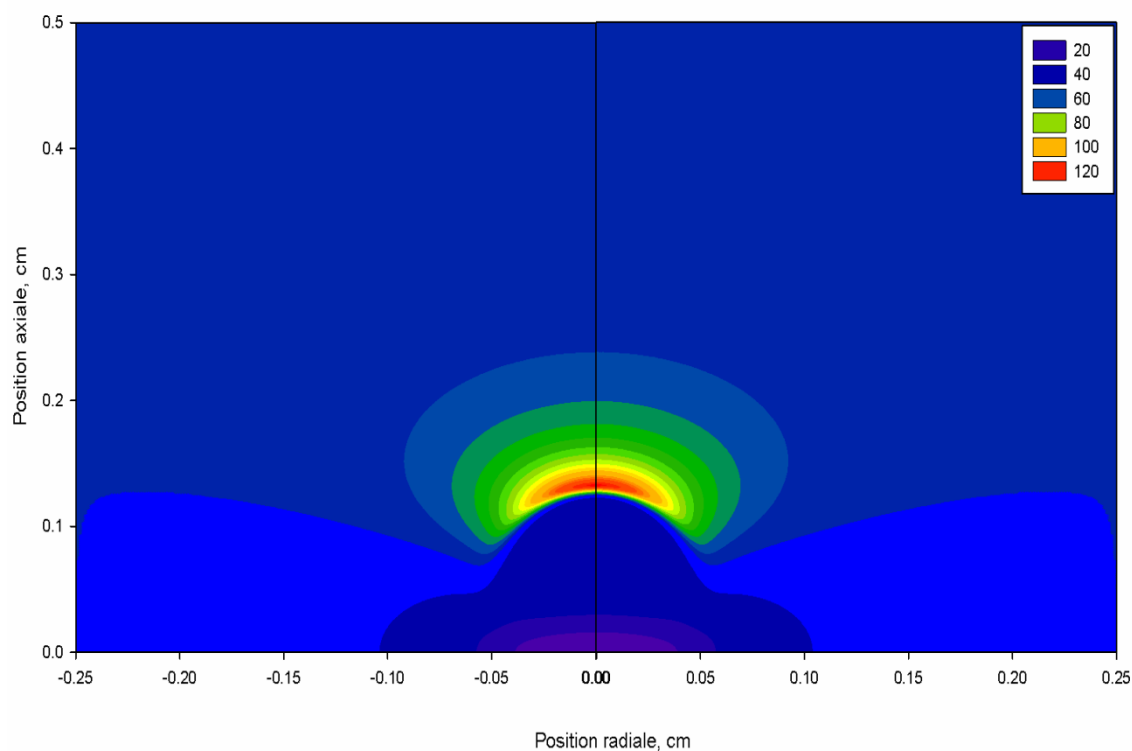


Figure (4.28) : Courbe de niveau du champ axial (notre résultat), instant 1 ns.

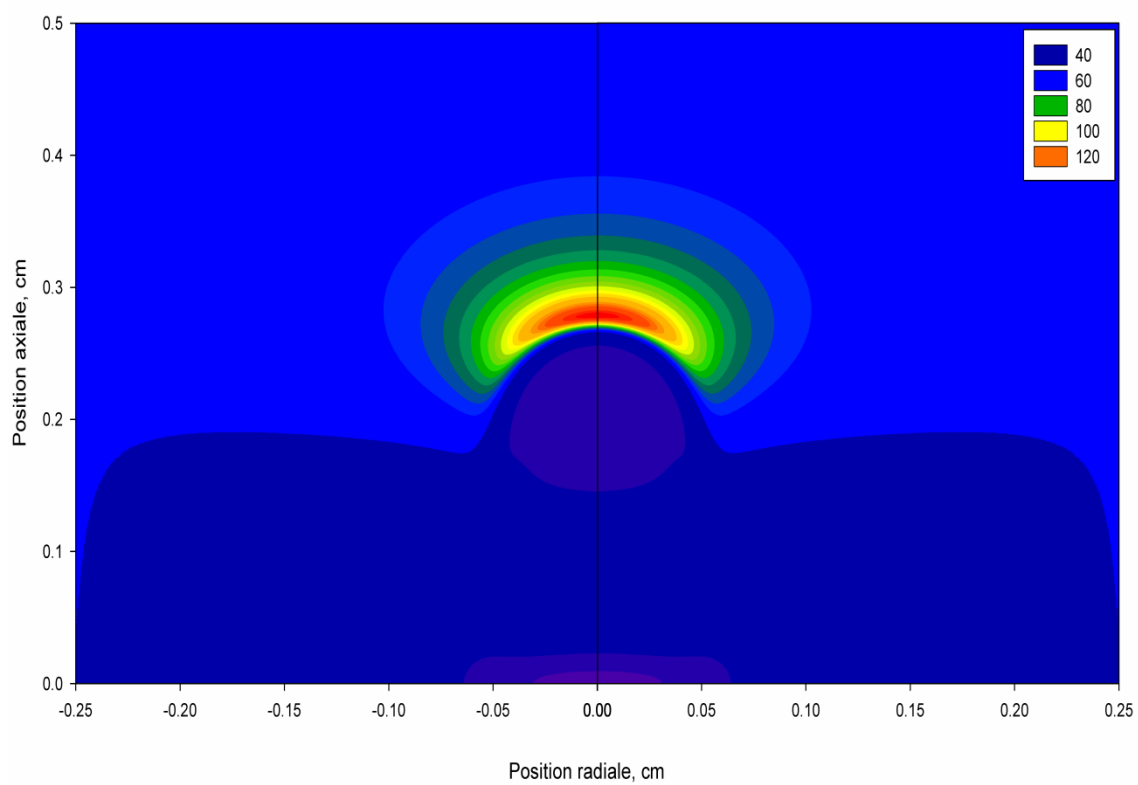


Figure (4.29) : Courbe de niveau du champ axial (notre résultat), instant 2 ns.

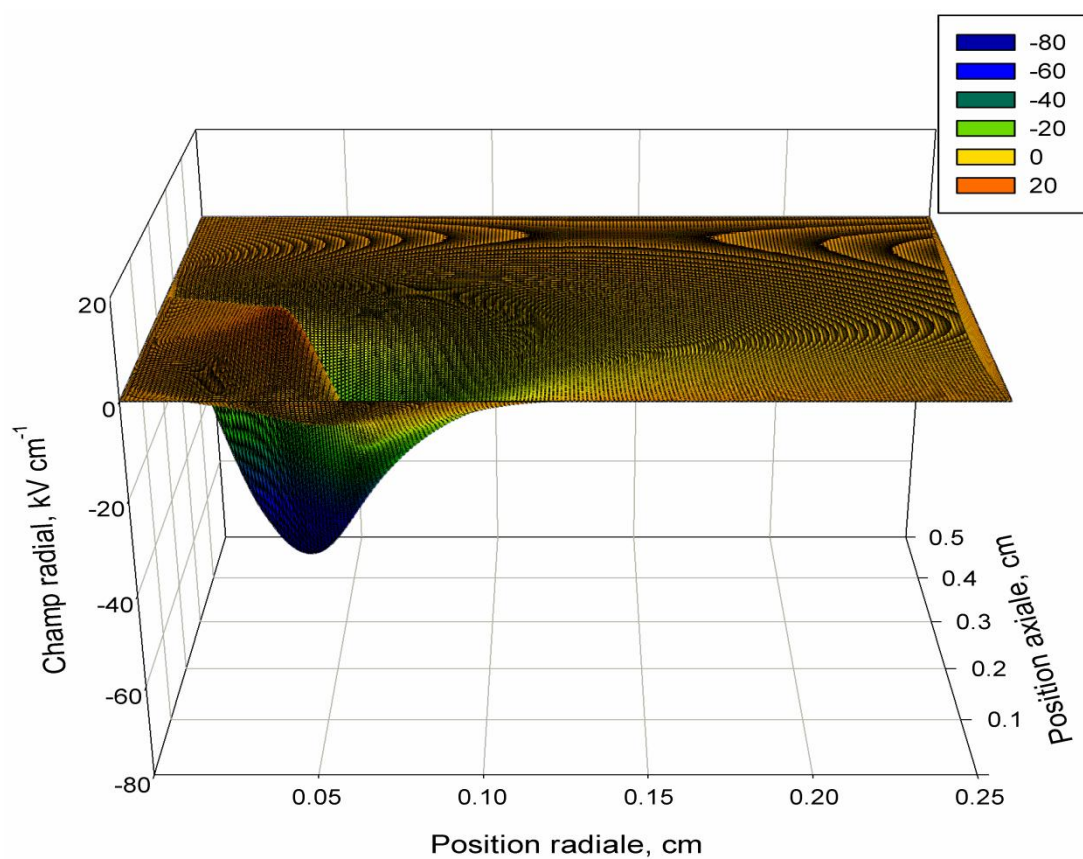


Figure (4.30) : Champ radial (notre résultat), instant 2 ns.

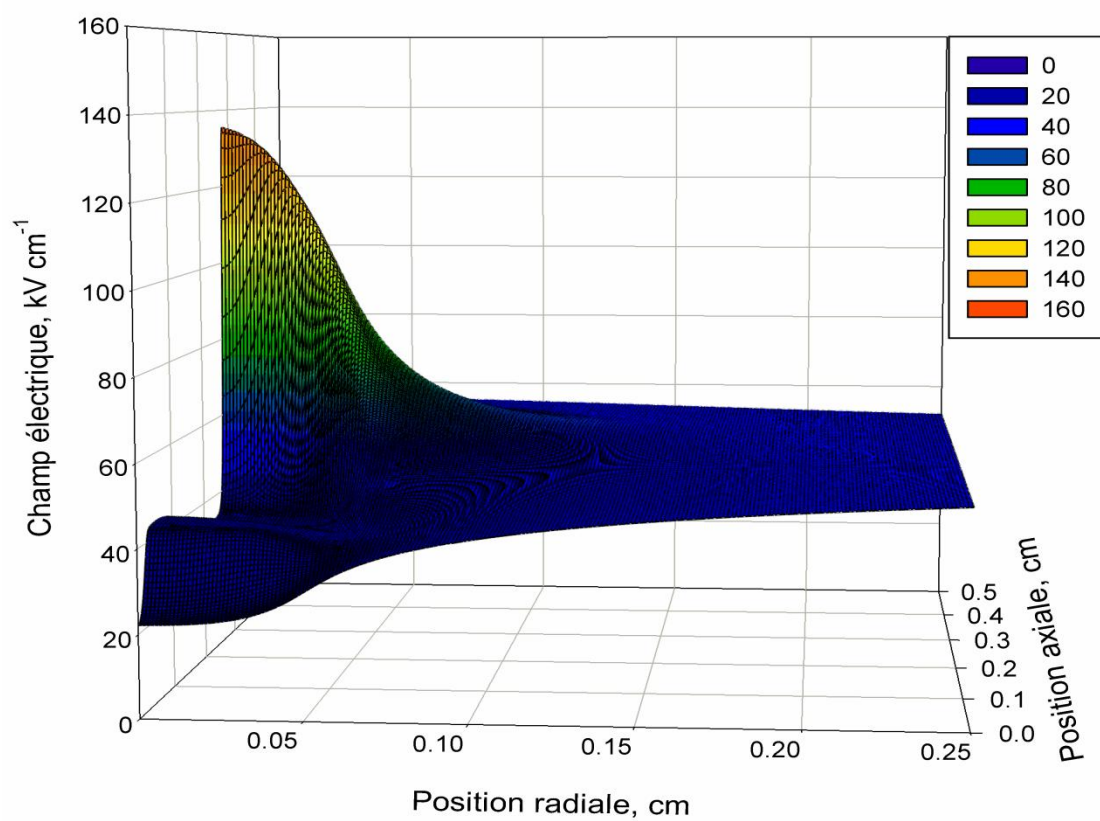


Figure (4.31) : Champ axial (notre résultat), instant 2 ns.

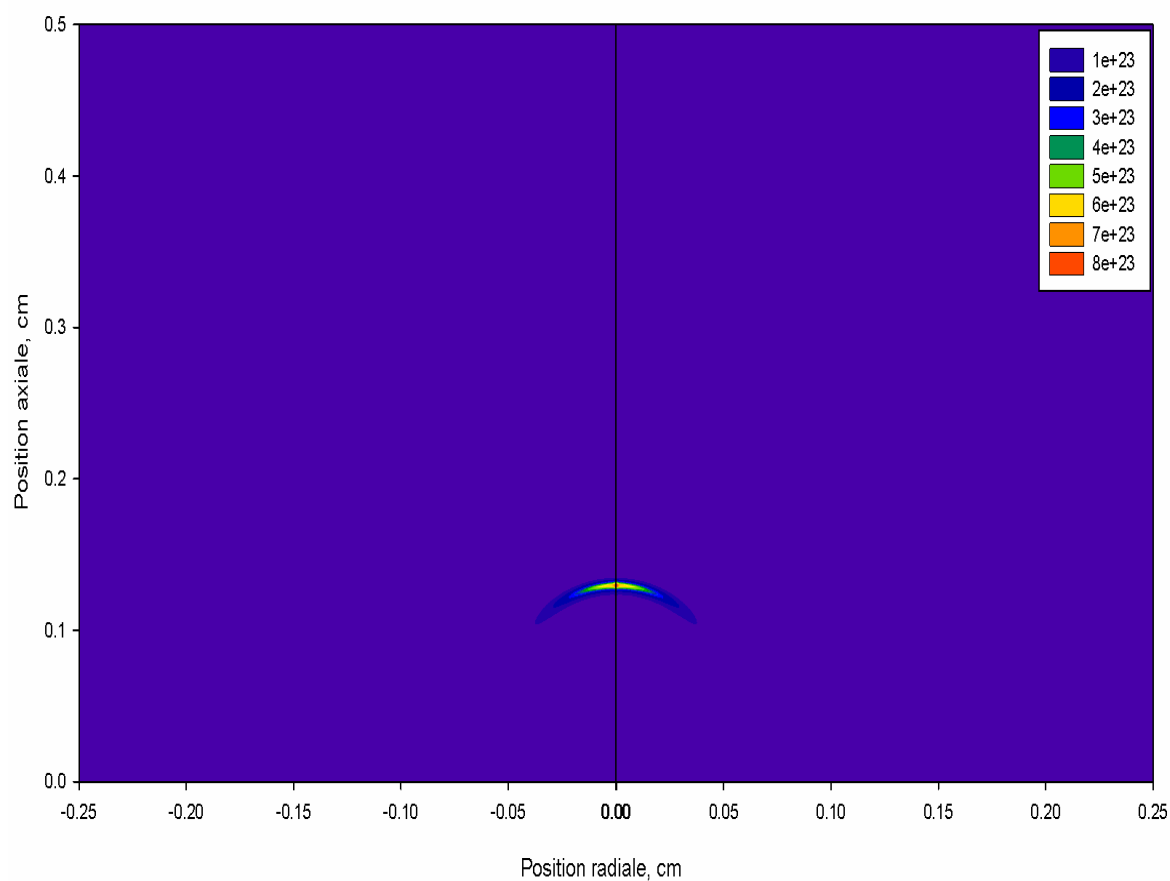


Figure (4.32) : Courbe de niveau du terme source (notre résultat), instant 1 ns.

