



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf

Faculté de Génie Electrique  
Département d'Electrotechnique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de

**DOCTORAT EN SCIENCES**

**Spécialité:** Electrotechnique

**Option:** Décharges électriques et haute tension

Présenté Par

**TEBANI HOCINE**

---

## **MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE DE LA DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION**

---

Soutenu le 12/02/2015 devant le jury composé de:

<b>BELASRI AHMED</b>	<b>PROFESSEUR</b>	<b>USTO-MB</b>	<b>PRESIDENT</b>
<b>HENNAD ALI</b>	<b>PROFESSEUR</b>	<b>USTO-MB</b>	<b>ENCADREUR</b>
<b>LOUNIS MOURAD</b>	<b>PROFESSEUR</b>	<b>UNIV. KHEMIS MELIANA</b>	<b>EXAMINATEUR</b>
<b>TILMATINE AMAR</b>	<b>PROFESSEUR</b>	<b>UNIV. SBA</b>	<b>EXAMINATEUR</b>
<b>YANNALLAH KHALIFA</b>	<b>PROFESSEUR</b>	<b>UNIV. TIARET</b>	<b>EXAMINATEUR</b>
<b>KRALOUA BEN-YSSAAD</b>	<b>M.C.A</b>	<b>USTO-MB</b>	<b>EXAMINATEUR</b>

*À la lumière de ma vie, mes chers parents ;*

*À ma femme et ma petite-fille;*

*À mes frères et ma sœur, sans oublier leurs enfants;*

*À tous ceux qui m'ont encouragé de près ou de loin ;*

*Je dédie cette thèse.*

## REMERCIEMENTS

---

*A l'issue de la rédaction de cette recherche, je suis convaincue que la thèse est loin d'être un travail individuel. En effet, je n'aurais jamais pu réaliser ce travail doctoral sans le soutien d'un grand nombre de personnes dont l'intérêt manifesté à l'égard de ma recherche m'a permis de progresser dans cette phase délicate.*

*Je tiens tout d'abord à adresser mes remerciements les plus sincères à mon directeur de thèse, monsieur Ali HENNAD, pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail doctoral, pour ses compétences, ses multiples conseils, sa patience et son appui scientifique, pour toutes les heures qu'il a consacrées à diriger cette recherche sans oublier ses précieuses intuitions. J'aimerais également lui dire à quel point j'ai apprécié sa grande disponibilité et son respect sans faille des délais serrés de relecture et de correction des documents que je lui ai adressés. J'espère avoir été digne de la confiance qu'il m'ait accordée et que ce travail est finalement à la hauteur de ses espérances.*

*Enfin, j'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail. Quoi qu'il en soit, j'ai beaucoup appris à ses côtés et je suis très honoré de l'avoir eu pour encadrant.*

*Je remercie vivement les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et d'avoir accepté de le juger :*

*Monsieur BELASRI AHMED, Professeur à l'USTO-MB pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette thèse.*

*Monsieur LOUNIS MOURAD, Professeur à l'université de Khemis Meliana ;*

*Monsieur TILMATINE AMAR, Professeur à l'université de Sidi Belabes;*

*Monsieur YANNALLAH KHALIFA, Maître de conférences à l'université de Tiaret;*

*Monsieur KRALOUA BEN-YSSAAD, Maître de conférences à l'USTO-MB ;*

*Qui ont bien voulu examiner mon travail.*

*J'aimerais aussi profiter de cette occasion pour remercier les quelques enseignants rencontrés au cours de ma scolarité qui croyait en leur métier. Vous avez aussi contribué à ma formation. Merci*

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

*La thèse a parfois été un moment difficile pour mes proches. Elle est très preneuse de temps ! Et j'avoue ne pas les avoir consacré le temps qu'ils le méritent. Ma femme, je te remercie pour tes encouragements et ton soutien indéfectible. Malgré la période difficile qu'on a traversé, tu m'as été toujours compréhensive.*

*Mes remerciements vont aussi à mes frères, ma famille et mes amis qui, avec cette question récurrente, « quand est-ce que tu la soutiens cette thèse ? », bien qu'angoissante en période fréquente de doutes, m'ont permis de ne jamais dévier de mon objectif final.*

*Merci à tous pour m'avoir conduit à ce jour mémorable !*

**TEBANI HOCINE**

**MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE  
DE LA DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION**

**RESUME**

---

Le travail mené au cours de cette thèse a pour objectif de modéliser et de développer un outil numérique capable de décrire d'une manière plus réaliste le comportement de la décharge luminescente basse pression par l'utilisation d'une configuration géométrique tridimensionnelle. Cet étude constitue une contribution à la compréhension de la dynamique des particules chargées dans la décharge électrique entretenue par émission secondaire à la cathode et permet de mettre en évidence les différents mécanismes physique et électrique gouvernant ce type de décharge. Le code numérique 3D élaboré dans le cadre de cette thèse est basé sur la résolution des équations du modèle fluide d'ordre deux, il s'agit des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Ce couplage permet de prédire avec une bonne précision les caractéristiques physique et électrique de la décharge à étudier. L'écriture des équations de transport de notre modèle est effectuée en coordonnées cartésiennes. La fermeture du système d'équations ainsi obtenu est effectuée en utilisant l'approximation de l'énergie moyenne locale. La résolution numérique en 3D des équations de transport du modèle fluide est rendue possible grâce à la méthode du pas en temps fractionné qui consiste à remplacer les équations de transports tridimensionnelles par une succession d'équations monodimensionnelles dans chacune des directions de la géométrie 3D considérée. Les équations de transport en 1D ainsi obtenues sont de type dérive-diffusion dont la résolution est effectuée par l'algorithme de Thomas après discrétisation par le schéma de différences finies implicite à flux exponentiel. Les distributions spatio-temporelles du potentiel et des trois composantes du champ électrique de la décharge dans l'espace inter-électrodes ont été obtenu par la résolution de l'équation de Poisson en utilisant en même temps l'algorithme de Thomas suivant l'axe longitudinal et la méthode itérative de sur-relaxation suivant les deux autres axes transversal et tangentiel de la décharge. La validation du modèle numérique 3D est effectuée dans le cas d'une géométrie monodimensionnelle en considérant les résultats obtenus sur l'axe de symétrie du réacteur. Une analyse du comportement tridimensionnel de la décharge luminescente a été réalisée en fonction des différents paramètres de la décharge comme la nature de la cathode et la tension appliquée.

**MOTS CLES**

---

Décharge luminescente  
Modèle fluide d'ordre deux  
Géométrie tridimensionnelle  
Flux exponentiel  
Méthode du pas en temps fractionné  
Champ électrique tangentiel

# TABLE DES MATIERES

---

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	01
<b>CHAPITRE I PLASMA - ASPECTS PHYSIQUES ET APPLICATIONS INDUSTRIELLES</b> .....	05
I.1 <b>LES PARAMETRES DEFINISSANT UN PLASMA</b> .....	07
I.1.1    DENSITE DES ESPECES.....	07
I.1.2    TEMPERATURE.....	07
I.1.3    DEGRE D'IONISATION .....	08
I.1.4    LIBRE PARCOURS MOYEN.....	09
I.1.5    NEUTRALITE.....	10
I.1.6    LONGUEUR DE DEBYE.....	10
I.1.7    LONGUEUR DE LANDAU .....	11
I.1.8    GAINES.....	11
I.1.9    COLLISIONS AVEC LES NEUTRES.....	11

---

I.1.10	FORMATION DES ESPECES D'UN PLASMA.....	12
I.1.10.1	PROCESSUS PRIMAIRES .....	12
I.1.10.2	PROCESSUS SECONDAIRES .....	14
I.1.10.3	PRODUCTION D'ELECTRONS A PARTIR D'UNE SURFACE.....	14
I.2	CLASSIFICATION DES PLASMAS.....	15
I.3	APPLICATIONS DES PLASMAS .....	17
I.3.1	NANOELECTRONIQUE.....	17
I.3.1.1	PROCEDES PLASMA ET NANOELECTRONIQUE.....	18
I.3.1.2	L'APPORT DES PROCEDES PLASMA.....	18
I.3.2	NETTOYAGE PAR PLASMA FROID.....	19
I.3.2.1	NETTOYAGE D'UNE SURFACE METALLIQUE.....	19
I.3.2.2	NETTOYAGE D'UNE SURFACE POLYMERE.....	20
I.3.3	LA STERILISATION MEDICALE .....	20
I.3.3.1	APPORT DES TECHNOLOGIES PLASMA DANS LA STERILISATION MEDICALE .....	21
I.3.3.2	INTERETS DE LA STERILISATION PAR PLASMA FROID .....	22
I.3.4	TRAITEMENT DE SURFACE PAR PLASMA FROID.....	22
I.3.4.1	PRINCIPE.....	22
I.3.4.2	LES DIFFERENTS TYPES DE TRAITEMENT PAR PLASMA.....	24
I.3.5	DEPOT EN PHASE VAPEUR .....	25
I.3.6	TRAITEMENT DES POLLUANTS GAZEUX.....	26
I.3.7	SOUDAGE PAR PLASMA.....	28
I.3.8	ECRAN PLASMA.....	28
I.3.9	MIROIR EN PLASMA.....	29
1.4	CONCLUSION .....	30
<b>CHAPITRE II</b>	<b>PLASMA FROID - DESCRIPTION ET MODELISATION .....</b>	<b>31</b>
II.1	INTRODUCTION.....	31
II.2	DESCRIPTION DES PARTICULES PRESENTES DANS UN PLASMA .....	32
II.2.1	NEUTRES STABLES.....	32
II.2.2	ELECTRONS.....	32
II.2.3	IONS POSITIFS ET NEGATIFS.....	34
II.2.4	ETATS EXCITES.....	34
II.3	DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ.....	35
II.3.1	PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES.....	35
II.3.1.1	CHAMP ELECTRIQUE.....	36
II.3.1.2	FONCTION DE DISTRIBUTION DES PARTICULES.....	36
II.3.1.3	LE PREMIER COEFFICIENT DE TOWNSEND.....	37

II.3.1.4	LE SECOND COEFFICIENT DE TOWNSEND.....	38
II.3.1.5	DIFFUSION DES PARTICULES CHARGEES.....	39
II.3.1.6	LE CLAQUAGE ELECTRIQUE.....	40
II.3.1.7	LOI DE PASCHEN.....	40
II.3.2	CARACTERISTIQUES CLASSIQUES COURANT-TENSION D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE.....	41
II.3.2.1	DECHARGE TOWNSEND ET CLAQUAGE.....	42
II.3.2.2	DECHARGE LUMINESCENTE.....	43
II.3.2.3	DECHARGE D'ARC.....	45
II.4	MODELISATIONS DES PLASMAS DE DECHARGE ELECTRIQUE .....	46
II.4.1	MODELE PARTICULAIRE .....	50
II.4.2	MODELE FLUIDE.....	51
II.4.2.1	APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL.....	54
II.4.2.2	APPROXIMATION DE L'ENERGIE MOYENNE LOCALE.....	55
II.4.3	MODELE HYBRIDE.....	56
II.5	CONCLUSION .....	58
<b>CHAPITRE III</b>	<b>DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION - MODELISATION FLUIDE EN GEOMETRIE TRIDIMENSIONNELLE .....</b>	<b>59</b>
III.1	DESCRIPTION DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX TRIDIMENSIONNEL	60
III.2	EQUATIONS DE TRANSPORT DU MODELE FLUIDE EN 3D.....	61
III.2.1	EQUATIONS DE CONTINUITE.....	61
III.2.2	EQUATIONS DE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT.....	62
III.2.3	EQUATION DE L'ENERGIE ELECTRONIQUE.....	63
III.3	EQUATION DE POISSON EN 3D.....	65
III.4	FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATIONS.....	67
III.5	RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS DU MODELE.....	67
III.5.1	DISCRETISATION ET RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT.	71
III.5.2	DISCRETISATION ET RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON.....	75
III.5.3	CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES.....	76
III.5.4	DONNEES DE BASE ET PARAMETRES DE TRANSPORT.....	79
III.6	TEST DE VALIDITE DU CODE 3D.....	82
III.7	COMPORTEMENT ELECTRIQUE TRIDIMENSIONNEL DE LA DECHARGE LUMINESCENTE .....	85
III.8	CONCLUSION.....	91
<b>CHAPITRE IV</b>	<b>DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION - ETUDE PARAMETRIQUE .....</b>	<b>93</b>
IV.1	EFFET DE LA TENSION APPLIQUEE .....	94



IV.2	EFFET DE LA PRESSION DU GAZ .....	104
IV.3	EFFET DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE .....	113
IV.4	CONCLUSION .....	122
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b> .....		<b>123</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b> .....		<b>126</b>

## INTRODUCTION GENERALE

---

Le domaine de l'ingénierie des plasmas froids s'est développé durant les dernières décennies pour couvrir un grand nombre d'applications dont les retombées économiques sont importantes. Les plasmas des décharges froides sont caractérisés par un rapport entre la température des électrons et celle du gaz, compris entre 1000 et plus. Cette absence d'équilibre entre les deux températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux peut être voisine de la température ambiante alors que des électrons peuvent y acquérir des énergies suffisamment élevées pour faire avec les molécules et/ou les atomes du gaz, des collisions inélastiques d'ionisation, d'attachement et d'excitation. Les propriétés thermodynamiques de ces plasmas rendent alors les décharges de ce type particulièrement bien adaptées pour le traitement de surface de matériaux sensibles à la chaleur tels que les polymères. Ainsi, les plasmas froids jouent un rôle majeur en micro-électronique, dans la fabrication des circuits intégrés. En effet, plus de 30 % des étapes de fabrication des micro-circuits font intervenir des

procédés par plasmas. Les enjeux commerciaux importants de la micro-électronique et le coût croissant des réacteurs justifient de plus en plus des investissements dans la compréhension des plasmas froids. Cette compréhension passe nécessairement par la modélisation et la conception de codes en raison de la complexité des phénomènes qui se produisent dans les réacteurs à plasma.

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

L'objectif de cette thèse est de développer et de valider un code de simulation numérique dans le cadre de la modélisation tridimensionnelle des propriétés électriques de la décharge lumineuse basse pression entretenue par émission secondaire à la cathode, en utilisant le modèle fluide d'ordre deux.

Le chapitre I propose dans sa première partie, une introduction des notions de base concernant les aspects physique et électrique et les paramètres définissant les plasmas en général. La deuxième partie de ce chapitre tend à montrer la place prépondérante des plasmas dans le développement technologique de certains domaines par la présentation des développements récents enregistrés dans diverses applications industrielle et domestique.

Le chapitre II présente une étude plus détaillée des plasmas froids caractérisés par une température des électrons supérieure à celle des particules lourdes. En partant d'une description générale des particules présentes dans le plasma et les phénomènes électriques essentiels apparaissant lors de l'application d'un champ électrique suffisamment intense à un gaz, ainsi que certains paramètres et leur influence sur le développement de la décharge. Les principaux aspects des décharges lumineuses basses pressions objet de cette étude sont

cependant mis en avant lors de ce chapitre par la présentation des généralités et l'introduction de la terminologie concernant les différentes régions de la décharge dans le but de faciliter la discussion des résultats.

Les derniers paragraphes de ce deuxième chapitre sont consacrés à la présentation de la structure des modèles physiques permettant de décrire l'évolution des caractéristiques de la décharge luminescente au vu des conditions de fonctionnement de celui-ci. Cette description peut se faire soit de manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on parle alors de modèles fluides, soit de manière microscopique et on parle alors de modèles particuliers. Le modèle hybride dans lequel les deux approches microscopique et macroscopique sont combinées pour décrire le comportement du plasma est aussi présenté.

Le modèle physique utilisé dans le cadre de cette thèse pour la simulation de la décharge luminescente basse pression en géométrie tridimensionnelle est décrit d'une manière plus approfondie dans le chapitre III. Il s'agit de modèle de type fluide avec les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson pour le champ électrique (modèle fluide d'ordre deux). Les principales hypothèses simplificatrices, la stratégie ainsi que les schémas numériques adoptés pour la résolution des équations du modèle, les conditions aux limites, les conditions initiales et les données de base sont également présentés. La résolution en 3D des équations du modèle est une tâche difficile et très consommateur en temps de calcul. Pour contourner ce problème, une approche dite du pas en temps fractionné est utilisée dans ce travail. C'est une méthode générale où les différentes parties de l'équation originale sont résolues séparément et successivement dans chaque direction de l'espace à chaque pas en temps.

Dans ce chapitre, nous étudions le comportement de la décharge luminescente entretenu par émission secondaire à la cathode dans une configuration géométrique cartésienne en 3D. Nous présentons les distributions tridimensionnelles de certaines caractéristiques de la décharge, il s'agit du potentiel, des trois composantes longitudinale, transversale et tangentielle du champ électrique, des densités des particules chargées et de la température électronique à l'état stationnaire. La validation du code numérique 3D qui fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre est effectuée en comparant nos calculs sur l'axe de symétrie du réacteur considéré avec ceux en 1D issus de la littérature.

Le chapitre IV s'attache à confirmer la capacité du code 3D élaboré de reproduire avec une certaine précision les propriétés de la décharge lumineuse par la variation séparée de quelques paramètres contrôlables. Cette étude paramétrique permet aussi de dégager des tendances sur le comportement de la décharge.

Enfin, la conclusion générale effectue le bilan du travail produit et propose des voies de développement à poursuivre pour affiner les résultats encourageants obtenus.

## CHAPITRE I

---

### PLASMA - ASPECTS PHYSIQUES ET APPLICATIONS INDUSTRIELLES

En choisissant le feu comme l'un des quatre éléments constitutifs de la matière, les Grecs étaient loin d'imaginer que celui-ci constituait l'état de la matière le plus répandu de l'Univers. En effet, 99% de la masse des étoiles, telles que notre soleil, se trouve à très haute température dans un état particulier que l'on appelle "plasma"

Avec les très hautes températures et les très hautes pressions on aborde le domaine d'états singuliers de la matière que l'on ne peut produire qu'en laboratoire mais qui pourrait être exploré dans l'univers. Les découvertes plus récentes ont mis en évidence l'existence d'un nouvel état de la matière autre que le gaz, le solide ou le liquide: le plasma.

Historiquement, le physicien anglais Cooks, l'inventeur du tube cathodique, a découvert en 1870 les plasmas en étudiant les décharges électriques dans un gaz.

Pourtant il a fallu attendre 50 ans pour baptiser cet état "bizarre" de la matière; en effet, le terme plasma a été introduit en 1928 par le physicien américain I. Langmuir pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre [De-1].

Pourquoi étudions-nous la physique des plasmas?

La réponse la plus simple est que la plus grande partie de l'univers apparent est formé de plasma. Cette affirmation peut apparaître surprenant alors que sur terre nous rencontrons la plus grande difficulté à avoir du plasma!

La physique des plasmas étudie les propriétés des gaz ionisés. Cependant, il est nécessaire de préciser la notion de gaz ionisé lorsque l'on parle de plasma. On entend par plasma un ensemble de particules chargées qui doit satisfaire les conditions suivantes:

- ❖ La somme totale des charges est nulle dans un volume macroscopique. C'est la quasi-neutralité.
- ❖ Les effets collectifs des particules doivent être plus importants que les effets dus aux forces coulombiennes entre particules.

Dans leur état normal, les gaz sont des milieux qui sont des isolants électriques car ils sont constitués uniquement de molécules neutres. Toutefois, si on applique un champ électrique intense (décharge électrique), les atomes deviennent ionisés à cause de la perte de certains électrons. Lorsque l'ionisation est forte, les atomes neutres ont presque disparu; on dit alors que le gaz ionisé est un plasma.

Une définition pour le plasma serait donc, un quatrième état de la matière qui est constitué d'une mer d'électrons et d'ions libres ou encore un mélange de deux fluides continus d'électricité positive et négative. Cette appellation vient du fait qu'au fur et à mesure que la température d'un corps est augmentée, il change d'état. Il passe successivement de l'état solide à l'état liquide puis à l'état gazeux. Si la température atteint environ  $10^4$  °K à  $10^5$  °K, la plupart de la matière est ionisée: on a alors l'état de plasma. A une température de l'ordre de  $10^5$  °K correspond une énergie d'environ 10 eV, ce qui est approximativement les énergies d'ionisation. Bien entendu, les plasmas existent à des températures bien inférieures pour autant que l'on fournisse un processus d'ionisation dont le taux soit supérieur à celui des pertes.

## I.1 PARAMETRES DEFINISSANT UN PLASMA

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants:

### I.1.1 DENSITE DES ESPECES

On décrit un plasma en spécifiant la densité des ions ou d'électrons. Nous définirons la densité comme le nombre d'électrons par unité de volume soit  $n_e$ . Les densités sont souvent exprimées par  $\text{cm}^{-3}$  ou  $\text{m}^{-3}$ . Si les ions ont une charge  $+Z$ , la densité ionique  $n_i$  est obtenue par la condition de neutralité de charge.

$$n_e e = n_i Z$$

$$n_i = \frac{n_e}{Z} \tag{I.1}$$

Si  $Z$  vaut 1 nous avons alors:  $n_i = n_e$

### I.1.2 TEMPERATURE

Une autre quantité importante est la température  $T$ . Là, il nous faudra distinguer entre température électronique  $T_e$  et température ionique  $T_i$  bien que les deux gaz d'électrons et d'ions soient mélangés. Il est évident qu'à l'équilibre ces deux sont égales. Cependant, lorsqu'on calcule les temps d'équipartition d'énergie, on constate les échelles de temps suivantes:

- ❖ les électrons se thermalisent entre eux;
- ❖ les ions se thermalisent entre eux;
- ❖ finalement, ces deux gaz se thermalisent entre eux.

Dans beaucoup de cas, le temps de confinement (c. à d. où le plasma non entretenu existe) est trop court pour que le troisième processus ait lieu, d'où une température électronique et une température ionique qui sont différentes. Signalons également qu'il y a lieu dans certains cas de tenir compte d'une anisotropie de température [Bo-1].

Les plasmas de laboratoire ont pour paramètres

- ❖ Densité:  $n_e = n_i = 10^{14} - 10^{17}$  particules/ $\text{m}^3$
- ❖ Température: 0.1 eV à une dizaine d'eV (1 eV  $\approx$  11605 °K)

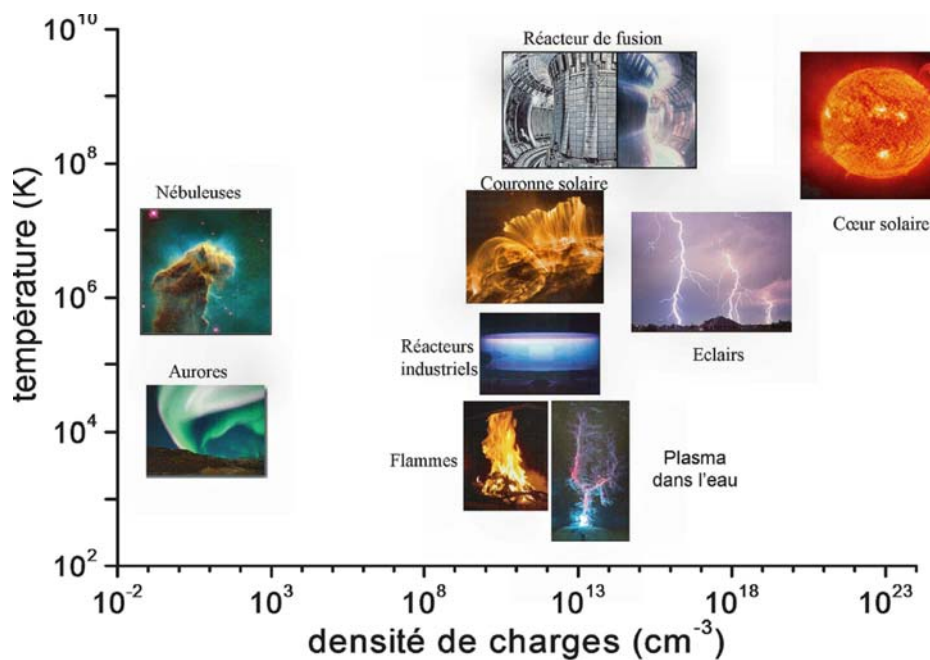


Le Tableau (I.1) donne les densités et températures typiques de quelques plasmas.