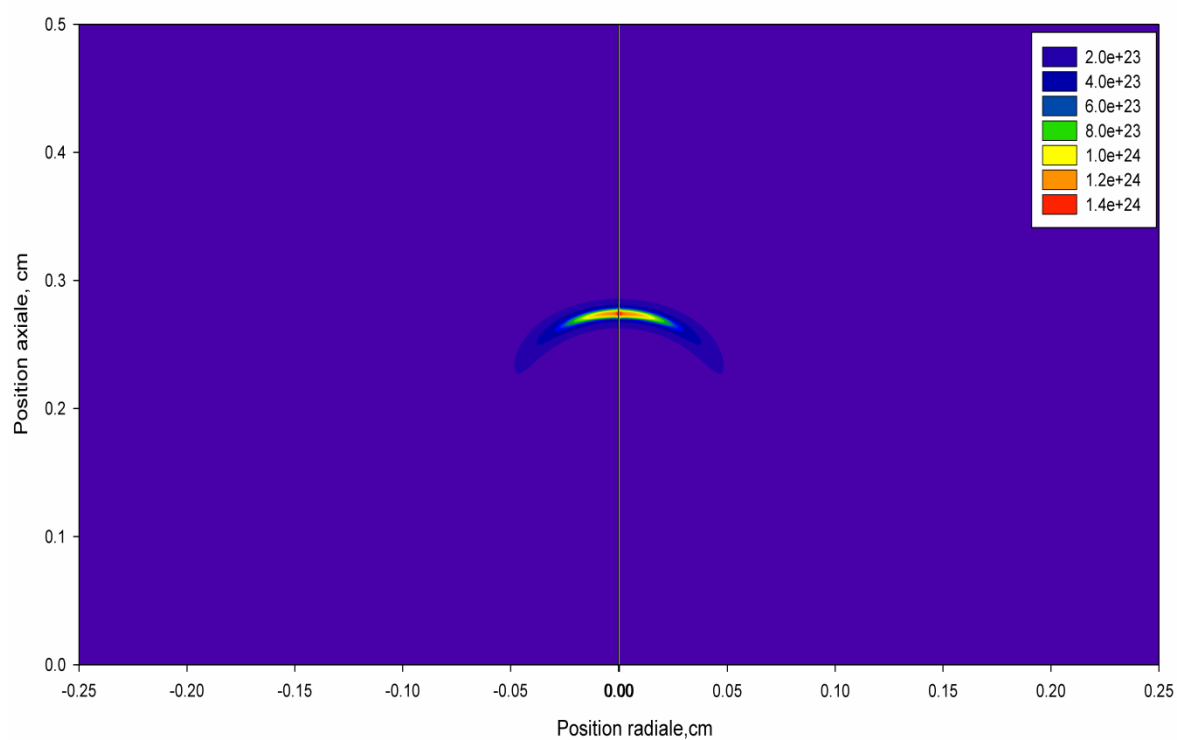


Figure (4.33) : Courbe de niveau du terme source (notre résultat), instant 2 ns.

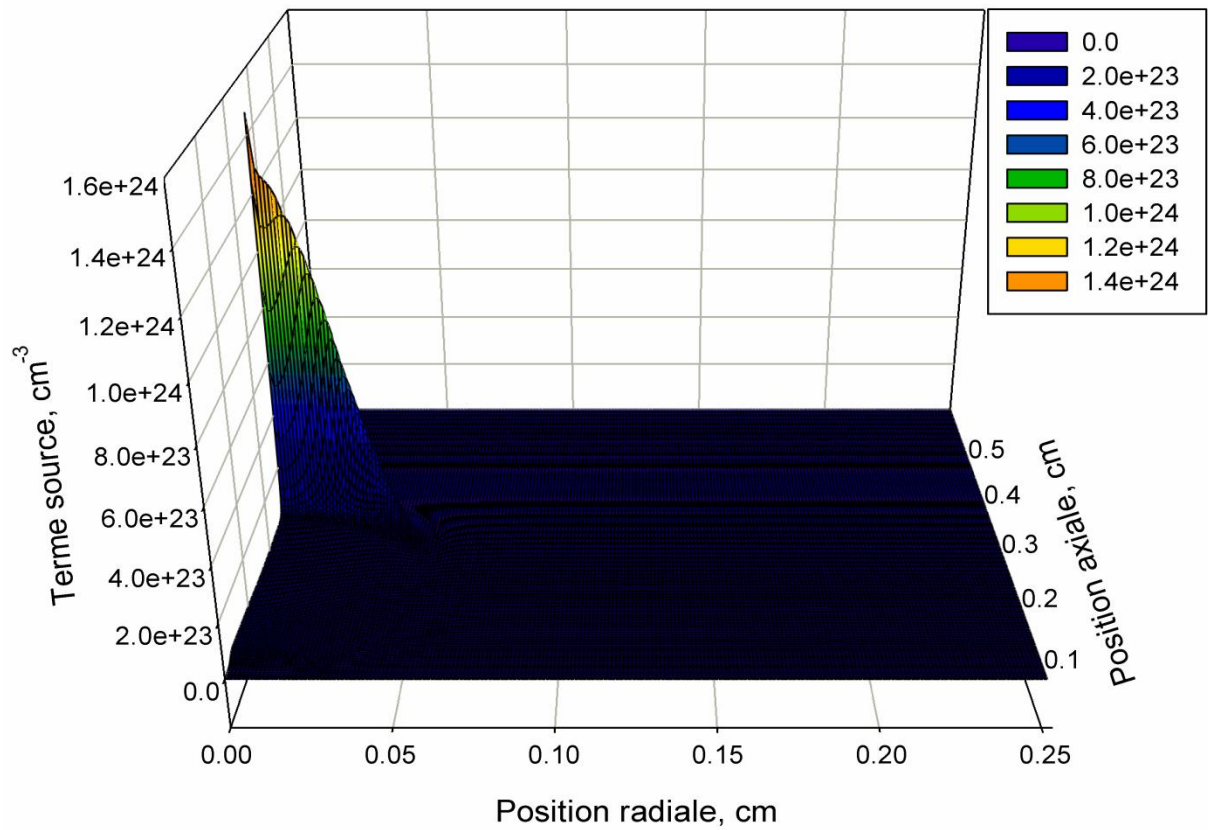


Figure (4.34) : Terme source (notre résultat), instant 2 ns.

Les figures ((4.18), (4.19)) et ((4.20), (4.21)) représentent respectivement les courbes de niveau de la densité électronique et ionique du filament négatif aux instants 1 et 2 ns. On voit que pour les quatre figures il y a deux régions essentielles : la tête du streamer où la densité en électrons ou ions est faible (10^{10} particules par cm^{-3}) et le canal où la densité en électrons ou ions est élevée (10^{14} particules par cm^{-3}).

Le rayon du streamer comme vu auparavant reste approximativement constant. On a aussi représenté en figure (4.22) les variations de la densité électronique à l'instant 2 ns en fonction de la position axiale et radiale. On voit que la gaussienne placée initialement sur la cathode s'est propagée.

La figure (4.23) représente la densité nette de charge d'espace en fonction des deux positions radiale et axiale à l'instant 2 ns. Comme on l'a dit auparavant, la densité nette de charge d'espace est négative pour le filament négatif.

Pour les courbes de niveau de la densité de charge nette représentées en figures (4.24) et (4.25), on voit que la densité nette de charge d'espace prend la forme d'un fer à cheval avec une valeur maximale au niveau du front.

Les courbes de niveau données en figure (4.26) et (4.27) pour le champ radial respectivement aux instants 1 et 2 ns montrent l'expansion radiale de la décharge et que le champ en question est maximum à la tête du streamer négatif. Le champ radial est négatif et c'est indiqué en figure (4.30) et le champ axial est maximum à la tête du filament (figure (4.31)).

Les courbes de niveau données en figure (4.28) et (4.29) pour le champ axial respectivement aux instants 1 et 2 ns montrent qu'il existe deux régions distinctes : une région où le champ est fort (tête du streamer) et une région à faible valeur de champ (canal du filament). A 2 ns, le champ au niveau du front prend la valeur 120 kV cm^{-1} soit 2.1 le champ géométrique et 40 kV au niveau du canal (champ plus faible que le champ géométrique). Les courbes de niveau du terme source (figures (4.32) et (4.33)) montrent que le terme source d'ionisation est maximum à la tête du streamer (10^{23} cm^{-3} à 1 ns et 210^{23} cm^{-3} à 2 ns) : le streamer peut avancer sous la forme d'une onde d'ionisation. La figure (4.34) montre le terme source en fonction de la position axiale et radiale à l'instant 2 ns. La forme en pic du terme source est bien vérifiée.

4.7. Effets des conditions initiales

4.7.1. Effets du fond de préionisation

Pour déterminer l'effet des conditions initiales sur la propagation du streamer négatif et sur ses caractéristiques [6,7], [25,26], on va procéder à différents calculs en faisant varier une seule condition initiale et en maintenant toutes les autres fixées. On va en premier lieu voir l'effet du fond de préionisation sur la propagation du streamer négatif. On met un fonds de préionisation nul. Les figures (4.35) et (4.36) montrent respectivement la densité électronique (instants 0, 1, 1.5, 2 et 2.5 ns) et le champ (1, 1.5, 2 et 2.5 ns) suivant la position axiale. Le streamer anodique (ADS) peut se propager sans qu'on ajoute de fond de préionisation. La dérive des électrons qui se fait dans le même sens que celui de la propagation de l'onde fournit les électrons nécessaires pour que le streamer puisse se déplacer. Avec le temps, le front de la densité électronique devient plus raide et le champ électrique dans le cas d'un fond de préionisation nul est plus élevé que dans le cas d'un fond de préionisation égal à 10^8 cm^{-3} et cela pour tous les instants de calcul. L'addition du fonds de préionisation change la structure et la vitesse du streamer considérablement.

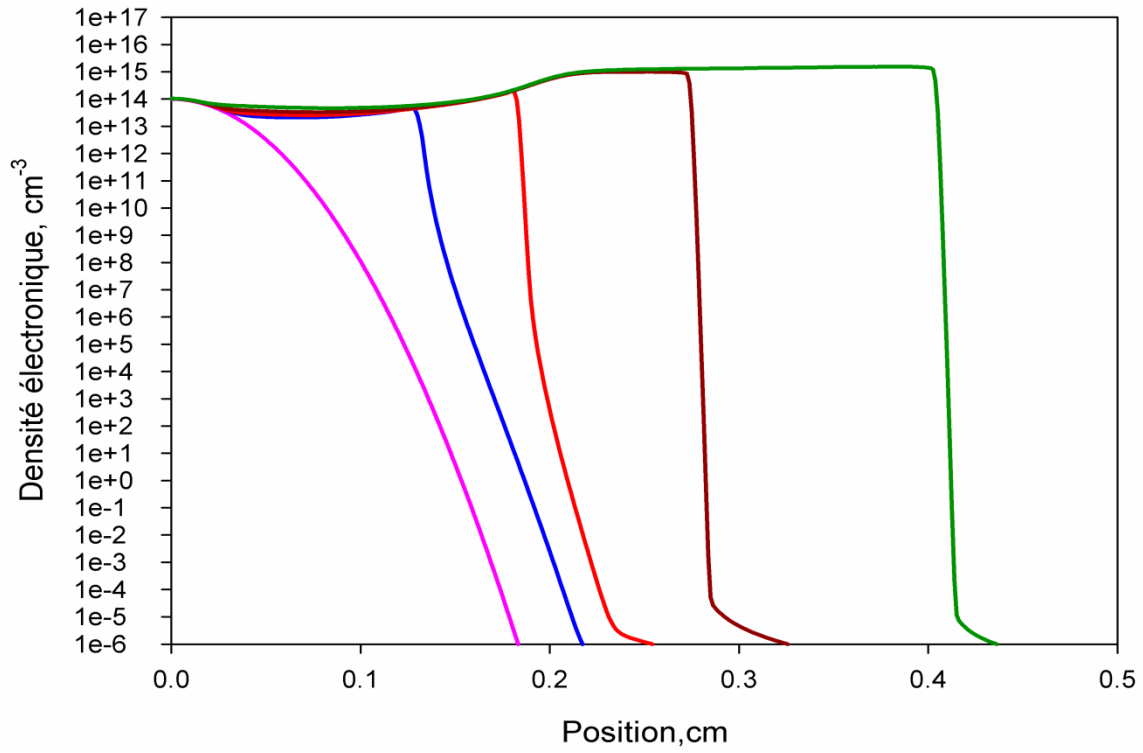


Figure (4.35) : Densité électronique en fonction de la position pour un fond de préionisation égal à 0 cm^{-3} (notre résultat), instants 0, 1, 1.5, 2 et 2.5 ns.

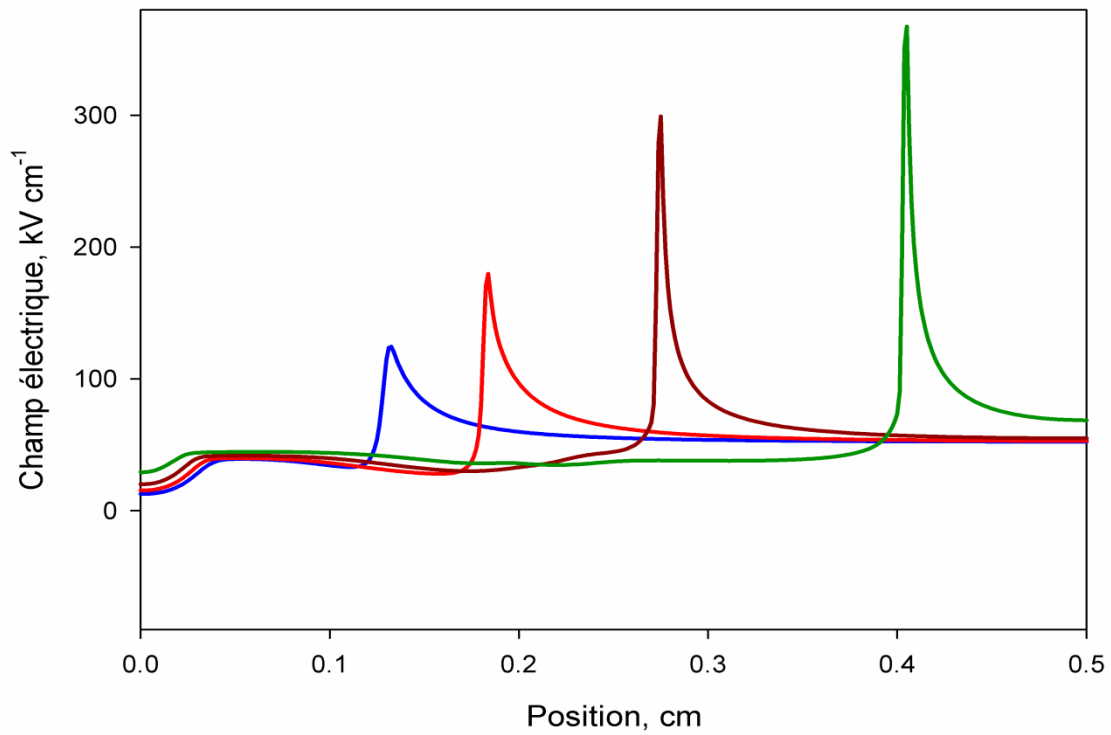


Figure (4.36) : Champ électrique en fonction de la position pour un fond de préionisation égal à 0 cm^{-3} (notre résultat), instants 1, 1.5, 2 et 2.5 ns.