Type de plasma	Densité [ $\text{m}^{-3}$ ]	Température [eV]
Plasma interstellaire	$10^5 - 10^7$	$10^{-2} - 10$
Plasma ionosphérique	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{-2} - 1$
Décharge gazeuse	$10^{12} - 10^{19}$	quelques eV
Plasmas industriels	$10^{16} - 10^{19}$	1 - 100
Plasma de fusion	$10^{19} - 10^{21}$	$\sim 10^4$

*Tableau I.1: Caractéristiques de quelques plasmas [Ch-1]*

Un aperçu de l'ensemble des plasmas est donné dans la figure (I.1)



*Figure I.1: Diagramme température électronique-densité électronique pour quelques plasmas [1]*

### I.1.3 DEGRE D'IONISATION

Lorsqu'un champ électrique assez intense est appliqué à un gaz, celui-ci passe d'être un milieu isolant à conducteur. Le résultat d'une décharge dans un gaz est donc la production d'un gaz ionisé contenant par exemple  $n_e$  électrons,  $n_i$  ions positifs et  $N$  neutres (atomes ou molécules) par unité de volume. Pour un gaz macroscopiquement neutre on est dans le cas:

$$n_e = n_i = N$$

Cette neutralité est la conséquence des forces électrostatiques très intenses qui apparaissent dès que l'on a  $n_e \neq n_i$ . Le degré d'ionisation d'un gaz est défini par le rapport:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (I.2)$$

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

Parmi tous les gaz ionisés, nous distinguons trois familles:

- ❖ les gaz faiblement ionisés dans lesquels quelques ions et électrons se déplacent au milieu d'une mer de molécules neutres; ce sont les collisions entre un électron et une molécule qui déterminent la dynamique des particules chargées.
- ❖ les gaz fortement ionisés sans interactions entre particules; ce sont les plasmas suffisamment dilués dans lesquels les particules chargées suivent sans aucune collision une trajectoire essentiellement déterminée par les champs électromagnétiques d'origine extérieure.
- ❖ Les gaz fortement ionisés avec interactions entre particules. On démontre alors qu'un électron particulier peut être considéré comme en interaction avec un grand nombre d'autres particules chargées. Ce sont ces interactions coulombiennes dites collectives qui déterminent essentiellement la dynamique du plasma.

#### I.1.4 LIBRE PARCOURS MOYEN

Le libre parcours moyen  $\lambda$  est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) traverse entre deux collisions et, due à la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique [Sa-1].

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen  $\lambda$  est donné par la relation suivante [Ch-2][Ch-3]:

$$\lambda = \frac{l}{N \sigma} \quad (I.3)$$

Avec :  $\sigma = \pi r^2$

Où  $N$  est la densité du gaz,  $\sigma$  est la section efficace et  $r$  est le rayon de l'atome cible.

C'est pourquoi les plasmas se font généralement à basse pression, en abaissant la pression, on diminue  $N$ , on a donc un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accéléré par le champ électrique entre les collisions et ainsi fournir un plus grand transfert d'énergie lors de la collision ce qui facilite l'ionisation et ainsi l'obtention d'un état plasma stable.

### I.1.5 NEUTRALITE

L'une des caractéristiques d'un plasma est d'être quasiment neutre. Cette quasi-neutralité est réalisée lorsque la densité des particules chargées est suffisante. Dans ce cas, les particules se répartissent de façon à neutraliser localement le milieu. Si une particule s'éloigne de sa position, les particules environnantes exercent sur elle une force de rappel [Ch-4].

### I.1.6 LONGUEUR DE DEBYE

Une charge immergée dans un plasma est entourée de charges de signe opposé qui tendent à écranter son champ coulombien. Cette influence a lieu pour toute distance inférieure à la longueur de Debye  $\lambda_D$  définie par l'équation [Be-1] [Te-1][Po-1][Fi-1]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} = 6.9 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (I.4)$$

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

$$\begin{aligned} \lambda_D &= \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \sqrt{\frac{I + \alpha}{I + \gamma \alpha}} \\ &= \lambda_D \sqrt{\frac{I + \alpha}{I + \alpha \gamma}} \end{aligned} \quad (I.5)$$

Avec  $\gamma = \frac{T_e}{T_{i-}}$  et  $\alpha = \frac{n_n}{n_e}$  qui représente l'électronégativité du plasma. Pour

$\alpha \gg 1$  le plasma est fortement électronégatif [Ch-2].

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

Le paramètre  $\lambda_D$  peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux).

### I.1.7 LONGUEUR DE LANDAU

On appelle longueur de Landau la distance pour laquelle l'énergie potentielle d'interaction entre deux électrons est égale à leur énergie cinétique d'agitation thermique. Cette distance est donc telle que.

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K_B T_e} \quad (I.6)$$

### I.1.8 GAINES

La gaine d'un plasma est une interface abrupte entre le volume du plasma et les murs du réacteur, les électrodes, ou toute autre surface présente dans le réacteur. Les gaines se forment autour d'un plasma parce qu'initialement, les électrons ont une vitesse au moins 100 fois plus grande que les ions due à leur masse plus faible et leur température plus grande [Fr-1]. Ainsi, les électrons vont frapper plus souvent les murs de la chambre ou les électrodes et par conséquent seront retirés du plasma. Les ions laissés derrière vont donc créer une accumulation de charges positives autour du plasma qui va résister à la perte de plus d'électrons.

La présence d'une paroi constitue une singularité pour un plasma. Les électrons étant plus rapides que les ions, ils ont tendance à se déposer sur la paroi. Les ions sont attirés par cette charge d'espace négative et il s'établit ainsi une charge d'espace positive autour de la paroi. L'épaisseur de cette zone est de l'ordre de la longueur de Debye. Au-delà, la paroi n'a plus d'influence sur le mouvement des particules.

### I.1.9 COLLISIONS AVEC LES NEUTRES

Pour que l'on puisse parler de plasma, une condition doit être vérifiée. Selon Chen [Ch-5], les collisions avec les neutres ne doivent pas être trop fréquentes, sans quoi le mouvement des électrons est régi plus par les forces hydrodynamiques ordinaires que par les forces électromagnétiques. Si  $\omega_p$  est la

fréquence plasma et  $\nu_{e0}$  la fréquence moyenne de collision entre les électrons et les neutres, alors le gaz se comportera comme un plasma si:

$$\omega_p > \nu_{e0} \quad (I.7)$$

#### I.1.10 FORMATION DES ESPECES D'UN PLASMA

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. Il existe deux types de collisions. Les collisions élastiques durant lesquelles les particules rebondissent les unes sur les autres en conservant leur énergie cinétique globale. Les collisions inélastiques donnent quant à elles naissance à des échanges d'énergie interne. C'est ce type de chocs inter particulaires qui peut donner naissance aux espèces d'un plasma. Les collisions inélastiques déterminent en grande partie la température des particules. Elles sont fonctions des sections efficaces de collision et des taux de réaction.

Toutes les particules (sauf les électrons) peuvent exister dans l'état fondamental ou dans une série d'états excités tels que :

- ❖ les états radiatifs, de courtes durées ( $10^{-8}$  s), qui sont suivis d'une émission spontanée d'un photon lors du dépeuplement du niveau radiatif atteint,
- ❖ le niveau de résonance qui est un niveau radiatif menant au niveau fondamental,
- ❖ les états métastables, qui ne peuvent se désexciter que lors d'une collision, et qui ont des temps de vie plus long par conséquent,
- ❖ les états ionisés, qui correspondent à une perte ou un gain d'un ou plusieurs électrons.

Les processus de production des espèces chargées sont classés en processus primaires et secondaires [Ch-6] qui sont détaillés ci-après.

##### I.1.10.1 PROCESSUS PRIMAIRES

Ces processus se produisent dans le volume du gaz. Où on distingue les trois phénomènes: l'ionisation, la recombinaison et l'attachement.

###### ➤ IONISATION

Les électrons sont accélérés par le champ électrique appliqué, ils gagnent de l'énergie résultante de la force électrique ou des *chocs élastiques*. Ils rencontrent,

dans leur chemin dans le volume, des atomes et des molécules qui rentrent avec eux en collision. A une énergie suffisamment haute, il en résulte des ions et des électrons secondaires [Me-1], [Ku-1]: ceci est appelé *ionisation par chocs des électrons*.

En plus, les ions rentrent avec les particules du volume en collision où il peut y avoir une capture de l'électron de valence de ces ions par les particules qui s'ionisent : *ionisation par ions*.

Après une durée de vie  $\tau$ , les particules excitées reviennent à leurs états fondamentaux en émettant des photons, chaque photon a une énergie  $h\nu$ .

Les électrons des couches externes des particules rencontrés par ces photons les absorbent et sortent c'est la *photo-ionisation*. Si le photon qui entre en collision avec l'atome a une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de cet atome, il provoquera ainsi l'ionisation de celui-ci. L'ionisation sera d'autant plus facile que si l'atome est déjà excité.

Si le gaz est chauffé à une température suffisamment haute, un bon nombre d'atomes (atomes ou molécules) acquièrent une vitesse suffisamment grande pour produire de l'ionisation par collisions avec d'autres atomes: C'est l'*ionisation thermique*.

La formule de Saha-Boltzmann indique comment se répartissent les atomes et les ions d'un élément donné entre les différents états d'ionisation successifs [Ku-1].

Les électrons qui possèdent une énergie suffisante peuvent extraire d'autres électrons des ions par le processus de *collision électron-ion*.

Lorsque la concentration des ions dans le gaz est non uniforme ; alors ces ions se déplacent des régions à haute concentration vers des régions de faible concentration. Le processus par lequel l'équilibre est réalisé est appelé *la diffusion*. Ce processus provoque :

- ❖ L'effet désionisant dans la zone où la concentration est élevée,
- ❖ L'*ionisation* dans la zone où la concentration est basse.

➤ **ATTACHEMENT**

Les types de collisions où les électrons deviennent attachés aux atomes ou aux molécules sont appelés l'attachement d'électron. L'attachement d'électron est un processus important qui dépend de l'énergie et de la nature du gaz. Les gaz atomiques ou moléculaires, ayant cette tendance sont ceux qui possèdent un ou deux électrons dans leur couche externe et ils sont appelés *gaz électronégatifs*. Le

processus d'attachement est suivi de l'émission de photon et de libération d'une énergie cinétique  $E_c$  et d'une énergie d'affinité  $E_a$ .

➤ **RECOMBINAISON**

La recombinaison des charges (positives et négatives) apparaît sous de différentes formes dont les principales sont les recombinaisons radiatives qui produisent de la lumière et la recombinaison par collision de deux corps.

**I.1.10.2 PROCESSUS SECONDAIRES**

Par *impact d'ions positif* ayant des énergies supérieures ou égales à l'énergie de travail de la cathode, *les ions positifs* arrachent des électrons secondaires. Le nombre d'électrons résultants par ion incident dépend des conditions de la surface. L'ion a besoin de deux électrons, l'un pour sa neutralisation et l'autre pour s'arracher et aller dans le volume.

*Les particules excitées* perdent une fraction de leur énergie par collision dans le volume ou dans l'anode et il en résulte des particules à l'état métastable [Ra-1]. Ces dernières peuvent éjecter des électrons secondaires par *impacts* sur la surface de la cathode mais cette éjection est faible devant celle des ions.

L'énergie *des photons* arrivant à la cathode est utilisée pour extraire des électrons de sa surface et s'il y a un excès d'énergie, celle-ci se transforme en une énergie cinétique de ces électrons [Ku-1].

Le nombre de photons dans l'intra-électrodes est exprimé par :

$$n = n_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{I.8})$$

$\mu$  étant le coefficient d'absorption,  $n$  représente le nombre de photons et  $n_0$  le nombre initial.