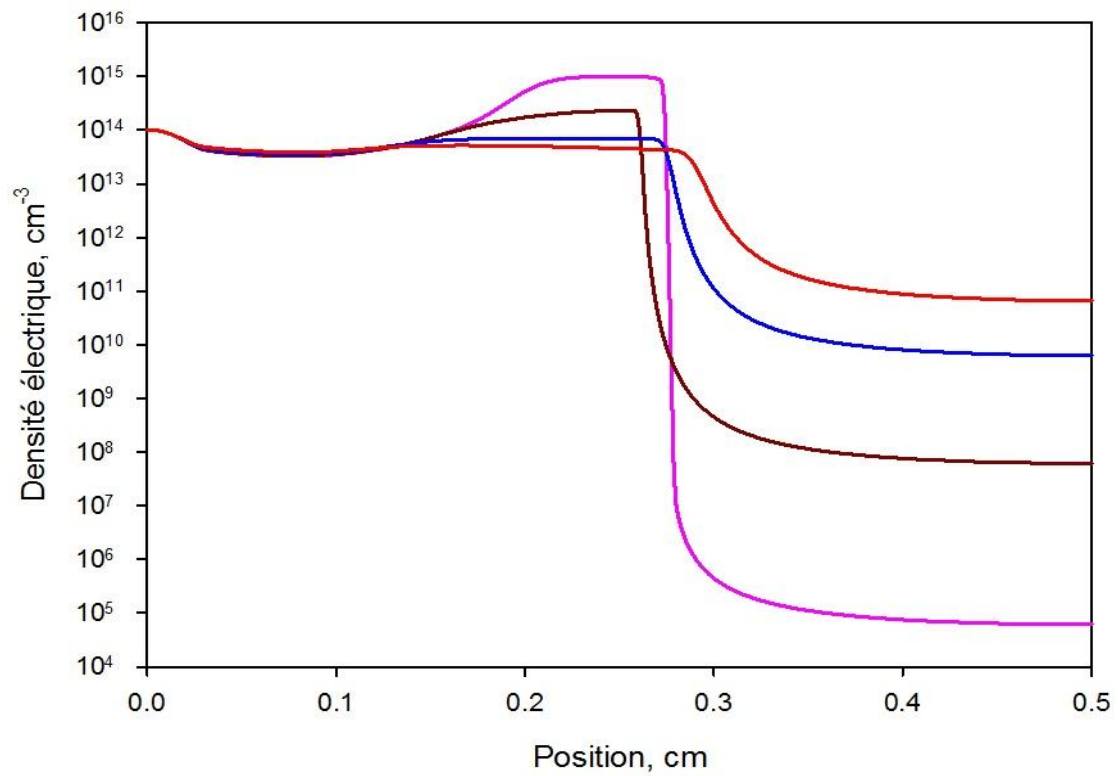


Figure (4.37) : Densité électronique en fonction de la position pour différentes valeurs du fond de préionisation 10^3 , 10^6 , 10^8 et 10^9 cm^{-3} (notre résultat), instant 2ns.

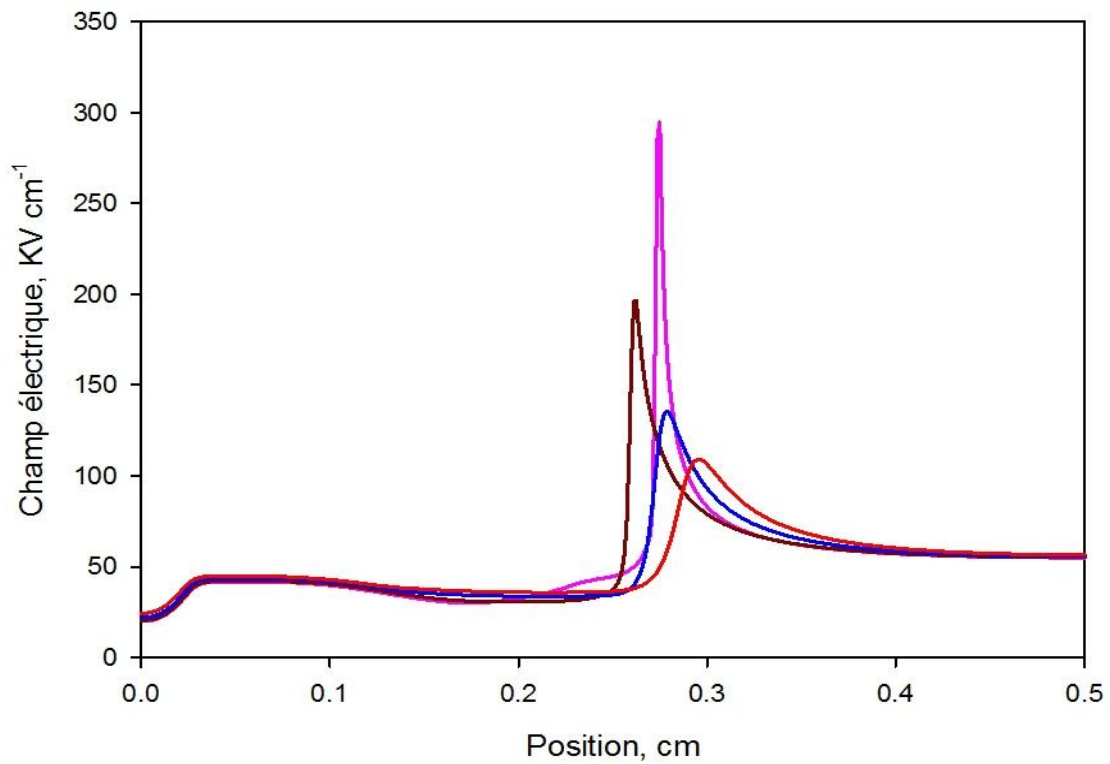


Figure (4.38) : Champ électrique en fonction de la position pour différentes valeurs du fond de préionisation 10^3 , 10^6 , 10^8 et 10^9 cm^{-3} (notre résultat), instant 2ns.

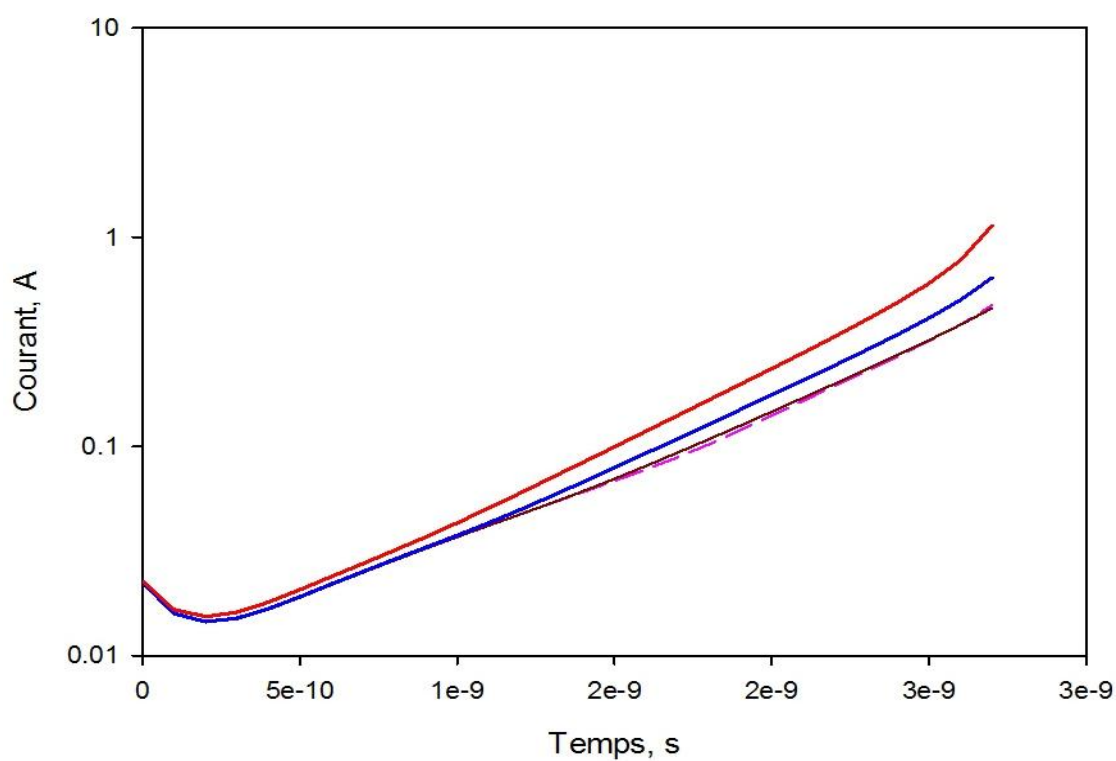


Figure (4.39) : Courant électrique extérieur en fonction du temps pour différents fonds de préionisation 10^3 , 10^6 , 10^8 et 10^9 cm⁻³ (notre résultat).

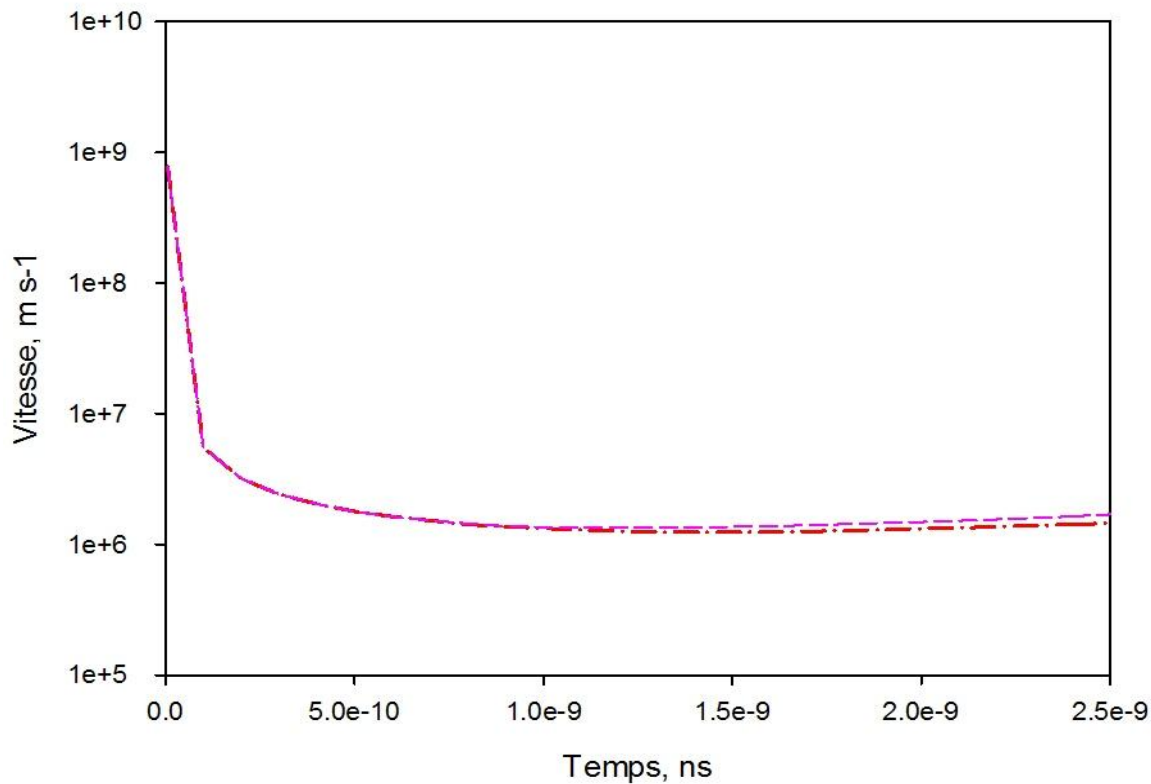


Figure (4.40) : Vitesse de propagation en fonction du temps pour deux fonds de préionisation 10^6 et 10^9 cm⁻³ (notre résultat).

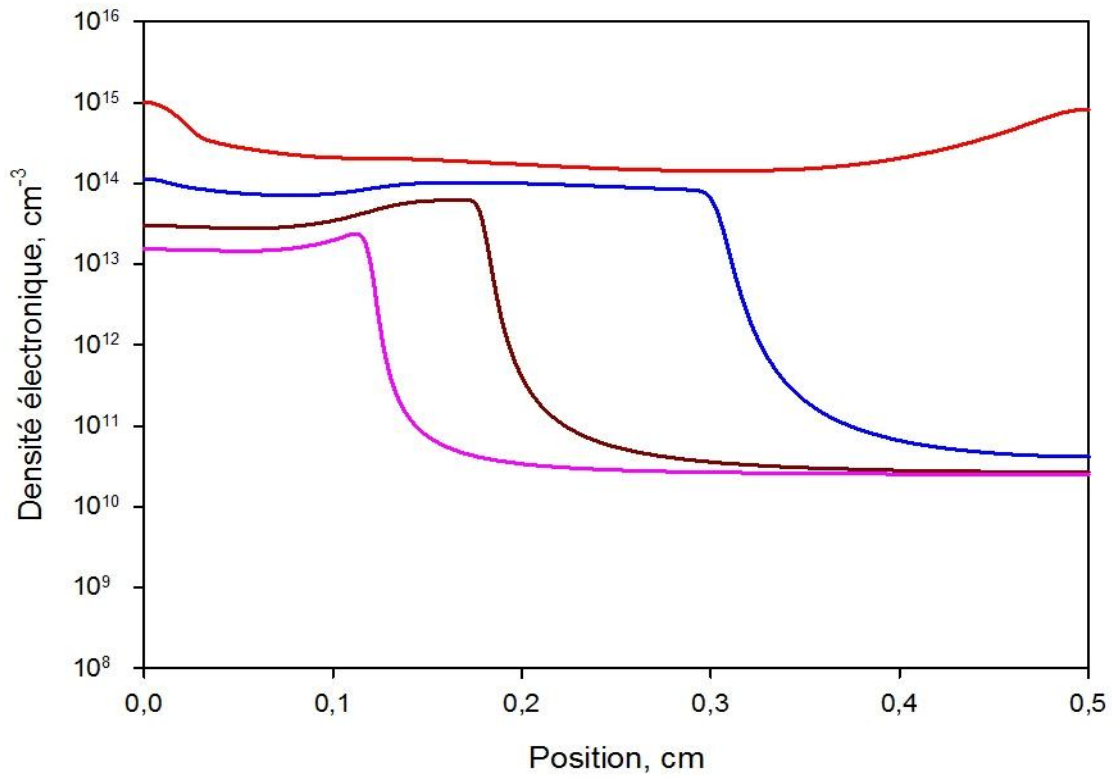


Figure (4.41) : Densité électronique en fonction de la position pour une hauteur de la gaussienne égale à 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.