**I.1.10.3 PRODUCTION D'ELECTRONS A PARTIR D'UNE SURFACE**

Pour arracher des électrons à une surface, il est nécessaire d'apporter une énergie  $e\Phi$  suffisante appelée "fonction de travail". Les moyens d'y parvenir sont :

- ❖ Thermique : si le matériau est porté à une température suffisante, il émet un flux d'électrons.
- ❖ Photonique : lors du bombardement de la surface par des photons d'énergie  $h\nu$ , si  $h\nu > e\Phi$  alors il y a émission de photons d'énergie  $k_B T_e = h\nu - e\Phi$ .
- ❖ Champ électrique intense de l'ordre de  $10^8 \text{ Vm}^{-1}$ . Cette source d'électrons

peut avoir lieu si la cathode est parsemée d'aspérités sur sa surface. Le champ électrique  $y$  est alors très intense et provoque l'arrachement d'électrons de surface.

❖ Bombardement ionique: lorsque les ions positifs percutent la cathode, ceux-ci sont capables d'arracher un certain nombre d'électrons. Le flux d'électrons émis est proportionnel au flux incident d'ions. Le rapport de ces flux est le coefficient d'émission secondaire par bombardement ionique et noté  $\gamma_i$ . C'est une source avérée d'électrons, notamment pour les décharges basse pression.

## I.2 CLASSIFICATION DES PLASMAS

Devant la difficulté de classification, on caractérise les plasmas à partir de leur degré d'ionisation, leur densité et leur température électronique. La figure (I.2) propose une classification des plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye. Cette classification permet alors de ressortir deux grandes catégories de plasmas: les plasmas "froids" et les plasmas "chauds" [La-1].

Les plasmas chauds (ou thermiques) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

A l'inverse, les plasmas froids sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas 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 alors convertie en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique.



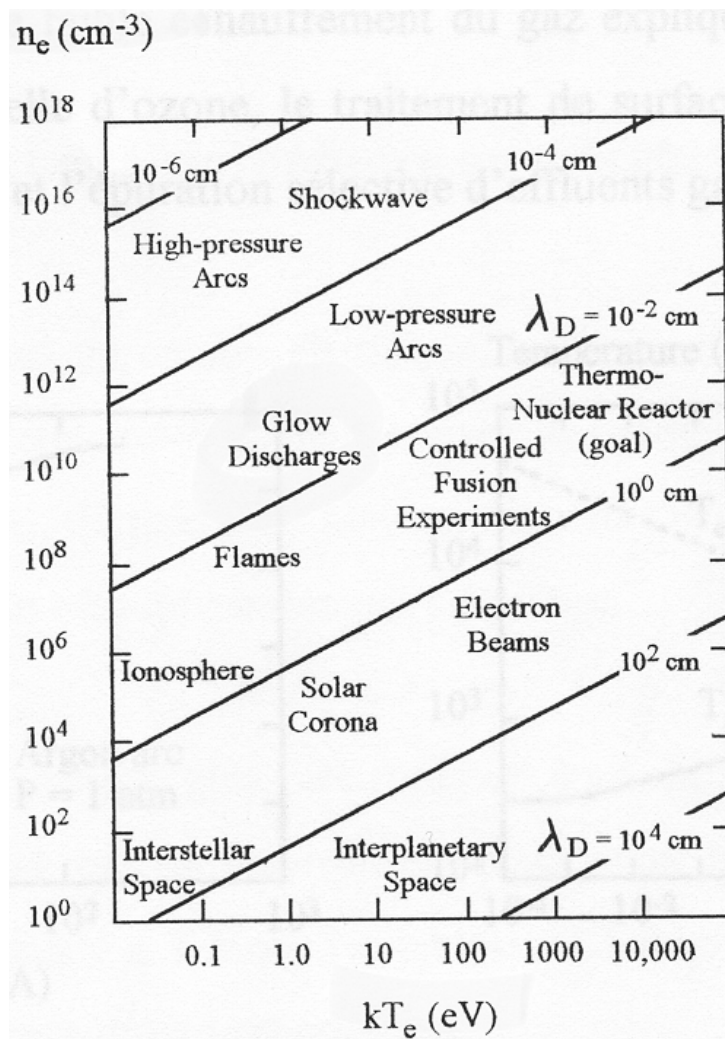


Figure I.2 : Classification des plasmas en fonction de la densité électronique  $n_e$ , l'énergie électronique  $kT_e$  et la longueur de Debye  $\lambda_D$  [La-1]

Le tableau (I.2) donne quelques exemples de plasmas usuels.

Gaz faiblement ionisés	Gaz fortement ionisés
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Inosphère, altitude 70 km</li> <li>• Décharge dans les gaz-courant faible</li> <li>• Décharge dans les gaz-courant fort</li> <li>• Convertisseur magnétohydrodynamique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Gaz interstellaire</li> <li>• Vent solaire</li> <li>• Inosphère, altitude 250 km</li> <li>• Plasmas de Tokamak</li> <li>• Plasmas d'ionisation de surface</li> <li>• Plasmas produits par Laser</li> <li>• Explosion nucléaire</li> </ul>

Tableau I.2: Plasmas usuels

### I.3 APPLICATIONS DES PLASMAS

Nous arrivons à une époque de très grands progrès en sciences appliquées, où les plasmas peuvent maintenant compléter ou concurrencer certains procédés industriels bien établis, grâce aux nouvelles connaissances de leurs propriétés, traduites par leur très bonne conductivité et leur sensibilité aux champs magnétiques ou électriques, ainsi que leur propriété de source efficace de rayonnement.

Les plasmas possèdent de nombreuses applications industrielles et scientifiques pour contrôler ou émettre de l'énergie ou du rayonnement.

#### I.3.1 NANOÉLECTRONIQUE

Le succès de la microélectronique, fondé sur la réduction de la taille des motifs et la capacité à produire toujours un plus grand nombre de transistors sur la même surface de silicium, s'appuie sur les développements de la lithographie et de la gravure par plasma. Néanmoins, cette approche dite "top-down" touche à ses limites, tout comme la loi de Moore qui a régi le développement de la microélectronique depuis 1965. En parallèle, d'autres problèmes apparaissent avec la réduction de la taille. Ainsi, les pertes résistives par effet Joule commencent à limiter sérieusement la vitesse de communication inter-processeurs. L'introduction du cuivre a permis d'éloigner de quelques années la date fatidique [Pa-1]. Il faudrait développer de nouveaux matériaux, et surtout intégrer l'optique dans les circuits électroniques pour accélérer la transmission de l'information dans les microprocesseurs. A cet effet, des guides d'onde sont de plus en plus utilisés et leur réalisation incorporée dans les processus de la microélectronique; mais il manque une source de lumière que l'on pourrait intégrer sur le silicium. Or le silicium, matériau phare de la microélectronique, n'est pas un bon émetteur de photons à cause de son gap indirect. Plusieurs approches ont été étudiées pour contourner cet obstacle, en particulier depuis la découverte de la photoluminescence dans le silicium poreux par Canham et al. [Ca-1]. Ainsi des diodes électroluminescentes [Pi-1] et des transistors à effet de champ ont été réalisés [Wa-1]. D'autre part, la réalisation d'un laser à base de silicium, longtemps considéré comme le graal de la microélectronique [Pa-1], est en train de devenir une réalité. En parallèle avec ces développements autour du silicium, d'autres voies sont apparues et espèrent rivaliser avec le silicium. La découverte des nanotubes de carbone et la réalisation de dispositifs (diodes, transistors...) à base de ces matériaux en est probablement l'exemple le plus frappant; mais n'oublions pas les semi-conducteurs III-V, l'électronique diamant et l'électronique organique.

### I.3.1.1 PROCÉDES PLASMA ET NANOELECTRONIQUE

Même s'il s'agit d'une évidence, rappelons-le, le dépôt de couches minces par plasma est par nature une approche "bottom-up" dans laquelle les couches sont fabriquées atome par atome. En effet, les procédés plasma sont couramment utilisés pour le dépôt de couches minces d'épaisseur nanométrique. Un exemple typique, développé depuis les années 1980, est donné par les cellules solaires, que ce soit de simples cellules PIN ou des triples jonctions PIN/PIN/PIN où chacune des couches dopées a une épaisseur d'environ 8 nm. On peut donc considérer que ce sont des dispositifs nanoélectroniques, mais avec la particularité d'être réalisés sur de grandes surfaces ( $\sim 1 \text{ m}^2$ ). Un autre exemple est l'utilisation d'une couche de silicium amorphe de quelques nm d'épaisseur pour former une cellule à hétérojonction avec du silicium cristallin [Ta-1]. En fait, dans les années 1990, la facilité de fabrication des multicouches avait stimulé des recherches sur des effets de confinement quantique dans des multicouches à base de silicium amorphe et de ses alliages [Pe-1]. Malheureusement, le désordre présent dans ces matériaux n'a pas permis de conclure sur de tels effets. D'autre part, on peut aussi profiter des mécanismes de croissance de couches minces pour produire par exemple des îlots (boîtes quantiques). C'est le cas lorsque le coefficient de collage des radicaux produits dans le plasma est faible : la croissance démarre alors sur des sites où il y a un défaut qui permet aux liaisons chimiques de se former. Si on arrête le dépôt avant la coalescence des îlots, on obtient par exemple une couche de "nanodots" de silicium. Pour un substrat donné, il a été montré que la température du substrat et l'énergie des ions permettent de contrôler la distance entre les sites de nucléation et donc la densité d'îlots [An-1]. Mais, comme on l'a indiqué ci-dessus, dans l'avenir il faudra être plus actif en modifiant le substrat par des techniques d'auto-assemblage de façon à définir sur le substrat un patron qui servira de base à la croissance. Ceci veut aussi dire que le substrat doit être pris en compte dans la réalisation des dispositifs.

Les techniques de dépôt par plasma devraient permettre d'aller plus loin encore et d'innover. En effet, pourquoi ne pas utiliser la riche chimie du plasma pour synthétiser des nano-objets voire des nanocristaux ?

### I.3.1.2 L'APPORT DES PROCÉDES PLASMA

Par rapport aux diverses méthodes de production de nanocristaux, les plasmas apportent les caractéristiques qui ont fait leur succès dans le domaine de la microélectronique :

- ❖ méthode basse température et donc compatible avec un procédé "back-end" en microélectronique,
- ❖ possibilité de déposer des nanocristaux sur n'importe quel type de substrats,
- ❖ procédés homogènes sur de grandes surfaces,
- ❖ possibilité de contrôler l'énergie des ions pour activer la chimie de surface
- ❖ facilité de combiner le dépôt de nanocristaux avec d'autres matériaux, nécessaires à la réalisation de dispositifs: il ne faut pas seulement produire les nanocristaux, mais encore les incorporer dans un ensemble de couches pour constituer un dispositif.

### I.3.2 NETTOYAGE PAR PLASMA FROID

Avant toute réalisation d'un traitement de surface, comme un revêtement ou une peinture, il est indispensable de préparer la surface réceptrice par un traitement d'activation ou de nettoyage. Les surfaces "industrielles" sont en effet couvertes d'oxydes, de graisses et de composés organiques qu'il est préférable d'enlever préalablement à toute modification de surface. Aujourd'hui encore, les traitements de nettoyage destinés à remplir cette fonction sont effectués par voie aqueuse. Un milieu acide est utilisé pour réduire les oxydes alors que le dégraissage est réalisé dans des milieux alcalins ou des solvants organiques. Avec l'accroissement des contraintes environnementales, il devient indispensable de proposer des alternatives à ces procédés de nettoyage classiques. Parmi les technologies à fort potentiel de développement se trouvent les procédés de nettoyage par plasmas.

Les espèces oxygénées vont être adsorbées par la pellicule graisseuse. Finalement s'opère une destruction de la chaîne carbonée par combustion et désorption d'eau, et de gaz carbonique, éléments de combinaison du gaz oxydant avec les éléments de la chaîne graisseuse.

#### I.3.2.1 NETTOYAGE D'UNE SURFACE METALLIQUE

##### ➤ *DEGRAISSAGE*

Il s'agit d'éliminer des couches de contamination constituées de matière rapportée, faiblement liée à la surface de la pièce à traiter comme des résidus, impuretés, graisses, acides.

On peut assimiler ces composés à une chaîne carbonée. La destruction de cette chaîne organique est réalisée par un plasma oxydant, riche en oxygène (O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O...)

➤ *DECAPAGE*

Les couches à éliminer par décapage sont des oxydes, de la calamine, de la rouille, des nitrures, des carbures, ce sont des couches présentant des niveaux d'adhérence nettement supérieurs aux graisses.

La destruction de cette couche d'oxyde est assurée par un bombardement d'atome d'argon, ayant un fort pouvoir mécanique et conduisant à la rupture des liaisons chimiques. Pour empêcher que les éléments détruits ne se reforment sur la surface à traiter, un gaz réducteur comme H<sub>2</sub> peut être ajouté au plasma d'argon.

La température de traitement sur une surface métallique n'excède pas 150 °C.

### I.3.2.2 NETTOYAGE D'UNE SURFACE POLYMERE

Pour nettoyer une surface polymère, on peut utiliser un plasma froid d'argon pour casser les liaisons organiques, combiné à des gaz oxydants (O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>) ou fluorés (CF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub>, C<sub>2</sub>F<sub>6</sub>...) afin de greffer des fonction chimiques réactives.

Les fonctions fluorées servent à diminuer l'énergie de surface, les fonctions amines (NH) et hydroxyles (OH) à augmenter l'énergie de surface.

La température de traitement sur une surface polymère n'excède pas 50°C.

### I.3.3 STERILISATION MEDICALE

De nombreuses définitions de la stérilisation ont été proposées par les institutions et les auteurs. Une des plus fréquemment admise aujourd'hui est la suivante: L'état stérile est défini par l'absence de micro-organismes vivants et la probabilité d'avoir une unité non stérile inférieure à 10<sup>-6</sup>. La stérilisation est l'opération permettant d'éliminer ou de tuer les micro-organismes portés par des milieux inertes contaminés, le résultat de l'opération, étant l'état de stérilité [Ri-1].

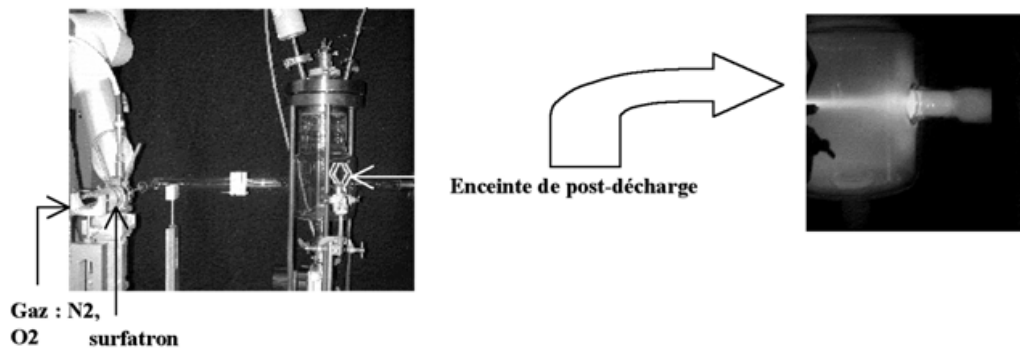
Il existe différentes méthodes de stérilisation. Elles se divisent en deux grandes familles:

- ❖ d'un côté, les techniques utilisant des températures de traitement élevées,
- ❖ de l'autre, celles utilisant des températures ambiantes ou quasi ambiantes, dites "à froid".

Parmi les techniques utilisant des températures de traitement élevées, les

procédés "vapeur saturée", type autoclave, sont actuellement la référence. Ils présentent deux inconvénients principaux. Tout d'abord, ils sont particulièrement agressifs pour l'instrumentation médicale thermosensible (polymères, matériel rotatif, endoscopes, fibroscopes). De plus, le principe stérilisant est oxydant. Actuellement, la stérilisation à la vapeur d'eau à 134°C pendant 18 minutes est le seul procédé de stérilisation reconnu vis-à-vis de l'inactivation des prions.

Ainsi, les outils actuellement disponibles dans le domaine de la stérilisation médicale, semblent montrer leurs limites. Le nouveau défi est de développer un agent de stérilisation non toxique, respectant le matériel thermosensible, actif sur les prions.



*Figure I.3: Post-décharge à basse pression - Réacteur de LAPLACE (Toulouse)*

### I.3.3.1 APPORT DES TECHNOLOGIES PLASMA DANS LA STERILISATION MEDICALE

Dans la stérilisation plasma, deux types de procédés existent [Ri-1]:

- ❖ Utilisation du plasma lui-même: c'est la zone dite de "décharge".
- ❖ Utilisation du flux gazeux émanant du plasma; c'est la zone de "post-décharge" (voir figure (I.3)). Par comparaison à la zone de "décharge", la zone de "post-décharge" ne contient pas de particules chargées; elle est essentiellement composée d'atomes, molécules et radicaux, dont certains sont dans un état excité. Les espèces actives ont des durées de vie, comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$  seconde. L'utilisation de la post-décharge, pour une application à la stérilisation, présente certains avantages:
  - ❖ Au niveau de cette zone, la température est inférieure à 50°C.
  - ❖ Du fait de l'absence de particules chargées (électrons et ions), les surfaces à traiter ne sont pas altérées.
  - ❖ Ce sont les espèces neutres qui sont actives dans la stérilisation plasma. Il n'y a donc pas de nécessité à travailler en zone de décharge.

Les plasmas de décharges ou de post-décharges peuvent être produits à la pression atmosphérique, par des décharges à barrière diélectrique, de type ozoneur.

L'absence de pompe réduit le coût du réacteur. L'intérêt des réacteurs à pressions réduites est de permettre la diffusion des espèces actives dans de plus gros volumes de traitement. Cependant, le temps de stérilisation est plus court en zone de décharge qu'en post-décharge.

### **I.3.3.2 INTERETS DE LA STERILISATION PAR PLASMA FROID**

La stérilisation par plasma présente de nombreux avantages :

- ❖ Elle permet de travailler à des températures de traitement quasi-ambiantes.
- ❖ Elle utilise des gaz non toxiques, comme l'azote et l'oxygène.
- ❖ Son principe d'action, et en particulier la phase de gravure, laisse supposer une efficacité sur les agents transmissibles non conventionnels (prions).

### **I.3.4 TRAITEMENT DE SURFACE PAR PLASMA FROID**

#### **I.3.4.1 PRINCIPE**

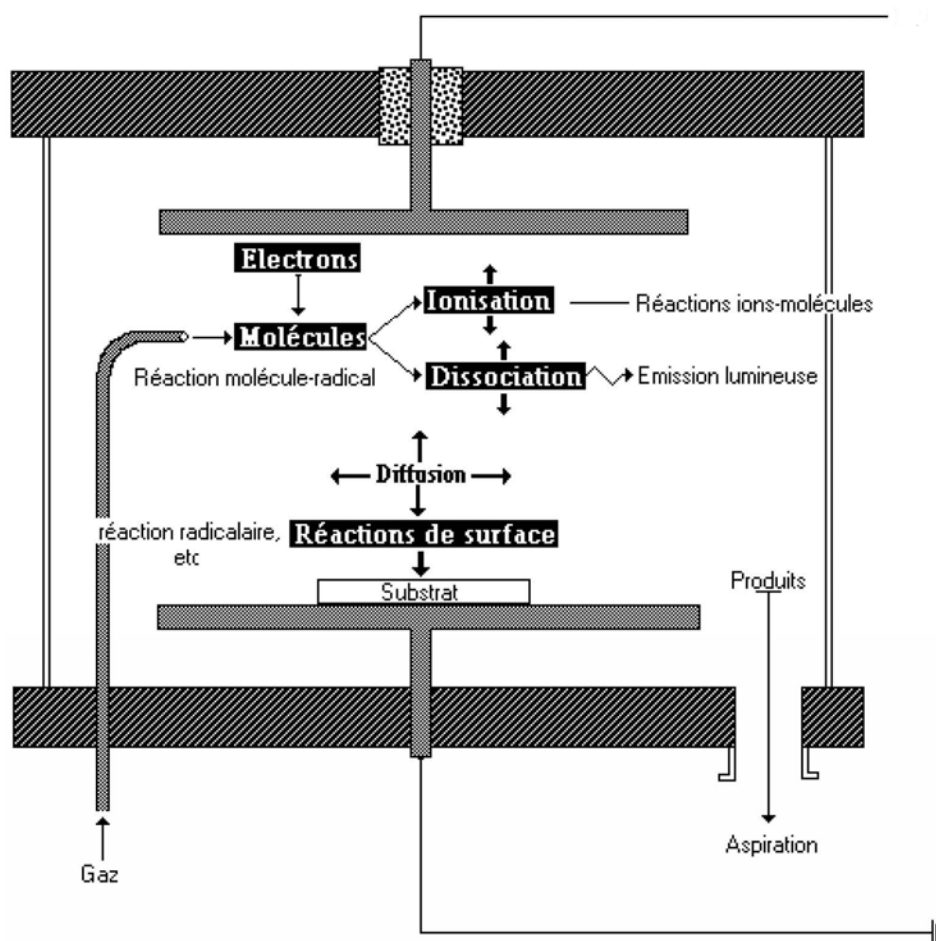
Les plasmas froids sont des milieux ionisés obtenus par l'excitation d'un gaz (en général sous un vide primaire) sous l'effet d'une décharge.

On obtient ainsi un mélange constitué de molécules neutres (majoritaires) d'ions (négatifs et positifs), d'électrons, d'espèces radicalaires (chimiquement très actives) et d'espèces excitées. Ces plasmas sont dits "froids" car ce sont des milieux hors équilibre thermodynamique où l'énergie est captée essentiellement par les électrons mais où la température "macroscopique" du gaz reste voisine de la température ambiante. Le processus réactionnel est décrit dans le schéma de la figure (I.4).

Les électrons émis par l'électrode entrent en collision avec les molécules de gaz et les activent. Il se produit alors une ionisation ou une dissociation avec création de radicaux. Ces espèces excitées vont diffuser dans l'enceinte du réacteur et en particulier arriver à la surface du substrat. Là peuvent intervenir plusieurs types de réactions de surface: implantation, transfert d'énergie, création de liaisons ou destruction de liaisons. Selon le type de réaction intervenant à la surface on pourra avoir activation de la surface, croissance d'une couche, ou gravure.

Les plasmas froids, s'ils nécessitent actuellement encore, l'emploi de technologies de vide contraignantes pour des procédés industriels, présentent les avantages suivants:

- ❖ L'obtention de propriétés de surfaces très spécifiques conduisant à des applications performantes;
- ❖ La modification chimique de la surface se réalise sans affecter les propriétés intrinsèques du matériau traité et sans modifier son aspect de surface;
- ❖ Un choix judicieux des gaz de traitement permet de conduire, avec une faible quantité de matière première, à une chimie de surface très spécifique sans employer de produits chimiques dangereux, toxiques ou polluants.



*Figure I.4 : Processus réactionnel au cours d'un dépôt plasma*

Il est donc possible grâce à la technique de traitement par plasma froid, et en utilisant un réacteur adapté, de réaliser des traitements ou des revêtements sur des surfaces de forme quelconque afin de leur conférer des propriétés spécifiques. Ces couches peuvent être réalisées de manière performante, contrôlée, automatisable, et non polluante à l'inverse des procédés chimiques utilisés actuellement. Par ailleurs le développement de décharges électriques à pression atmosphérique permet déjà



de traiter des films en défilé dans l'air, ce qui ouvre des perspectives industrielles importantes.

#### **I.3.4.2 DIFFERENTS TYPES DE TRAITEMENT PAR PLASMA**

##### **➤ GREFFAGE CHIMIQUE**

Il consiste à travailler avec des gaz tels que l'oxygène, l'azote, l'air, l'ammoniac ou le tétrafluorocarbone dont les espèces actives vont réagir chimiquement sur les chaînes macromoléculaires du polymère pour conduire à la formation de liaisons covalentes (C-O, C-N, C-F) caractéristiques du gaz de traitement. Ce type de traitement affecte uniquement les premiers nanomètres de la surface exposée au plasma. La surface d'un polymère ainsi activée peut ensuite être mise en contact avec des molécules biocompatibles spécifiques (héparine, phospholipides, etc) pour les fixer par liaisons chimiques. Généralement le greffage chimique est réalisé en plaçant le matériau à traiter en dehors de la zone de création de la décharge (post-décharge).