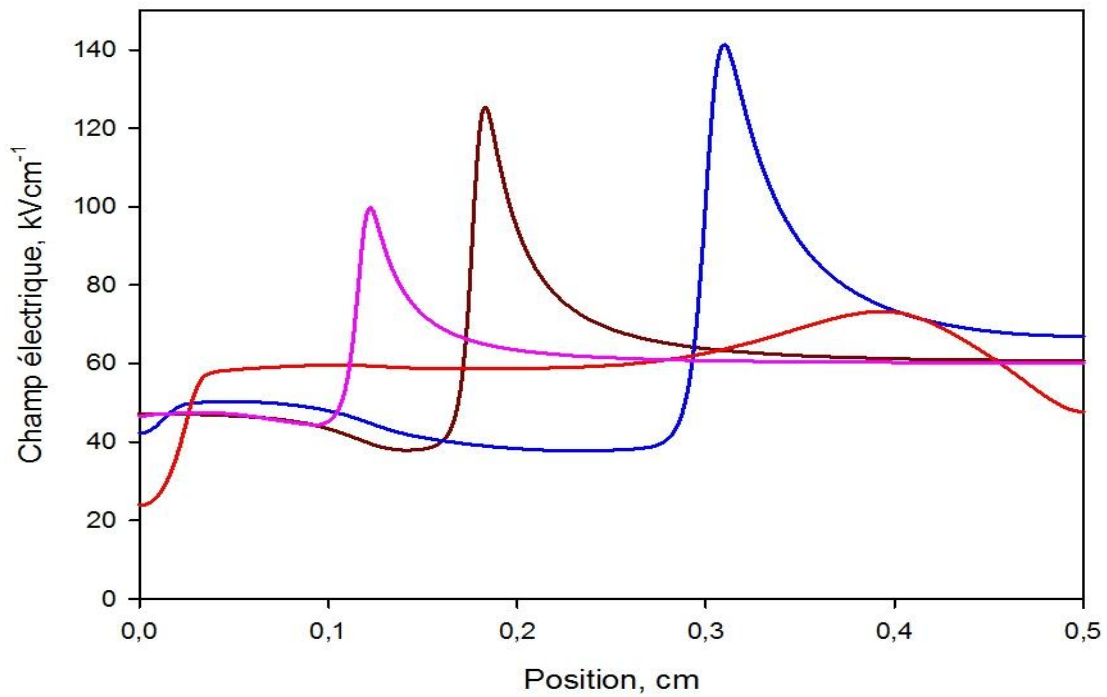


Figure (4.42) : Champ électrique en fonction de la position pour une hauteur de la gaussienne égale à 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.

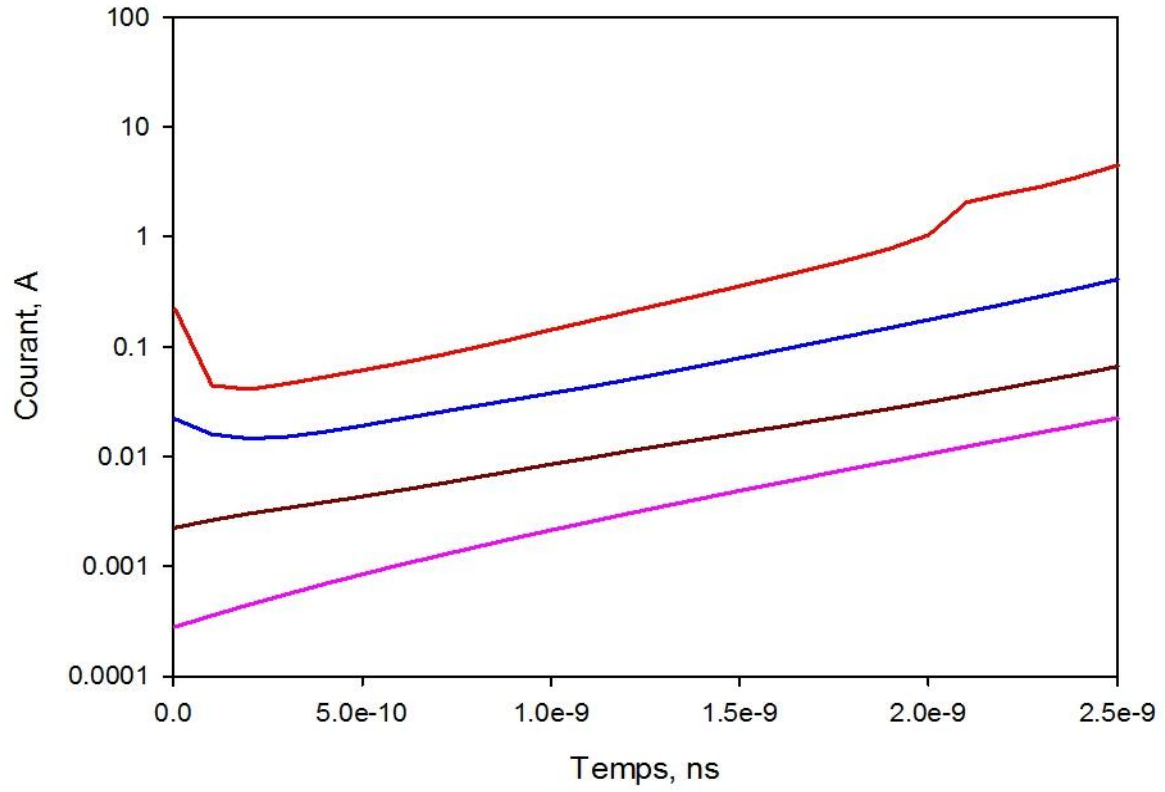


Figure (4.43) : Courant extérieur en fonction du temps pour une hauteur de la gaussienne égale à $10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat).

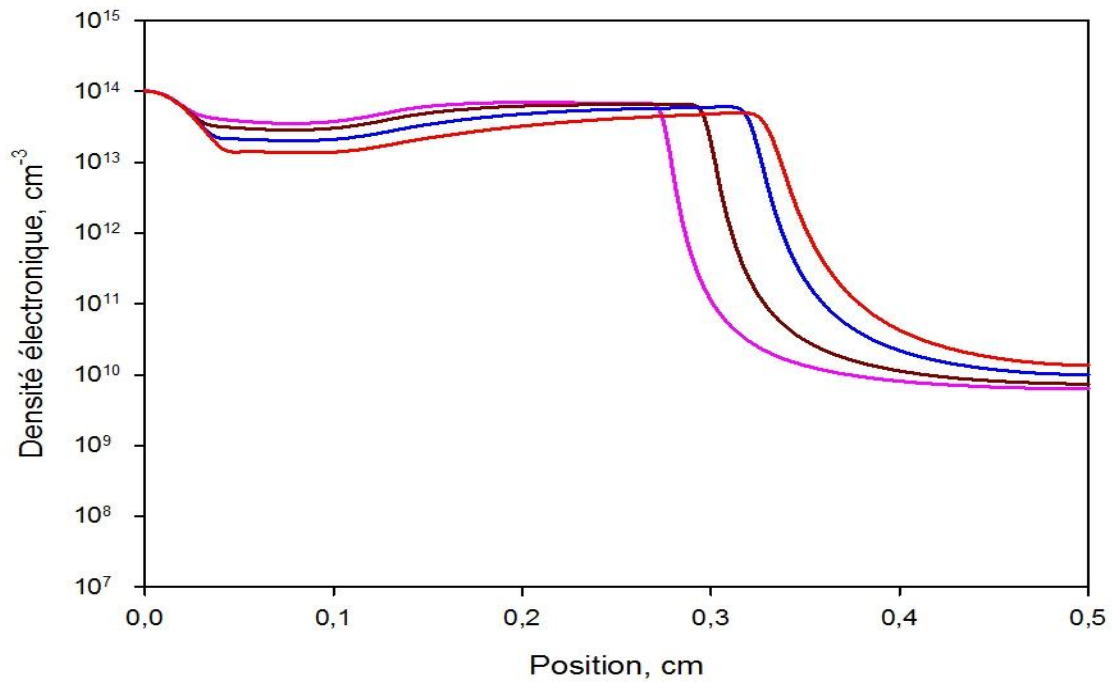


Figure (4.44) : Densité électronique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.021, 0.028, 0.041 et 0.058 cm à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.

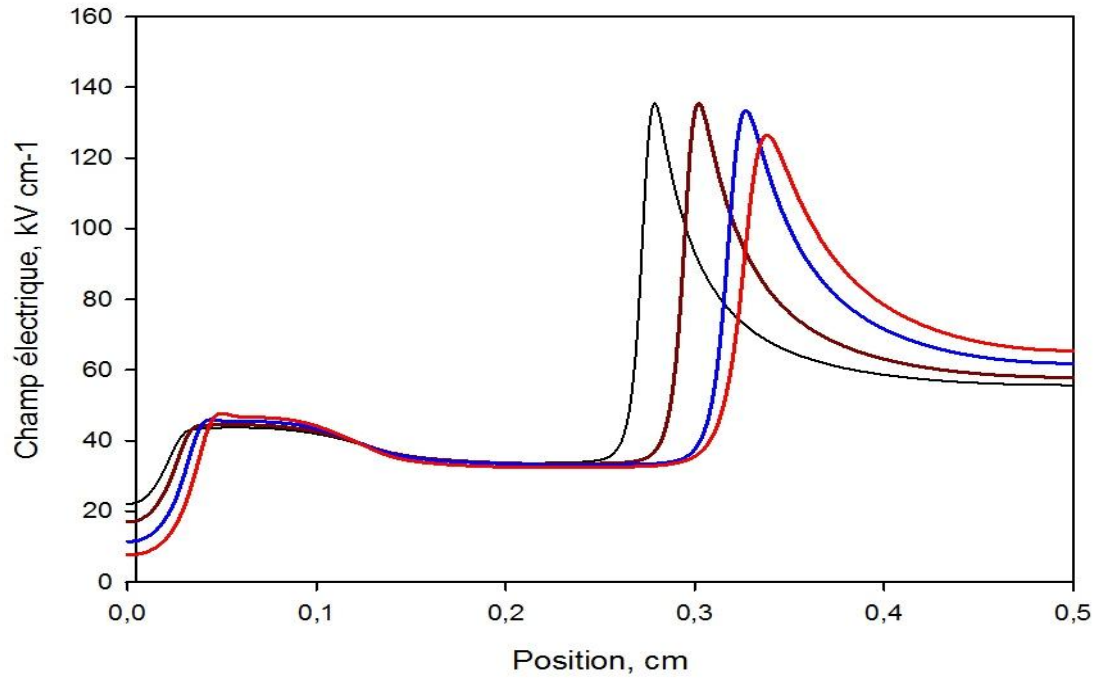


Figure (4.45) : Champ électrique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.021, 0.028, 0.041 et 0.058 cm à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.

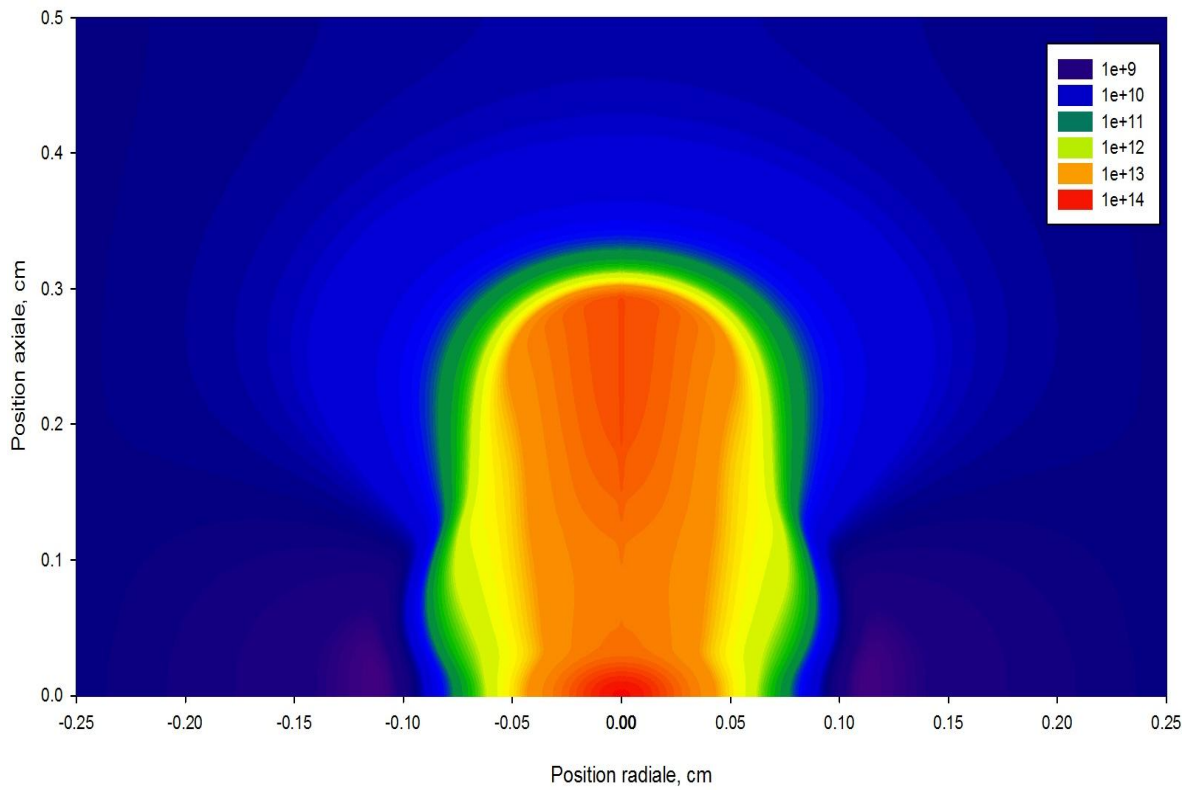


Figure (4.46) : Courbe de niveau de la densité électronique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.028 cm (notre résultat), instant 2 ns.

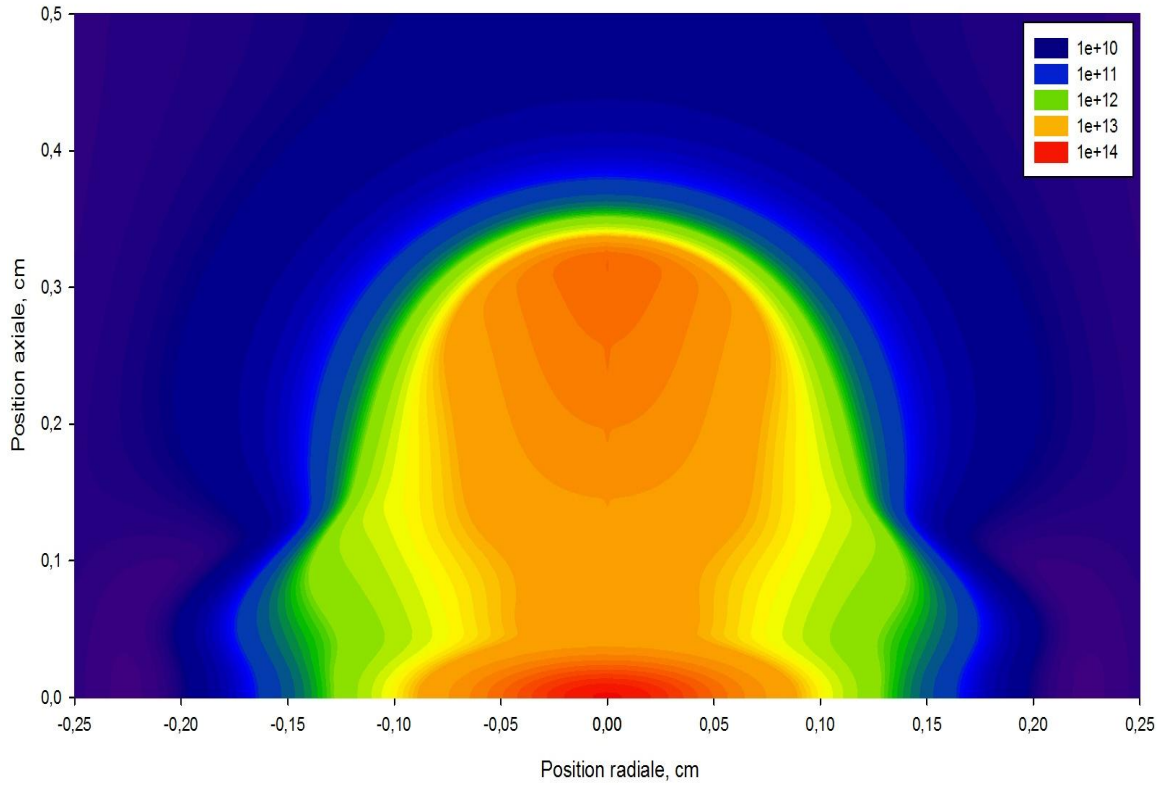


Figure (4.47) : Courbe de niveau de la densité électronique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.058 cm (notre résultat), instant 2 ns.

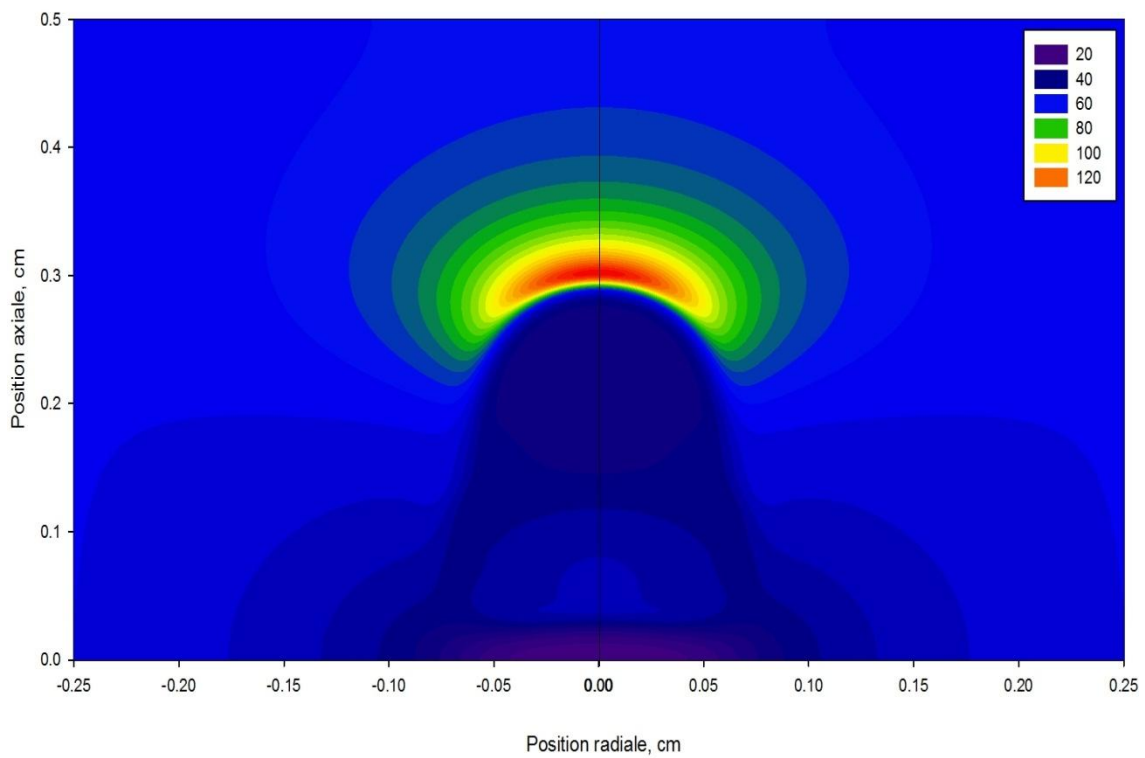


Figure (4.48) : Courbe de niveau du champ électrique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.028 cm (notre résultat), instant 2 ns.

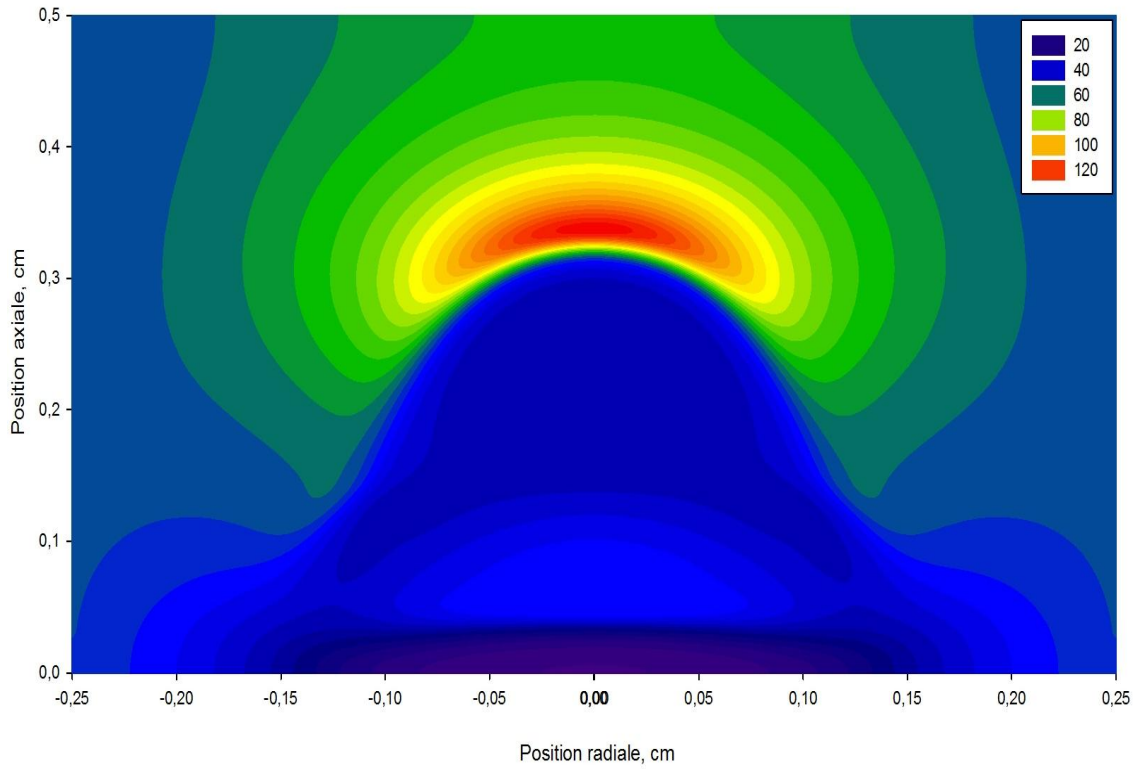


Figure (4.49) : Courbe de niveau du champ électrique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.058 cm (notre résultat), instant 2 ns.

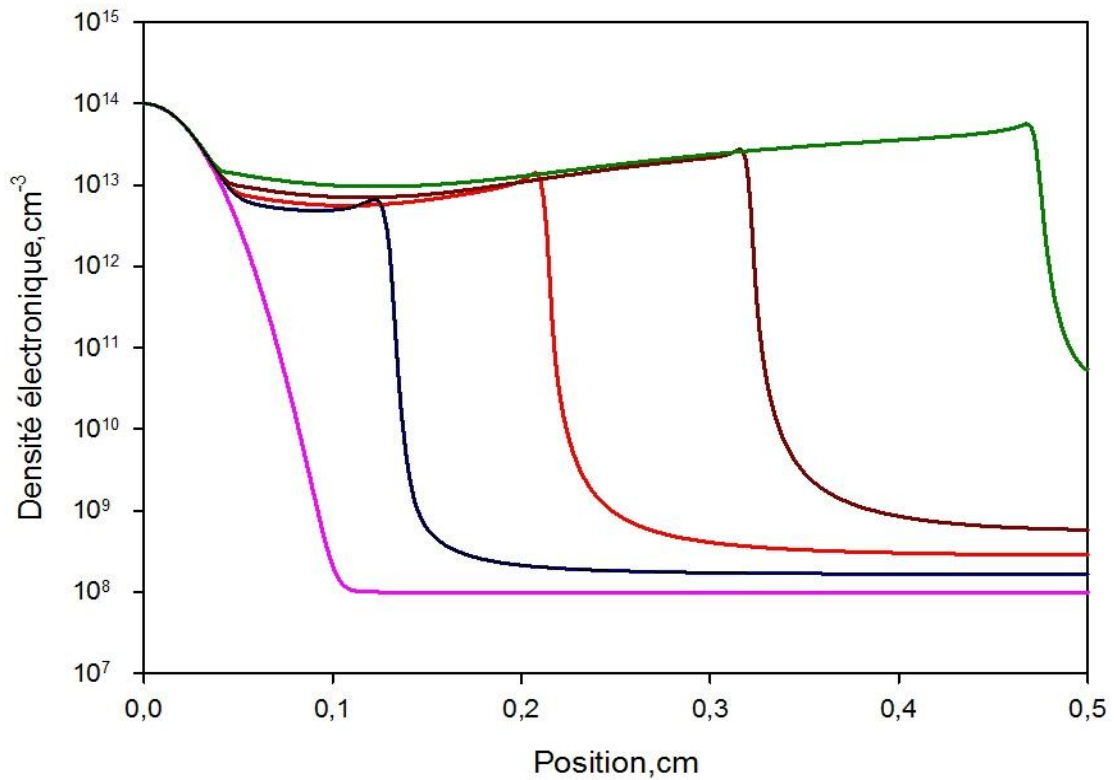


Figure (4.50) : Densité électronique en fonction de la position pour une tension égale à 18 kV (nos résultats), instants 0.2, 2, 4, 6 et 8 ns à partir de la gauche.

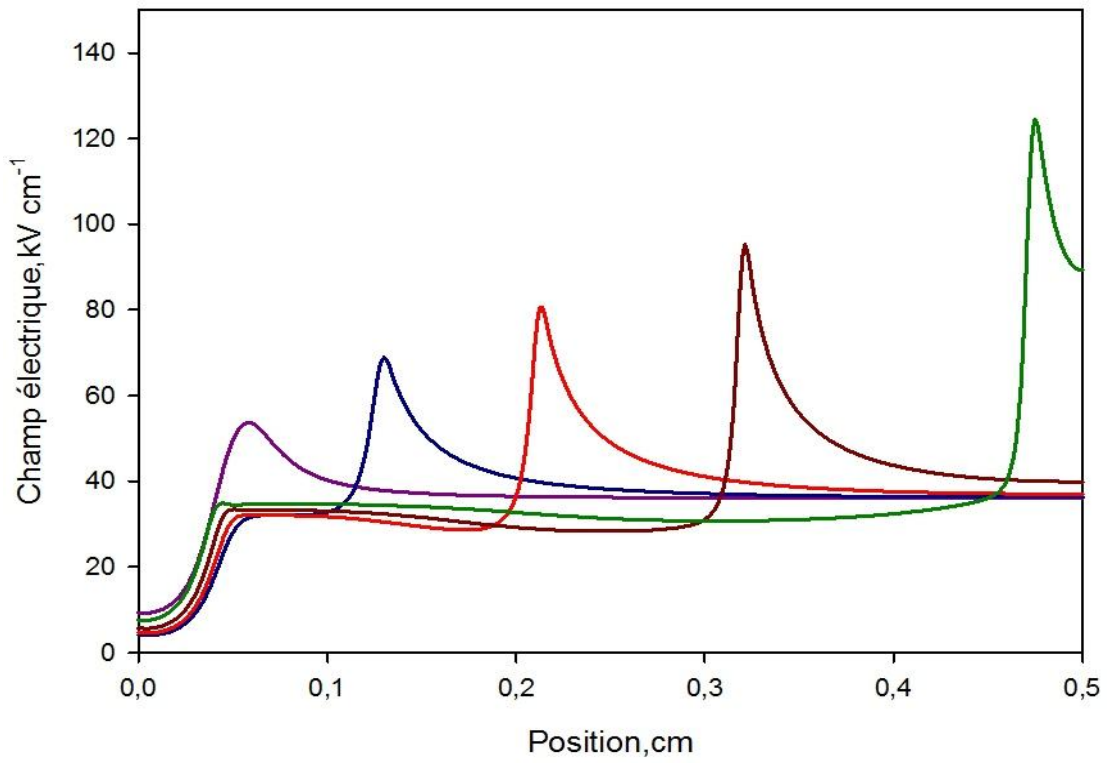


Figure (4.51) : Champ électrique en fonction de la position pour une tension égale à 18 kV (nos résultats), instants 0.2, 2, 4, 6 et 8 ns à partir de la gauche.