##### **➤ DEPOT PAR POLYMERISATION PLASMA**

Le milieu plasma, par la présence de radicaux libres et d'espèces ionisées, est propice à la formation en surface du matériau traité d'un dépôt polymère dans des conditions "douces" (faible densité d'espèces actives, faible énergie des ions bombardant la surface traitée). L'avantage du plasma est que l'on peut travailler avec des gaz polymérisables (éthylène, tétrafluoroéthylène, etc.) mais aussi avec des mélanges gazeux qui, avec les procédés chimiques conventionnels ne peuvent pas conduire au mécanisme de polymérisation (tétrafluorocarbone/hydrogène, etc). Dans un tel procédé, il est également possible d'introduire dans le plasma des molécules spécifiques. Pour obtenir facilement des conditions de polymérisation plasma, on utilise généralement des plasmas radiofréquence.

##### **➤ DEPOT DE COUCHES DURES ET A PERFORMANCES SPECIFIQUES**

Dans des conditions "dures" (forte densité d'espèces actives, bombardement ionique suffisant pour activer efficacement la surface traitée), le milieu plasma est propice à la formation d'un dépôt dur en surface du matériau traité. L'épaisseur du dépôt dépend des conditions expérimentales et notamment du temps de traitement plasma. L'originalité du traitement par plasma froid est le fait que l'on soit capable de réaliser, à la température ambiante, des dépôts inorganiques durs présentant une excellente adhérence qui sont normalement obtenus à température relativement élevée (supérieure à 500 °C) par les procédés de dépôt classiques (CVD, pyrolyse, etc). La flexibilité dans le choix du matériau à déposer (nature, caractéristiques et propriétés) est très importante, ce qui rend cette méthode de dépôt très attrayante.

Les propriétés et les performances de ces dépôts les rendent aptes à de nombreuses applications: couches barrières à la perméation de gaz, couches anti-UV, antisalissure et antibuée.

### I.3.5 DEPOT EN PHASE VAPEUR

Pour réaliser un dépôt d'espèces solides sur un substrat semi-conducteur, les réactants non activés sont amenés dans le réacteur sous forme de précurseurs gazeux. L'énergie nécessaire à leur activation, et donc au déclenchement de la réaction, peut être fournie de plusieurs manières. Les méthodes les plus exploitées jusqu'à récemment étaient l'excitation par les rayonnements UV, le champ électromagnétique et une source laser. Pour chacun de ces procédés, les conditions à l'intérieur de l'enceinte (pression, température et concentration des espèces) sont particulières. Elles doivent être précisément contrôlées, puisque les écarts ont une influence considérable sur les propriétés du dépôt. Pour améliorer les performances des composants ou élargir leur domaine d'application, il y a un besoin de nouveaux matériaux semi-conducteurs, par exemple pour la détection et l'imagerie infrarouge. Les procédés technologiques de déposition standard ayant atteint leurs limites, on envisage une nouvelle technique d'élaboration qui consiste à combiner une source plasma avec un réacteur de déposition par jets moléculaires. Ce procédé a reçu le nom de PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*). Il permet de fabriquer de nouveaux matériaux dans des conditions très éloignées de l'équilibre thermodynamique.

Dans le cas de PECVD, la source d'énergie est le plasma. Les collisions de ses particules chargées avec les précurseurs entraînent un échange d'énergie conduisant à la formation des réactants excités, voire ionisés. L'énergie de ces ions peut être contrôlée en polarisant le substrat en radiofréquence, indépendamment du plasma source. Ceux-ci réagissent ensuite avec d'autres espèces chimiques présentes, le résultat étant la déposition d'une couche solide sur le substrat. D'autres gaz peuvent être introduits également dans le réacteur. Ils sont neutres, ne participent pas aux réactions, leur rôle est en général de servir de vecteur pour les transferts d'énergie.

L'utilisation du plasma froid présente un intérêt particulier par rapport aux autres procédés CVD surtout car elle ne nécessite pas une température élevée dans le réacteur. Cela est décisif pour la fabrication de certains circuits intégrés où la température élevée entraînerait le changement des propriétés électroniques du silicium, voire sa dégradation. En plus, la vitesse de dépôt ainsi que sa précision

peuvent être bien contrôlées. Finalement, l'apport modeste d'énergie thermique à ce procédé permet de faire des économies considérables.

Par contre, l'une des inconvénients importants est la sensibilité du résultat aux concentrations des gaz précurseurs.

Les applications visées sont la microélectronique (oxyde de silicium obtenu à basse température, diélectriques organosiliciés de faible constante diélectrique) et l'optique intégrée. De ce fait les dépôts sont le plus souvent réalisés sur substrats semi-conducteurs (Si et SiGe) mais il est également possible de déposer sur des films polymères.

Deux types de réacteurs:

➤ *REACTEUR CLASSIQUE POUR PECVD*

Le plasma, les gaz précurseurs ainsi que d'autres gaz neutres éventuels sont mélangés dans une enceinte, tous en contact avec le substrat.

➤ *REACTEUR POUR LE POST-DECHARGE (REMOTE PECVD)*

Il comporte deux chambres. Le plasma est confiné à l'aide d'un champ magnétique dans la partie supérieure, où il est mélangé avec l'un des réactants. Seulement, celui-ci passe dans l'enceinte inférieure, où il réagit avec les autres précurseurs. Cette disposition permet d'isoler le substrat du plasma et donc d'éviter le bombardement ionique de ce substrat, ainsi que l'élévation de sa température due aux chocs.

### **I.3.6 TRAITEMENT DES POLLUANTS GAZEUX**

L'évolution de la consommation d'énergie pose des problèmes fondamentaux car les activités industrielles produisent des rejets qui contiennent des produits nocifs. Les émissions d'effluents sont maintenant réglementées et les normes sont de plus en plus contraignantes pour les industriels. Les techniques classiques de dépollution ont permis de réduire avec succès les émissions nocives. Cependant, une nouvelle voie est apparue: l'utilisation des plasmas "non thermiques" ou "froids".

Les plasmas non thermiques et les plasmas thermiques sont des milieux à haute densité d'énergie qui peuvent produire des radicaux par collisions électroniques. Ces radicaux sont obtenus à partir des molécules, constituant le gaz nuisible, injectées dans un plasma adapté. L'idée qui consiste à utiliser des plasmas pour détruire des molécules polluantes s'est développée récemment par suite des rejets industriels et de la réglementation.

Les principaux polluants liés aux activités industrielles sont les dioxydes de soufre ( $\text{SO}_2$ ), les oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ), l'ozone ( $\text{O}_3$ ), le monoxyde de carbone ( $\text{CO}$ ), les poussières et les métaux toxiques.

Le monoxyde d'azote ( $\text{NO}$ ) et le dioxyde d'azote ( $\text{NO}_2$ ) sont émis par les différents phénomènes de combustion qui sont produites par les principales sources polluantes comme les véhicules qui produisent presque 60% de la pollution et les installations de combustion (centrales thermiques, dispositifs de chauffage, etc.).

En effet, bien que les plasmas thermiques puissent conduire à la dissociation des diverses molécules polluantes, leur utilisation sollicite une importante consommation d'énergie, car celle-ci est transférée à l'ensemble des molécules du gaz dont la majorité n'est pas nocive.

L'objectif à atteindre pour réaliser un traitement économique idéal des effluents gazeux serait de travailler avec un plasma susceptible d'induire la dissociation des molécules de polluant sans transférer l'énergie à l'ensemble du gaz: c'est ce que l'on cherche à réaliser avec un plasma "non thermique" [Va-1].

L'intérêt croissant pour le traitement des effluents gazeux industriels comme des gaz nuisibles à l'environnement ouvre une nouvelle perspective à l'utilisation des plasmas à la pression atmosphérique.

A de telles pressions, le plasma se contracte transversalement et le volume ainsi occupé devient petit par comparaison à celui de l'enceinte à décharge. La luminosité de la colonne de plasma devient aussi très importante. En plus de ces changements d'état macroscopiques, les propriétés microscopiques du gaz sont fortement affectées: baisse de la température électronique et augmentation de la densité électronique et de la température du gaz. Cependant, dans le cas des arcs stabilisés la contraction empêche le plasma d'entrer en contact avec la paroi et de l'endommager à cause de la température élevée du gaz [Bo-2].

Plusieurs études ont été menées afin de paramétrer ce phénomène de contraction en fonction de la pression et du courant dans la décharge. Lorsque la pression du gaz varie entre une dizaine et quelques centaines de torrs, pour une valeur fixe du courant dans la décharge, la contraction radiale de la colonne de plasma devient de plus en plus importante que la pression augmente. Ainsi, il existe une valeur critique de la pression pour laquelle on passe de l'état diffus à l'état contracté. Les causes physiques qui sont à l'origine du phénomène de contraction diffèrent suivant les théories [Am-1].

Bien que les différents types de réacteurs soient connus depuis très longtemps, la dépollution par des techniques "plasmas froids" constitue un domaine de recherche et d'application très ouvert. Il est nécessaire de poursuivre et de renforcer les recherches, afin d'aboutir à des descriptions physico-chimiques suffisamment complètes pour effectuer une prédétermination des réacteurs. Les connaissances actuelles permettent néanmoins de proposer des dispositifs de traitement des gaz, dont certains sont déjà exploités par des industriels [Ma-1].

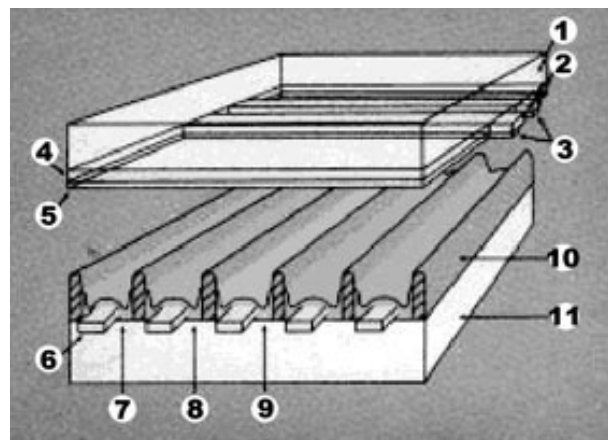
### I.3.7 SOUDAGE PAR PLASMA

Le soudage par plasma est un des plus répandus pour le soudage des métaux. C'est un arc très rigide et très énergétique obtenu grâce à des tuyères spéciales et à une protection par un gaz auxiliaire. Le jet plasma est constricté mécaniquement et pneumatiquement par la tuyère, ce qui permet d'obtenir une plus grande puissance, spécifique de la colonne plasma, et donc des zones fondues très étroites. Jusqu'à une épaisseur de matériau d'environ 3 mm, le soudage par plasma ne possède pas de caractéristiques spécifiques mais lorsqu'il s'agit de matériaux plus épais, il se forme, du fait de la concentration d'énergie, un trou appelé "Key Hole" qui traverse complètement le joint et qui est constamment maintenu lors de l'opération de soudage. Ce phénomène favorise les pénétrations et les vitesses de soudage.

### I.3.8 ECRAN PLASMA

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

- 1/2- face avant / verre
- 3- électrodes transparentes d'écran
- 4- bus électrode
- 5/6- film conducteur/protecteur
- 7- phosphore rouge
- 8- phosphore vert
- 9- phosphore bleu
- 10- plaque (barrière)
- 11- panneau arrière en verre



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

Les ions positifs et les électrons se mettent au mouvement selon le champ électrique, les chocs qui en résultent donnent la naissance du rayonnement ultra-violet. Ces UV excitent la couche de phosphore se trouvant au fond de l'enveloppe, qui s'illumine et crée une lumière de couleur rouge, bleue ou verte.

L'intensité de cette couleur est obtenue en modulant le nombre et la valeur de la tension des impulsions électriques entre les électrodes. Il existe 256 niveaux d'intensité pour chaque couleur, c'est pourquoi il est possible de recréer 16,7 millions de couleurs ( $256 \times 256 \times 256$ ). Le plasma ne dessine pas l'image ligne par ligne comme un téléviseur classique. Il affiche une image entière en stimulant tous les pixels à la fois. L'électronique de commande comprend donc un doubleur de ligne permettant de désentrelacer le signal vidéo et d'afficher une image entière. Cela permet d'obtenir des écrans à affichage plus rapide et qui donnent par la même occasion une image beaucoup plus lumineuse (jusqu'à  $800 \text{ cd/m}^2$ ) et contrastée même vue selon un angle de  $160^\circ$ .



### I.3.9 MIROIR EN PLASMA

Est-il possible d'imaginer un miroir fait de plasma?

Un tel dispositif a déjà été créé et implanté dans la structure des lasers, dont l'impulsion d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes permet d'obtenir une puissance considérable avec une énergie d'impulsion relativement faible.

En effet un plan de gaz ionisé peut réfléchir un faisceau d'ondes électromagnétiques en bande de très hautes fréquences si la densité électronique est supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Par contre il va transmettre toutes les ondes de fréquence ou de densité inférieures



En conséquence si on envoie un faisceau laser légèrement focalisé sur une multicouche diélectrique, le piédestal sera très peu réfléchi, en revanche l'impulsion (de l'ordre de la femtoseconde) intense sera très bien réfléchi car elle excite suffisamment d'électrons de conduction dans le diélectrique pour le

transformer en conducteur. Le faisceau réfléchi doit donc se retrouver "nettoyé" du piédestal présent avant l'impulsion. Cela nous permet d'améliorer largement le contraste temporel.

Comme le plasma est dépourvu d'inertie, un tel réflecteur peut être à l'origine également d'une antenne radar orientable dans un temps aussi court que quelques dizaines de microsecondes.

#### **I.4 CONCLUSION**

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé quelques notions de base sur les caractéristiques et les paramètres définissant les plasmas en général, sur leurs propriétés électriques ainsi que les différentes collisions mises en jeu dans cet état de la matière. Nous avons par la suite justifié le choix du domaine des plasmas en montrant leurs intérêts par l'explication de quelques exemples d'applications industrielles et les améliorations qu'a apporté l'utilisation des procédés plasmas aux techniques incontestables déjà applicables dans l'industrie.

Les améliorations futures des applications plasmagènes, passent impérativement par un meilleur contrôle et une meilleure compréhension de la décharge et de ses interactions avec les électrodes. Dans le prochain chapitre, nous allons présenter une description plus détaillée des décharges électriques notamment celles de type luminescent auquel nous nous intéressons dans cette thèse, dans le but de comprendre les phénomènes qui régissent leurs différentes régions caractéristiques afin d'exploiter les atouts de la technologie dite des plasmas froids.

## CHAPITRE II

---

### PLASMA FROID - DESCRIPTION ET MODELISATION

#### II.1 INTRODUCTION

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions.

Le plasma est un gaz complètement ou partiellement ionisé mais électriquement neutre. Les plasmas qui nous intéressent dans notre étude sont des plasmas froids hors équilibre thermodynamique produisant des espèces actives



variées (particules chargées, espèces excitées, photons, etc.) dont les propriétés sont exploités dans de nombreuses applications.

Dans ce chapitre nous allons commencer par un aperçu sur les différentes particules constituant les plasmas froids hors équilibre. Ensuite, nous allons par la suite définir les différentes grandeurs caractéristiques qui décrivent l'état interne du plasma. Puis nous donnons quelques définitions sur les décharges luminescentes qui sont largement utilisées. Nous finissons ce chapitre par une description générale de différents modèles utilisés en complément des mesures pour caractériser le comportement électrique, physique et chimique des décharges électriques.

## II.2 DESCRIPTION DES PARTICULES PRESENTES DANS UN PLASMA

Les décharges hors équilibre à basse pression permettent de générer des plasmas froids hors équilibre thermodynamique dont la température des électrons est bien supérieure à celle des particules lourdes. Ces plasmas se composent généralement de particules neutres excitées ou non, dissociées ou non, d'électrons et des ions positifs et négatifs.

### II.2.1 NEUTRES STABLES

Ils se définissent comme les atomes ou molécules qui ne se dissocient pas spontanément, ne réagissent ni avec eux-mêmes, ni avec d'autres neutres stables, ni avec les parois. Il convient de distinguer entre les neutres stables condensables (atomes de métal dans une métallisation par pulvérisation, molécules diverses sur des parois fortement refroidies) et les neutres stables gazeux ne sont détruits que par collisions avec une particule porteuse d'énergie. Généralement, les neutres stables gazeux sont très largement majoritaires par rapport aux autres espèces dans les plasmas à basse pression qui nous intéressent.

### II.2.2 ELECTRONS

Les électrons libres représentent le véritable moteur des décharges électriques. Du fait de leur masse relativement très faible, ils se déplacent beaucoup plus vite que les autres espèces et sont par conséquent les premiers à emmagasiner l'énergie du champ électrique qui leur permettra ensuite d'exciter, de dissocier et d'ioniser le milieu gazeux. C'est aussi les électrons qui, du fait de leur grande mobilité, sont les premiers responsables de la conductivité électriques des plasmas.

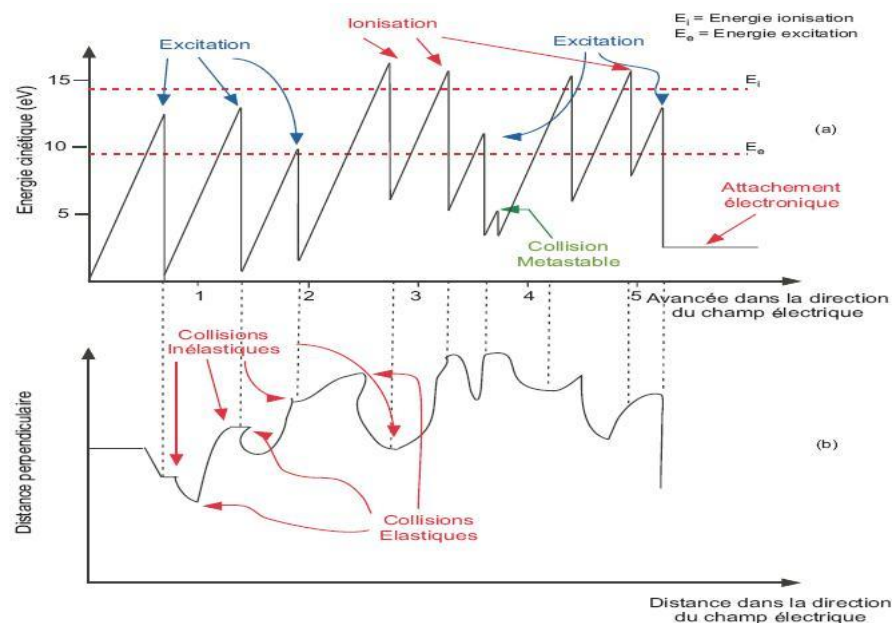
Le mouvement d'un électron soumis à un champ électrique uniforme dans un milieu gazeux quelconque est illustré dans la figure (II.1), dont la première (a)

représente l'énergie de l'électron en fonction de la distance parcourue dans la direction du champ et la deuxième (b) indique la trajectoire du même électron en fonction de la distance parcourue dans la direction du champ [Co-1].

L'électron est, tout d'abord, accéléré par le champ électrique et son énergie cinétique augmente de façon linéaire. Lors de son trajet, cet électron subit ensuite un certain nombre de collisions élastiques dans lesquelles son énergie cinétique demeure pratiquement inchangée. La trajectoire de l'électron est alors déviée au cours du choc avec un angle aléatoire (collisions isotropes).

Lorsque son énergie cinétique devient supérieure à celles des niveaux d'excitation de l'atome ou de la molécule neutre, la collision peut devenir inélastique. L'énergie cinétique de l'électron est alors transférée à la particule cible sous forme d'énergie interne et l'électron repart avec une énergie réduite ou voisine de zéro.

Si au moment d'un impact, l'énergie de l'électron a pu devenir supérieure à celle du seuil d'ionisation de la particule neutre, la collision peut devenir ionisante et libérer un nouvel électron libre qui participera à l'augmentation du taux d'ionisation du gaz.



**Figure II.1:** Mouvement d'un électron dans un champ électrique uniforme

Lors d'une collision avec une particule lourde excitée, l'électron peut également augmenter son énergie cinétique en désexcitant la particule: on parle alors de collisions super-élastiques.

L'électron peut également perdre sa mobilité en se recombinant avec un ion positif atomique ou moléculaire ou en s'attachant à une particule lourde électronégative pour former un ion négatif lent [Co-1].

Enfin, sous l'effet d'un choc avec une particule lourde ou avec un électron libre, cet ion négatif peut à nouveau libérer l'électron qui lui est attaché.

La probabilité d'occurrence de chaque type de collision dépend à la fois de la nature de la particule cible et de l'énergie cinétique de l'électron au moment de la collision. Pour un même milieu gazeux, le paramètre caractéristique spécifique sera donc le champ réduit  $E/N$  où  $N$  est la densité des neutres. Par contre pour chaque gaz ou mélange de gaz, le comportement de la décharge dépendra essentiellement des sections efficaces de collision entre l'électron libre et les particules lourdes. [Kr-1].

### II.2.3 IONS POSITIFS ET NEGATIFS

A l'inverse des électrons qui sont tous identiques, la nature des espèces ioniques dans une décharge hors équilibre peut être très variée. Dans les décharges électriques qui nous intéressent, les ions généralement formés par ionisation sont mono-chargés mais peuvent être mono ou polyatomiques. En présence de gaz électronégatifs, on trouve aussi des ions négatifs. Ces ions se forment généralement par attachement, dissociatif ou non, d'un électron libre sur une molécule électronégative.

### II.2.4 ETATS EXCITES

Lors de l'impact de particules énergétiques avec les atomes et les molécules du milieu gazeux peuvent se retrouver dans un état excité, énergétiquement supérieur au niveau fondamental. L'énergie interne peut être stockée de différentes manières [Be-5]:

#### ➤ ENERGIE DE ROTATION

Les espèces moléculaires peuvent acquérir une énergie de rotation. Cette énergie est quantifiée, le saut d'énergie entre niveaux est faible, de l'ordre de 0.01 eV.

#### ➤ ENERGIE DE VIBRATION

Ce type d'excitation correspond à une déformation périodique de la structure moléculaire. On peut, d'une manière simpliste distingué entre la vibration d'élongation d'une liaison chimique et les vibrations de torsion angulaire de deux liaisons. Là encore la molécule ne peut passer d'un état d'énergie à un autre état que par un saut quantique. L'ordre de grandeur de ces

sauts d'énergie est de 0.1 eV.

➤ *ENERGIE ELECTRONIQUE*

Un atome ou une molécule peut voir, à la suite d'une excitation, un de ses électrons placés sur une orbitale plus énergétique. L'espèce est alors excitée électroniquement et aussi les niveaux d'énergie électroniques sont quantifiés. L'énergie de ces niveaux est de plusieurs électronvolts.

Une espèce excitée électroniquement peut aller d'un niveau inférieur à un autre supérieur absorbant de l'énergie. Dans le cas inverse, le passage du niveau supérieur au niveau inférieur optiquement permis est une désexcitation qui permet l'émission d'un photon dont l'énergie correspond à la différence d'énergie entre les deux niveaux. L'espèce excitée peut être :

- ❖ dans un état radiatif qui disparaît par émission spontanée en quelques centaines de nanosecondes;
- ❖ ou bien dans un état excité métastable ayant une durée de vie beaucoup plus longue et généralement disparaît par des collisions qui souvent jouent un rôle important dans l'entretien de la décharge.

➤ *PHOTONS*

Les photons sont le plus souvent émis par désexcitation des états électroniques, ils sont donc d'énergies ou des spectres de raies bien définies. Nos décharges électriques peuvent émettre des photons dans une large bande spectrale allant de l'UV jusqu'au visible voire l'infra-rouge. Ces spectres, caractéristiques des espèces émissives sont donc porteurs d'information sur la composition du plasma et sont utilisés pour caractériser le plasma par exemple par spectroscopie d'émission. La quantité de photons émise par le plasma peut représenter une part notable de l'énergie dissipée dans la décharge.

### **II.3 DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ**

Si le champ électrique appliqué à un gaz est suffisamment intense, celui-ci devient plus ou moins conducteur et les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge dans les gaz: ils sont dus à l'apparition d'électrons et d'ions libres.

#### **II.3.1 PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES**

Pour l'étude des décharges électriques, il faut prendre en considération certains paramètres et leur influence sur le développement de cette décharge.