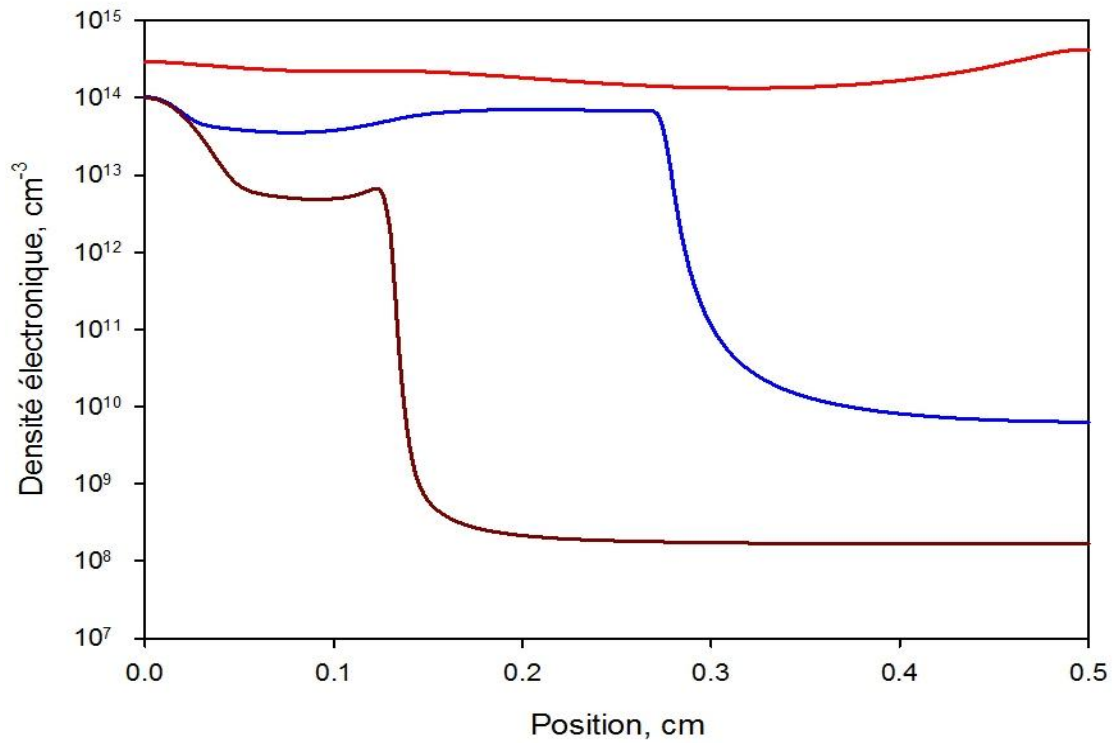


Figure (4.52) : Densité électronique en fonction de la position pour différentes valeurs de la tension 18, 26 et 30 kV à partir de la gauche (notre résultat), instant 2ns.

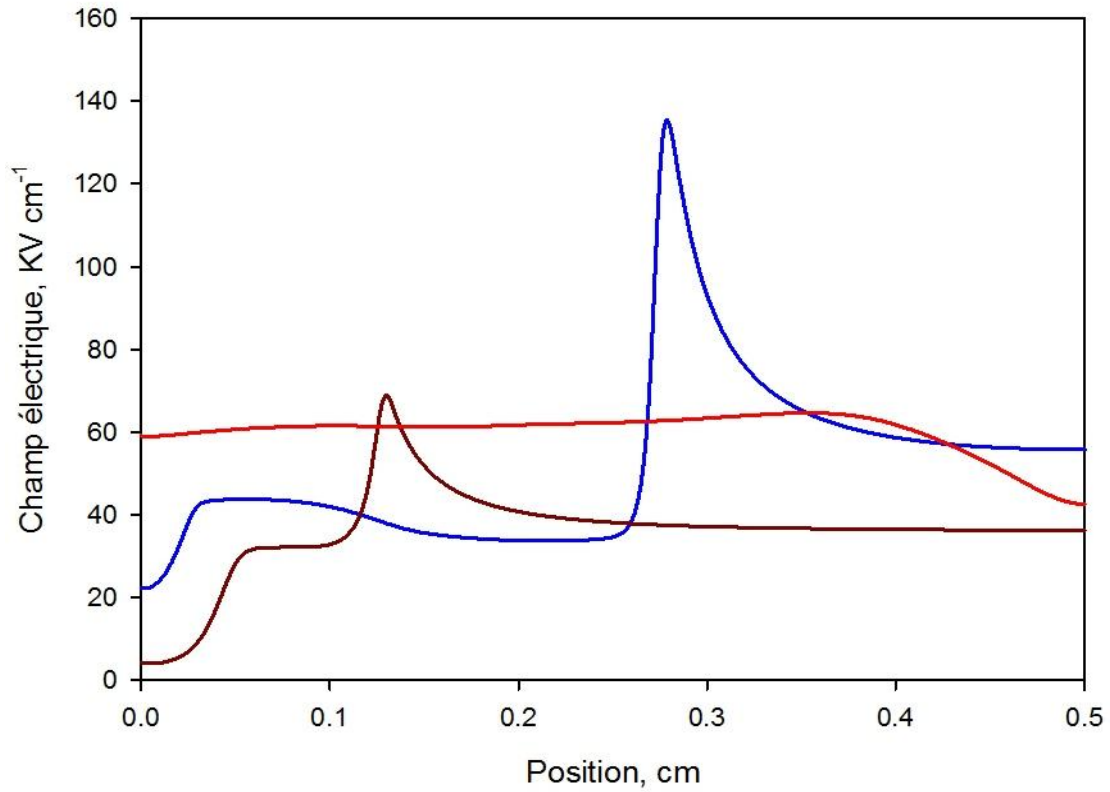


Figure (4.53) : Champ électrique en fonction de la position pour différentes valeurs de la tension 18, 26 et 30 kV à partir de la gauche (notre résultat), instant 2ns.

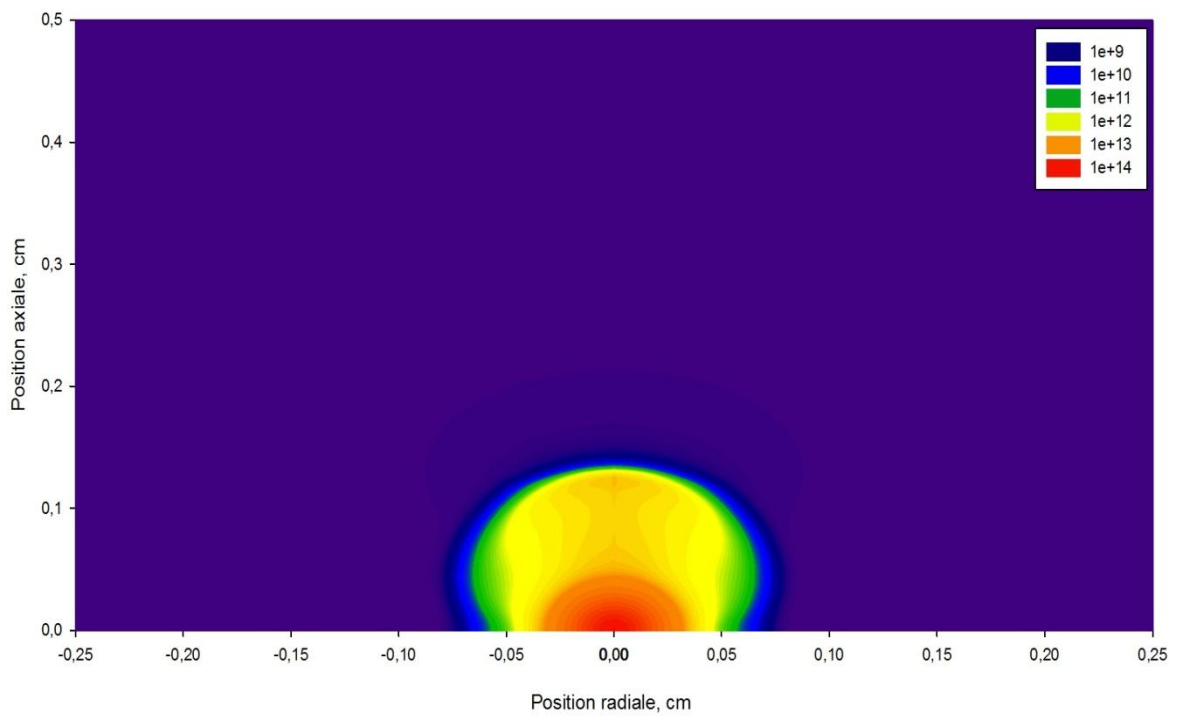


Figure (4.54) : Courbe de niveau de la densité électronique en fonction de la position pour une tension égale à 18 kV (notre résultat), instant 2 ns.

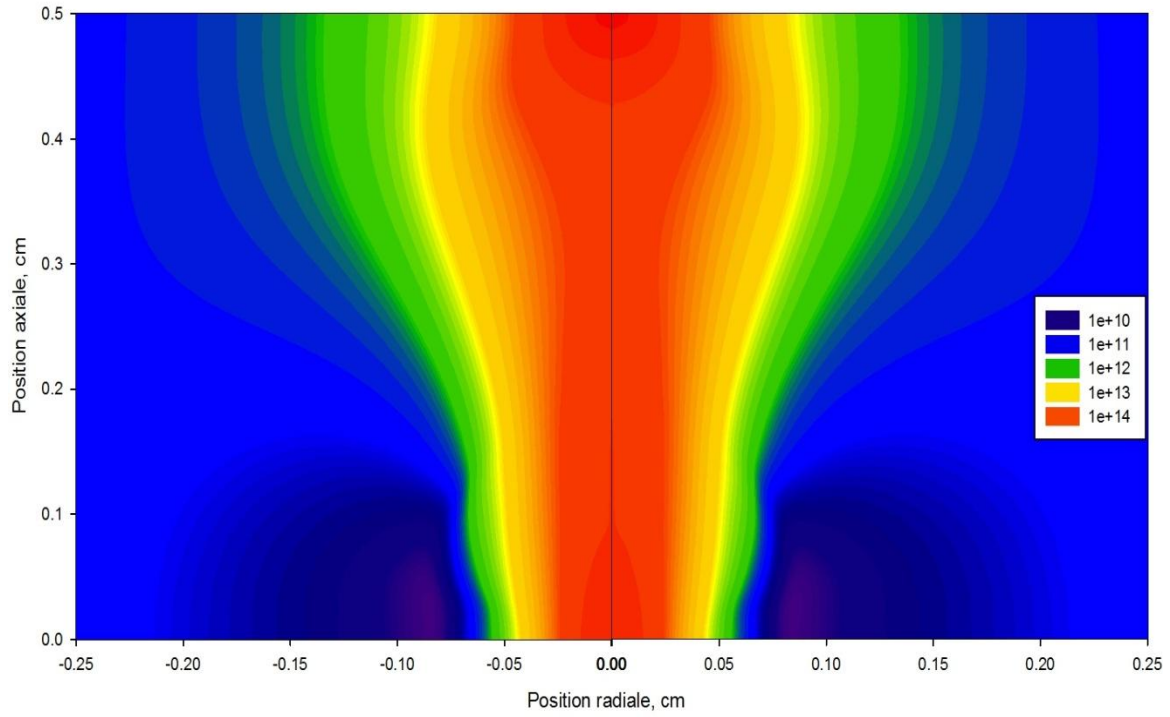


Figure (4.55) : Courbe de niveau de la densité électronique pour une tension égale à 30 kV (notre résultat), instant 2 ns.

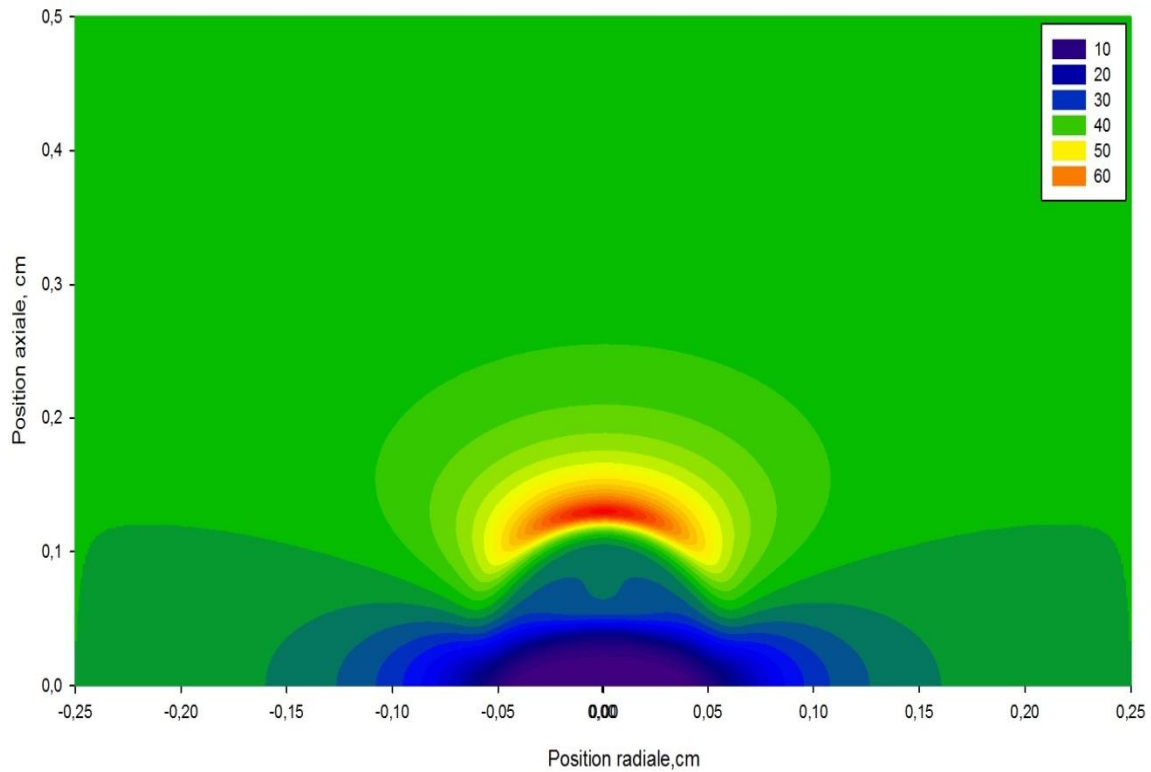


Figure (4.56) : Courbe de niveau du champ électrique pour une tension égale à 18 kV (notre résultat), instant 2 ns.

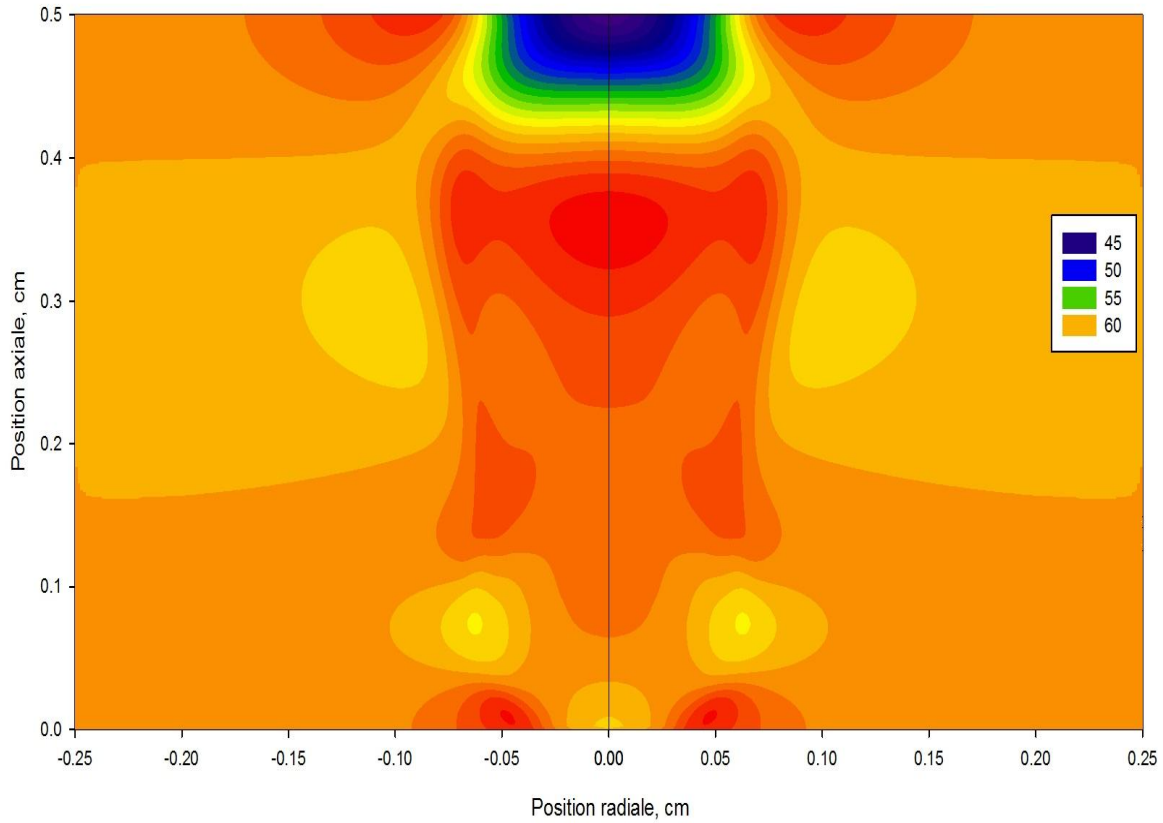


Figure (4.57) : Courbe de niveau du champ électrique pour une tension égale à 30 kV (notre résultat), instant 2 ns.

Les figures (4.37) et (4.38) représentent respectivement la densité électronique et le champ électrique en fonction de la position pour différentes valeurs du fond de préionisation 10^3 , 10^6 , 10^8 et 10^9 cm^{-3} à l'instant 2 ns. Les allures de la densité électronique pour les fond de préionisation 10^8 cm^{-3} (courbe en bleu) et 10^9 cm^{-3} (courbe en rouge) se ressemblent avec des fronts moins raides et des densités derrière le front avec des valeurs constantes ; pour le fond de préionisation 10^3 cm^{-3} le front est raide (courbe en violet) et la valeur des densités aussi bien pour un fond égal à 10^3 cm^{-3} que 10^6 cm^{-3} n'est pas constante derrière le front soit dans le canal. La vitesse de propagation de l'onde est la plus élevée pour le fond de préionisation le plus important.

En ce qui concerne le champ électrique (figure (4.38)), on a aussi le même comportement : (champ faible au niveau du canal et fort au niveau du front) sauf que le champ électrique à la tête (front) du streamer est plus intense pour le fond de préionisation le moins élevé (300 kV cm^{-1} pour le fond de préionisation nul).

On a aussi représenté le courant extérieur (échelle logarithmique) en fonction du temps en figure (4.39) pour les quatre fonds de préionisation, l'allure des quatre courbes est identique,

le courant reste faible mais pour le fonds de préionisation 10^9 cm^{-3} , il a la valeur la plus élevée.

La figure (4.40) représente la vitesse de propagation (échelle logarithmique) en fonction du temps pour deux valeurs du fond de préionisation 10^6 et 10^9 cm^{-3} . Au début, les deux courbes se confondent mais quand le streamer se rapproche de l'anode, la vitesse de propagation pour le fond de préionisation 10^9 cm^{-3} est la plus élevée.

4.7.2. Effets de la hauteur de la gaussienne

On fait varier la hauteur de la gaussienne en prenant successivement les valeurs 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} et 10^{15} cm^{-3} [6,7], [25,26]. Toutes les autres conditions initiales sont maintenues fixées. L'évolution de la densité électronique en fonction de la position pour le temps fixé à 2 ns est donnée en figure (4.41). Le streamer avec la plus grande hauteur de la gaussienne est le plus rapide : à 2 ns il a déjà atteint la cathode. La densité derrière le front reste constante, le fond de préionisation prend dans tous les cas la même valeur 10^{11} cm^{-3} . Le champ électrique pour la hauteur (voir figure (4.42)) 10^{14} cm^{-3} est le plus élevé au niveau du front (140 kV cm^{-1}) et dans le canal pour la hauteur 10^{15} cm^{-3} (60 kV cm^{-1}). A 2 ns, le champ électrique pour 10^{15} cm^{-3} a perdu sa forme car le streamer a déjà atteint la cathode. La figure (4.43) donne l'allure du courant (échelle logarithmique) en fonction du temps pour les quatre hauteurs de la gaussienne). Pour les hauteurs 10^{12} (courbe en violet) et 10^{13} cm^{-3} (courbe en marron), le courant croît directement, pour les deux autres hauteurs de la gaussienne, on voit la descente ensuite la décroissance due au fait que le streamer n'est pas encore formé et enfin une croissance lente du courant (le streamer se met en place et se propage) ; aux derniers instants, on a la croissance en exponentielle et une redondance en fin de courbe pour la hauteur 10^{15} cm^{-3} du au fait que le streamer n'existe plus.

4.7.3. Effets de la dispersion radiale

La section qui suit décrit le changement de la dispersion radiale la gaussienne. On donne à la dispersion radiale différentes valeurs (0.021, 0.028, 0.041 et 0.058 mm). Tout le reste des conditions initiales n'est pas changé et on fixe le temps à 2 ns [6,7], [25, 26]. Les figures ((4.44) et (4.45)) représentent respectivement la densité électronique et le champ électrique en fonction de la position pour les quatre dispersions radiales. On voit que la grande faible dispersion radiale donne la plus grande vitesse de propagation (figure (4.44)), le fond de

préionisation est presque identique dans les quatre cas. Le champ à la tête du streamer le plus élevé est donné par la dispersion radiale la plus faible (130 kV cm^{-1}). Le champ décroît très légèrement avec l'augmentation de la dispersion radiale.

Les figures (4.46) et (4.47) donnent respectivement les courbes de niveau de la densité électronique pour les dispersions radiales 0.028 cm et 0.058 cm. Le streamer qui est produit à partir de la plus grande dispersion radiale se propage avec le plus grand rayon comme on le voit en figure (4.47).

On a donné aussi les courbes de niveau du champ électrique (figures (4.48) et (4.49)) pour les dispersions radiales 0.028 cm et 0.058 cm. Le champ électrique varie très peu avec l'augmentation de la dispersion radiale.

On peut donc dire que le diamètre du streamer est influencé par le diamètre de la densité initiale de charge. Le diamètre du streamer est influencé par le diamètre de la gaussienne initiale.

4.7.4. Effets de la tension appliquée à l'espace inter-électrodes

Pour voir l'effet de la tension appliquée à l'espace inter-électrodes [27], on garde toutes les conditions initiales inchangées sauf la tension qu'on prend égale au départ à 18 kV (on a un champ électrique qui vaut 36 kV cm^{-1} et la surtension est de 2 %). Les figures (4.50) et (4.51) représentent respectivement l'évolution de la densité électronique et du champ en fonction de la position. On voit que la vitesse de propagation est plus faible que dans le cas d'une tension de 26 kV ; le streamer met 8 ns pour atteindre l'anode, le fond de préionisation est aussi plus faible que dans le cas d'une tension égale à 26 kV et le champ électrique au niveau du front (tête du streamer) est plus aussi plus faible. En figures (4.52) et (4.53), on voit que le streamer qui correspond à la tension 30 kV et à l'instant 2 ns a déjà atteint l'anode : la vitesse de propagation pour la plus grande tension est la plus élevée. Les formes connues de la densité électronique et du champ sont perdues. La vitesse de propagation pour le streamer dans une tension de 18 kV est la plus faible.

Les figures (4.54) et (4.55) représentent les courbes de niveau de la densité électronique à l'instant 2 ns pour les tensions 18 et 30 kV respectivement. On voit que le streamer dans le cas d'une faible tension met beaucoup plus de temps à se former. La vitesse de propagation et le rayon du streamer augmentent avec l'augmentation de la tension appliquée.

Les figures (4.56) et (4.57) représentent les courbes de niveau du champ électrique à l'instant 2 ns pour les tensions 18 et 30 kV respectivement. Pour la première courbe, on a

Chapitre IV

toujours les zones décrites auparavant, une zone où le champ est très élevé (tête du streamer) et une zone à faible champ (canal) ; dans la figure (4.57), on voit que la courbe de niveau du champ a changé d'allure car le streamer a déjà atteint l'anode.

L'étude paramétrique faite ci-dessus (faire varier les conditions initiales une par une) a montré que le choix des conditions pour simuler la propagation du streamer négatif dans l'azote et pour un espace inter-électrodes petit (short gap) doit être fait de manière rigoureuse.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R.Morrow, "Numerical solution of hyperbolic equations for electron drift in strongly non uniform electric field", J. Comp. Phys., 43, p 1-15, 1981.
- [2] R.Morrow et J.J. Lowke, "Streamer propagation in air", J. Phys.D: Applied Physics, 30, p 614-627, 1997.
- [3] A.P. Napartovich, Yu. S. Akishev, A. A. Deryugin, I.V. Kochetov, M. V. Pankin and N.I. Trushkin, "A numerical simulation of Trichel pulse formation in a negative corona ", J. Phys. D: Appl.Phys, 30, p 2726-2736, 1997.
- [4] T. Reess and J. Paillol, "The role of the field effect emission in Trichel pulse development in air at atmospheric pressure", J. Phys. D: Appl.Phys, 30, p 3115-3122, 1997.
- [5] A. Bouabdelli, "Modélisation des décharges haute pression décharge filamentaire haute pression", thèse de Magister en Mars 2013 à la Faculté de Génie Electrique, Département d'Electrotechnique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [6] S. Dhali and P. Williams, "Numerical simulation of streamer propagation in nitrogen at atmospheric pressure", Phys. Rev. A., 31, p 1219-1221, 1985.
- [7] S. Dhali and P. Williams, "Two dimensional studies of streamer in gases", J. Appl. Phys, 62, p 4696-4707, 1987.
- [8] Vitello P. A., Penetrante B. M. et Bardsley J.N., " Simulation of negative streamer dynamics in nitrogen", Phys. Rev. E., vol. 49, n°6, page 5574-5800, 1994.
- [9] A. A. Kulikovsky, J. Phys. D: Appl. Phys., 28, 2483, 1995.
- [10] S. V. Pancheshnyi and A. Yu. Starikovskii, "Two dimensional numerical modelling of the cathode directed streamer development in a long gap at high voltage", J. Appl. Phys., 36, p 2683-2691, 2003.
- [11] A. Hamani, " Modélisation multidimensionnelle des décharges haute pression pour l'application aux dispositifs de dépollution des gaz d'échappement ", thèse de Doctorat présentée en 1996 à l'Université Paul Sabatier de Toulouse 3.
- [12] P. Dessantes, " Modélisation des décharges électriques haute pression sous géométrie non uniforme", thèse de Doctorat présentée en 2000 à l'Université de Paris XI, Orsay.
- [13] P. Régnier, "Modélisation des décharges filamenteuses", thèse de Doctorat présentée en 2004 à l'Université de Rouen.
- [14] O. Ducasse, " Modélisation électrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz", thèse de Doctorat présentée en 2006 à l'Université Paul Sabatier Toulouse 3.
- [15] D. Bessières, " Modélisation des décharges électriques filamenteuses", thèse de Doctorat en électrotechnique présentée en Décembre 2006 à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- [16] A. Flitti, "Modélisation numérique en 1.5 D et 2 D de la propagation d'une décharge filamentaire haute pression", thèse de Doctorat en sciences présentée en Janvier 2008 à la Faculté de Génie Electrique, Département de Génie Electrique, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran.
- [17] S. V. Pancheshnyi, "Role of electronegative gas admixtures in streamer start, propagation and branching phenomena", Plasma Sources Sci. Tech., 14, p 645-653, 2005.
- [18] R. Morrow and N. Sato, J. Phys. D: Appl. Phys. 32, L 20, 1999.
- [19] N.Y. Babaeva et G.V. Naidis, "Two dimensional modelling of positive streamer

- dynamics in non uniform electric fields in air”, J. Phys. D: Appl. Phys. 29, p 2421-2433, 1996.
- [20] A. A. Kulikovsky, “Positive streamer between parallel plate electrodes in atmospheric pressure air”, J. Phys. D: Appl. Phys. 30, p 441- 450, 1997.
- [21] A. A. Kulikovsky, “Positive streamer in a weak field in air: a moving avalanche to streamer transition”, Phys. Rev.E, 57, p 5066-5074, 1998.
- [22] S. V. Pancheshnyi, S. M. Starikovskaia et A. Yu. Starikovskii, “Role of photoionization processes in propagation of cathode directed streamer”, J. Phys. D: Appl. Phys. 34, p 105- 115, 2001.
- [23] M.M. Nudnova et A. Yu. Starikovskii, “Streamer head structure: role of ionization and photoionization”, J. Phys. D: Appl. Phys. 41, p 234003, 2008.
- [24] S. Chen, R. Zeng et C. Zhuang, “The diameters of long positive streamers in atmospheric air under lightning impulse voltage”, J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 375203, 2013.
- [25] S. K. Dhali, “Space charge dominated phenomena in electrical breakdown of gases”, thèse de Doctorat présentée en 1987 à la Faculté de Texas Tech, Etats Unis.
- [26] D. Zheng, S. Zhu et Z. Zhang, “Two dimensional of negative streamer in N₂ between parallel plate electrodes”, IEEE, 988, p 760-763, 2011.
- [27] A. Flitti et H. Tazrout, “Effects of voltage on propagation of streamer”, International Congress on Telecommunication and Application, University of A. Mira, Bejaia, 23-24 Avril 2014.

Conclusion

Conclusion et perspectives

Le but du présent mémoire est d'étudier l'effet des conditions initiales sur la propagation d'une décharge streamer dans l'azote. Les résultats obtenus sont une aide précieuse pour la caractérisation de la décharge électrique. On a scindé la thèse en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, on a fait un rappel sur les plasmas, sur les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas et qui permettent de les classifier ; on a aussi expliqué les différences physiques entre le claquage de type Townsend et le claquage de type streamer ; on a présenté aussi les différentes applications industrielles : génération d'ozone, dépollution et traitement des effluents gazeux et traitement de surface.

On a présenté dans le deuxième chapitre les trois approches mathématiques pour l'étude théorique des plasmas : l'approche microscopique ou particulaire, l'approche macroscopique ou hydrodynamique et l'approche hybride.

Dans notre cas, le modèle qu'on a adopté est le modèle fluide d'ordre un. Ce modèle met en jeu les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (c'est-à-dire l'équation de continuité et de quantité de mouvement) pour chaque espèce chargée couplés à l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique créé par la charge d'espace. L'équation de transport de la quantité de mouvement est généralement simplifiée grâce à l'approximation de dérive-diffusion qui détermine la vitesse moyenne des particules chargées sans avoir à résoudre la totalité de l'équation . Pour calculer le flux dans l'équation de continuité en une dimension, on a présenté plusieurs schémas numériques (Upwind, Lax-Wendroff, Flux Corrected Transport Low Phase Error (FCT-LPE)) et le schéma du Flux Corrected Transport en deux dimensions.

Dans le troisième chapitre, on a effectué des tests numériques visuels pour le choix du schéma numérique qu'on va utiliser pour le calcul du flux dans l'équation de continuité. On a aussi calculé l'Erreur Absolue Moyenne. Comme on va effectuer la modélisation bidimensionnelle de la décharge filamentaire haute pression, on a résolu l'équation de dérive-diffusion en 2D de manière globale en calculant le flux par la méthode FCT. On a aussi résolu l'équation de Poisson par l'algorithme Successive Over Relaxation (SOR).

Dans le quatrième chapitre, on a couplé de manière auto-cohérente entre l'équation de continuité en 2D où le flux est calculé par le schéma Flux Corrected Transport et l'équation de Poisson en 2D (résolue par l'algorithme Successive Over Relaxation (SOR)) pour obtenir le modèle 2D pour la simulation de la décharge streamer négatif dans le gaz azote dans une

Conclusion et perspectives

configuration plan-plan. On a validé le code 2D par comparaison de nos calculs avec les travaux issus de la littérature (travaux de Dhali et Williams). On a obtenu les caractéristiques principales en une dimension (densité électronique, densité ionique, densité nette de charge d'espace, terme source, champ électrique, courant, vitesse de propagation, rayon du streamer) et les courbes en trois dimensions et courbes de niveau pour les mêmes caractéristiques).

On a aussi effectué aussi une étude paramétrique en changeant une seule condition initiale à la fois (valeur du fond de préionisation, valeur de la hauteur de la gaussienne, valeur de la tension et valeur de la dispersion radiale) pour voir l'effet de ce changement sur la propagation et les caractéristiques de la décharge streamer négatif.

Pour les travaux futurs, on peut introduire la photoionisation pour remplacer le fond de préionisation et faire l'étude de la propagation du streamer dans d'autres gaz (oxygène, air, dioxyde de carbone) et avec d'autres configurations (pointe plan, ect...).

Liste des figures

Liste des figures

Figures : Chapitre I	Page
Figure (1.1) : Représentation schématique des quatre états de la matière.	12
Figure (1.2) : Types de plasmas en fonction du régime densité-température.	15
Figure (1.3) : Courbes de Paschen pour différents gaz.	20
Figure (1.4) : Courbe de Paschen et mode de claquage en fonction du produit pression- distance.	21
Figure (1.5): Schéma d'une avalanche électronique.	22
Figure (1.6): Caractéristique courant tension.	23
Figure (1.7): Schéma descriptif des différents paramètres utilisés par Townsend.	23
Figure (1.8): Graphe de l'écart en fonction du courant dans un champ uniforme.	25
Figure (1.9): Schéma de claquage de type Townsend.	25
Figure (1.10): Mécanisme de type streamer : avalanche primaire et création d'une charge d'espace.	27
Figure (1.11): Principe du streamer.	29
Figure (1.12): Avalanches secondaires créées par photo-ionisation dans le cas d'un streamer positif.	30
Figure (1.13): Streamer négatif.	30
Figure (1.14): Origine des préoccupations concernant les éléments polluants et présentation des groupes de polluants.	33
Figure (1.15): Dispositif plasma de traitement d'effluents gazeux par faisceaux d'électrons.	34
Figure (1.16): Schéma du procédé corona.	36
Figure (1.17) : Application aux traitements de surface.	36
Figures : Chapitre II	Page
Figure (2.1) : Discrétisation suivant l'espace et suivant le temps.	49
Figure (2.2) : Mode de discrétisation suivant l'axe de propagation.	51
Figures : Chapitre III	Page
Figure (3.1) : Profils de la densité initiale et de la vitesse de propagation.	65
Figure (3.2) : Profils de la densité attendus au bout de 0.4 et n fois la période T.	67
Figure (3.3) : Profils de la densité pour les trois schémas après une période et $n_x = 100$.	68
Figure (3.4) : Profils de la densité pour les trois schémas après cinq périodes et $n_x = 100$.	68
Figure (3.5) : Profils de la densité pour les trois schémas après 0.4 T et $n_x = 100$.	69
Figure (3.6) : Profils de la densité pour les trois schémas après une période et $n_x = 500$.	69
Figure (3.7) : Profils de la densité pour les trois schémas après cinq périodes et $n_x = 500$	70

Liste des figures

Figure (3.8) : Profils de la densité pour les trois schémas après 0.4 T et $n_x = 500$.	70
Figure (3.9) : Evolution de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du pas de discrétisation pour les trois algorithmes choisis.	73
Figure (3.10) : Evolution de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du nombre de périodes pour les trois algorithmes choisis.	73
Figure (3.11) : Evolution de l'Erreur Absolue Moyenne en fonction du CFL pour les trois algorithmes et pour $n_x = 100, 400$ et 1000 .	74
Figure (3.12) : Courbe de niveau de la densité initiale ($x_0 = 0.9$).	76
Figure (3.13) : Courbe de niveau de la densité calculée par la technique FCT, $n_t = 500$, $n_r = 100$, $n_z = 100$, CFL = 0.01, vitesses de dérive négatives.	76
Figure (3.14) : Potentiel obtenu à partir d'une charge nulle.	79
Figure (3.15) : Champ électrique radial obtenu à partir d'une charge nulle.	79
Figure (3.16) : Champ électrique axial obtenu à partir d'une charge nulle.	80
Figure (3.17) : Champ électrique obtenu à partir d'une charge nulle.	80

Figures : Chapitre IV

	Page
Figure (4.1) : Description de la tête du streamer.	88
Figure (4.2) : Domaine de simulation.	89
Figure (4.3) : Densité électronique en fonction de la position (nos résultats), instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.	92
Figure (4.4) : Densité électronique en fonction de la position (résultats de Dhali et Williams), instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.	92
Figure (4.5) : Densité ionique en fonction de la position (nos résultats), instants 0, 0.1, 1, 2, 2.5, 2.8 ns à partir de la gauche, échelle logarithmique.	93
Figure (4.6) : Densités électronique et ionique en fonction de la position (nos résultats), instant 1 ns, échelle logarithmique.	93
Figure (4.7) : Densités électronique et ionique en fonction de la position (nos résultats), instant 2 ns, échelle logarithmique.	94
Figure (4.8) : Densité nette de charge d'espace en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.	94
Figure (4.9) : Terme source en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.	95
Figure (4.10) : Champ électrique en fonction de la position (nos résultats), instants 0.1, 1, 2 et 2.5 ns à partir de la gauche.	96
Figure (4.11) : Champ électrique axial en fonction de la position (résultats de Dhali et Williams), instants 0.1, 1, 2, 2.5 et 3 ns à partir de la gauche.	96
Figure (4.12) : Courant électrique externe en fonction du temps (notre résultat), échelle linéaire.	97
Figure (4.13) : Courant électrique externe en fonction du temps (notre résultat), échelle logarithmique.	97
Figure (4.14) : Vitesse de propagation en fonction du temps (notre résultat), échelle logarithmique.	98
Figure (4.15) : Rayon du streamer en fonction du temps (notre résultat), échelle linéaire.	98
Figure (4.16) : Courbe de niveau de la densité initiale électronique ou	101

Liste des figures

ionique (notre résultat), instant initial.	
Figure (4.17) : Densité initiale électronique ou ionique (notre résultat), instant initial.	101
Figure (4.18) : Courbe de niveau de la densité électronique (notre résultat), instant 1 ns.	102
Figure (4.19) : Courbe de niveau de la densité électronique (notre résultat), instant 2 ns.	102
Figure (4.20) : Courbe de niveau de la densité ionique (notre résultat), instant 1 ns.	103
Figure (4.21) : Courbe de niveau de la densité ionique (notre résultat), instant 2 ns.	103
Figure (4.22) : Densité électronique (notre résultat), instant 2 ns.	104
Figure (4.23) : Densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 2 ns.	104
Figure (4.24) : Courbe de niveau de la densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 1 ns.	105
Figure (4.25) : Courbe de niveau de la densité nette de charge d'espace (notre résultat), instant 2 ns.	105
Figure (4.26) : Courbe de niveau du champ radial (notre résultat), instant 1 ns.	106
Figure (4.27) : Courbe de niveau du champ radial (notre résultat), instant 2 ns.	106
Figure (4.28) : Courbe de niveau du champ axial (notre résultat), instant 1 ns.	107
Figure (4.29) : Courbe de niveau du champ axial (notre résultat), instant 2 ns.	107
Figure (4.30) : Champ radial (notre résultat), instant 2 ns.	108
Figure (4.31) : Champ axial (notre résultat), instant 2 ns.	108
Figure (4.32) : Courbe de niveau du terme source (notre résultat), instant 1 ns.	109
Figure (4.33) : Courbe de niveau du terme source (notre résultat), instant 2 ns.	109
Figure (4.34) : Terme source (notre résultat), instant 2 ns.	110
Figure (4.35) : Densité électronique en fonction de la position pour un fond de préionisation égal à 0 cm^{-3} (notre résultat), instants 0, 1, 1.5, 2 et 2.5 ns.	112
Figure (4.36) : Champ électrique en fonction de la position pour un fond de préionisation égal à 0 cm^{-3} (notre résultat), instants 1, 1.5, 2 et 2.5 ns.	112
Figure (4.37) : Densité électronique en fonction de la position pour différentes valeurs du fond de préionisation $10^3, 10^6, 10^8$ et 10^9 cm^{-3} (notre résultat), instant 2ns.	113
Figure (4.38) : Champ électrique en fonction de la position pour différentes valeurs du fond de préionisation $10^3, 10^6, 10^8$ et 10^9 cm^{-3} (notre résultat), instant 2ns.	113
Figure (4.39) : Courant électrique extérieur en fonction du temps pour différents fonds de préionisation $10^3, 10^6, 10^8$ et 10^9 cm^{-3} (notre résultat).	114
Figure (4.40) : Vitesse de propagation en fonction du temps pour différents fonds de préionisation $10^3, 10^6, 10^8$ et 10^9 cm^{-3} (notre résultat).	114
Figure (4.41) : Densité électronique en fonction de la position pour une hauteur de la gaussienne égale à $10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.	115

Liste des figures

Figure (4.42) : Champ électrique en fonction de la position pour une hauteur de la gaussienne égale à $10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat), instant 2ns.	115
Figure (4.43) : Courant extérieur en fonction du temps pour une hauteur de la gaussienne égale à $10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$ et 10^{15} cm^{-3} à partir de la gauche (notre résultat).	116
Figure (4.44) : Densité électronique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.021, 0.028, 0.041 et 0.058 cm à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.	116
Figure (4.45) : Champ électrique en fonction de la position pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.021, 0.028, 0.041 et 0.058 cm à partir de la gauche (notre résultat), instant 2 ns.	117
Figure (4.46) : Courbe de niveau de la densité électronique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.028 cm (notre résultat), instant 2 ns.	117
Figure (4.47) : Courbe de niveau de la densité électronique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.058 cm (notre résultat), instant 2 ns.	118
Figure (4.48) : Courbe de niveau du champ électrique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.028 cm (notre résultat), instant 2 ns.	118
Figure (4.49) : Courbe de niveau du champ électrique pour une dispersion radiale de la gaussienne égale à 0.058 cm (notre résultat), instant 2 ns.	119
Figure (4.50) : Densité électronique en fonction de la position pour une tension égale à 18000 V (nos résultats), instants 0.2, 2, 4, 6 et 8 ns à partir de la gauche.	119
Figure (4.51) : Champ électrique en fonction de la position pour une tension égale à 18000 V (nos résultats), instants 0.2, 2, 4, 6 et 8 ns à partir de la gauche.	120
Figure (4.52) : Densité électronique en fonction de la position pour différentes valeurs de la tension 18, 26 et 30 kV à partir de la gauche (notre résultat), instant 2ns.	120
Figure (4.53) : Champ électrique en fonction de la position pour différentes valeurs de la tension 18, 26 et 30 kV à partir de la gauche (notre résultat), instant 2ns.	121
Figure (4.54) : Courbe de niveau de la densité électronique en fonction de la position pour une tension égale à 18 kV (notre résultat), instant 2 ns.	121
Figure (4.55) : Courbe de niveau de la densité électronique pour une tension égale à 30 kV (notre résultat), instant 2 ns.	122
Figure (4.56) : Courbe de niveau du champ électrique pour une tension égale à 18 kV (notre résultat), instant 2 ns.	122
Figure (4.57) : Courbe de niveau du champ électrique pour une tension égale à 30 kV (notre résultat), instant 2 ns.	123

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableaux : Chapitre I	Page
Tableau (1.1) : Quelques types de collisions inélastiques dans un plasma.	18
Tableaux : Chapitre IV	Page
Tableau (4.1): Paramètres de transport.	91

Effet des conditions initiales sur la propagation du streamer dans l'azote

Thèse de Magister de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran

Option : Plasmas et Conversion d'Energie

RESUME

Ce travail de recherche est consacré à l'étude des effets des conditions initiales sur la propagation du streamer négatif dans l'azote. La configuration choisie pour les électrodes est de type plan plan et le gaz utilisé est l'azote. Pour simuler la décharge filamentaire, on a opté pour le modèle fluide (couplage des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann à l'équation de Poisson). On a calculé le flux ou densité de courant dans les équations de transport à l'aide de la technique Flux de Transport Corrigé en deux dimensions. La résolution de l'équation de Poisson est effectuée en 2D par l'algorithme sur relaxation. On a obtenu les caractéristiques principales de la décharge filamentaire : densité électronique, densité ionique, champs électriques axial et radial, densité nette de charge d'espace, terme source, courant électrique extérieur et rayon du streamer. On a aussi étudié l'effet des conditions initiales (effet du fond de préionisation, effet de la hauteur de la gaussienne, effet de la dispersion radiale et de la tension) sur la propagation de la décharge streamer négatif et ses caractéristiques.

MOTS CLES

Décharge filamentaire;
Streamer négatif;
Modèle fluide;
Technique Flux de Transport Corrigé ;
Equation de Poisson en 2D;
Algorithme sur relaxation;
Effets des conditions initiales.