### II.3.1.1 CHAMP ELECTRIQUE

Le champ électrique est le paramètre le plus important, parce qu'il est responsable de la production des décharges électriques (création des particules chargées). La connaissance des valeurs du champ électrique dans chaque point du domaine d'étude nous permet d'avoir des informations sur les phénomènes qui se manifestent dans les décharges électriques. Le champ électrique est gouverné par l'équation de poisson comme suit:

$$\text{div}\vec{E} = -\rho / \varepsilon_0 \quad (\text{II.1})$$

$\vec{E}$  est le champ électrique,  $\rho$  étant la densité des charges électriques et  $\varepsilon_0$ : la permittivité de l'espace libre.

D'où:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}U \quad (\text{II.2})$$

### II.3.1.2 FONCTION DE DISTRIBUTION DES PARTICULES

Si on considère un gaz de  $N$  particules alors la fonction de distribution  $f$  de ces particules peut être définie comme étant le nombre de particules qui, à l'instant  $t$ , se trouvent dans les positions  $r$  et  $r+dr$  dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v+dv$ .

Donc :

$f$  est une fonction du temps, de la position et de la vitesse,  $f \equiv f(t,r,v)$

Pour les molécules polyatomiques, il y a d'autres coordonnées qui doivent être prises en compte tels que: les liaisons entre les atomes constituant les molécules et les angles entre ces liaisons.

En physique statistique il y en a trois fonctions de distribution qui sont: *Fermi-Dirac*, *Bose-Einstein* et celle de *Maxwell-Boltzmann* [Fe-1][Re-1]

Si le gaz est en équilibre thermodynamique et l'énergie d'interaction entre ses particules est négligeable devant leur énergie cinétique, la fonction de distribution qu'on utilise est généralement la fonction de *Maxwell-Boltzmann* définie par :

$$f_M = \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{-mv^2}{2kT} \right) \quad (\text{II.3})$$

$m$ ,  $k$  et  $T$  étant respectivement, la masse, la constante de Boltzmann et la température.

Les coefficients macroscopiques, tels que le premier coefficient de Townsend, le coefficient d'attachement sont obtenus grâce à la fonction de distribution des particules suivant les relations:

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v} \left( \frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} m v^2 \sigma_i(v) f(v) dv \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v} \left( \frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} m v^2 \sigma_{at}(v) f(v) dv \quad (\text{II.5})$$

$\alpha$  est le coefficient d'ionisation,  $\eta$  le coefficient d'attachement,  $\frac{e}{m}$  le rapport de la charge de l'électron et sa masse,  $v$  la vitesse de dérive,  $E$  le champ électrique,  $\sigma_i(v)$  et  $\sigma_{at}(v)$  les sections efficaces d'ionisation et d'attachement,  $f(v)$  est la fonction de distribution des électrons et  $v$  la vitesse.

Aussi, en connaissant la fonction de distribution des vitesses des particules on peut déduire n'importe quelle valeur moyenne: la densité, la vitesse moyenne, les quantités de mouvement et l'énergie moyenne des particules constituant le gaz.

Le développement des décharges électriques dans les gaz est géré par les coefficients macroscopiques.

### II.3.1.3 PREMIER COEFFICIENT DE TOWNSEND

Considérons un gaz sous pression  $p$  mis entre deux électrodes métalliques planes séparées par une distance  $d$  comme le montre la figure (II.2). Si aucun champ électrique n'est appliqué, alors un équilibre est établi entre les électrons et les molécules du gaz. Cet équilibre est perturbé lorsqu'on applique un champ électrique  $E$ . Les électrons libres produits à la cathode se dirigent vers l'anode. Ils sont accélérés par le champ électrique. Lorsqu'ils acquièrent une énergie suffisante pour l'ionisation, il se produit de nouveaux électrons [Ku-1].

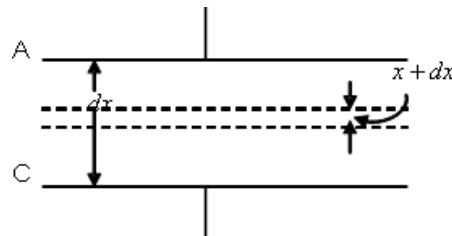
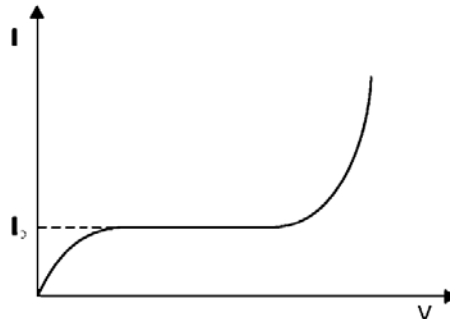


Figure II.2 : Schéma représentatif de l'intervalle inter-électrodes

Townsend a étudié la variation du courant en fonction de la tension appliquée, il a trouvé que le courant augmente en augmentant la tension et reste

constant à  $I_0$  qui correspond au courant de saturation. A des grandes valeurs de la tension appliquée, la variation suit une loi exponentielle. La variation du courant est représentée dans la figure (II.3).



*Figure II.3: Variation du courant en fonction de la tension*

Pour mieux comprendre le mécanisme de multiplication des électrons, Townsend a introduit un coefficient dit le *premier coefficient de Townsend*  $\alpha$  qui représente le nombre de paires électron-ion produites par un électron par unité de longueur.

$$dn = \alpha n dx$$

$$\text{Or } \frac{dn}{n} = \alpha dx$$

Après intégration de l'équation entre A  $x=0$  et  $x=d$ , on trouve que le nombre d'électrons augmente exponentiellement [Ku-1][Me-2].

$$\ln n = \alpha x + A$$

$$\text{A } x=0, n=n_0 \text{ donc: } \ln n_0 = A$$

$$\ln n = \alpha x + \ln n_0$$

$$n = n_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{II.6})$$

En termes de courant :

$$I = I_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{II.7})$$

Le terme  $\exp(\alpha d)$  est appelé *avalanche électronique*, il représente le nombre d'électrons produit par un électron en se déplaçant de la cathode vers l'anode.

#### II.3.1.4 SECOND COEFFICIENT DE TOWNSEND

Soit  $n_0$  le nombre des électrons initial,  $n_+$  le nombre d'ions résultants du bombardement ionique et  $n$  le nombre des électrons qui arrivent à l'anode. Le

second coefficient de Townsend  $\gamma$  est défini comme étant le nombre d'électrons produits par un ion positif.

$$n = (n_0 + n_+) \exp(\alpha d)$$

Le nombre d'électrons produits par le gaz est  $n - (n_0 + n_+)$  chaque ion va générer  $\gamma$  électrons secondaires de la cathode et le nombre d'ions est donné par :

$$n_+ = \gamma [n - (n_0 + n_+)]$$

$$n_+ = \frac{\gamma(n - n_0)}{(1 + \gamma)}$$

Remplaçons  $n_+$  par son expression dans l'expression de  $n$  on trouve :

$$\begin{aligned} n &= \left[ n_0 + \frac{\gamma(n - n_0)}{(1 + \gamma)} \right] \exp(\alpha d) \\ &= \frac{(1 + \gamma)n_0 + \gamma n - \gamma n_0}{(1 + \gamma)} \exp(\alpha d) \\ &= \frac{n_0 + \gamma n}{1 + \gamma} \exp(\alpha d) \end{aligned}$$

Donc :

$$\begin{aligned} n(1 + \gamma) - \gamma n \exp(\alpha d) &= n_0 \exp(\alpha d) \\ n[1 + \gamma - \gamma \exp(\alpha d)] &= n_0 \exp(\alpha d) \end{aligned}$$

Alors :

$$n = \frac{n_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma(\exp(\alpha d) - 1)} \quad (\text{II.8})$$

En termes de courant

$$I = \frac{I_0 \exp(\alpha d)}{[1 + \gamma - \gamma \exp(\alpha d)]} \quad (\text{II.9})$$

### II.3.1.5 DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES

Le coefficient de diffusion des ions dans leur propre gaz neutre est 4 ou 5 fois plus petit que celui des molécules neutres. A cause du potentiel d'interaction ion molécule neutre qui est supérieure 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 plusieurs milliers de fois plus grand que celui des ions et des neutres, à cause de leur faible masse.



À la différence des ions, il n'y a pas en général de relation simple entre le coefficient de diffusion et la mobilité des électrons, la vitesse d'entraînement des électrons soumis à une force extérieure est en général si grande que la répartition des vitesses résultantes n'est plus du tout maxwellienne ; la vitesse d'entraînement n'est même plus proportionnelle à la force appliquée.

### II.3.1.6 CLAQUAGE ELECTRIQUE (CONDITION D'ENTRETIEN DE LA DECHARGE ELECTRIQUE)

L'augmentation de la tension donne aux électrons suffisamment d'énergie cinétique pour induire l'ionisation des particules neutres du gaz par collisions. Les ions positifs aussi gagnent de l'énergie pour les émissions secondaires et la multiplication des électrons est régénérée. C'est le phénomène du claquage électrique et la décharge est dite autonome. Le courant va être maintenu.

### II.3.1.7 LOI DE PASCHEN

La condition du claquage électrique nous permet d'obtenir l'équation suivante [Pe-2]:

$$A p d \exp\left(-\frac{B p}{E}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

$A$  et  $B$  sont des constantes propres à chaque gaz.

$\gamma$ ,  $p$  et  $d$  sont respectivement, le coefficient d'émission électronique secondaire, la pression du gaz et la distance inter-électrodes.

Si le champ électrique est appliqué entre deux électrodes planes et parallèles, on a :

$$E = \frac{U}{d}$$

Alors :

$$U = \frac{B p d}{\ln\left[\frac{A p d}{1 + \frac{1}{\gamma}}\right]}$$

$$U = f(p d)$$

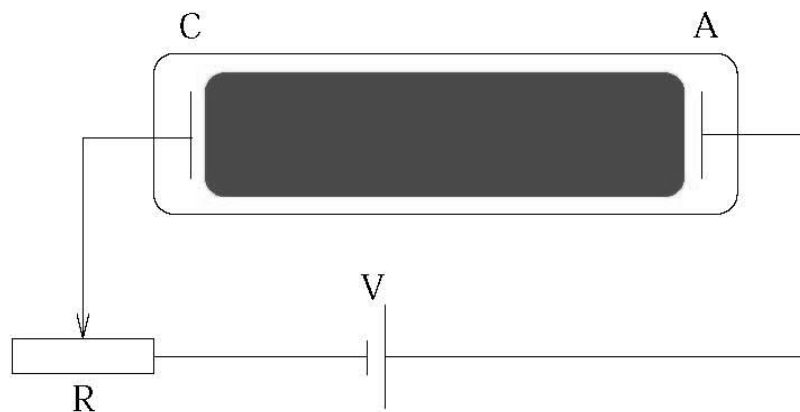
Pour des valeurs de  $p d > (p d)_{min}$ , les électrons font plus de collision avec les molécules du gaz qu'avec  $(p d)_{min}$  mais l'énergie de ces collisions est petite. Donc

pour obtenir de l'ionisation et du claquage, un potentiel élevé doit être appliqué [Ku-1].

### II.3.2 CARACTERISTIQUES CLASSIQUES COURANT-TENSION D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE

L'application d'une tension continue entre deux électrodes d'un tube à gaz reste la méthode la plus classique et simple pour réaliser une décharge. Nous la prendrons comme exemple pour passer en revue différents types de décharges en adoptant comme critère de classification les régimes de fonctionnement successifs obtenus en faisant varier la tension appliquée (voir la figure (II.4)).

En agissant sur la résistance de charge  $R$  et sur les valeurs du générateur de tension  $V$ , nous pouvons faire varier le courant traversant le gaz, depuis des valeurs très faibles de l'ordre de  $10^{-18}$  A jusqu'à quelques dizaines d'ampères. A chacune des valeurs de courant correspond une valeur de tension  $V$  aux bornes du tube, ce qui définit la caractéristique courant-tension de la décharge [Br-1][Ko-1] [Sa-2] [Ca-2].



*Figure II.4: Configuration pour l'étude des décharges basse pression*

La figure (II.5) représente la caractéristique classique courant-tension de la décharge dans le cas d'un gaz plutôt à relativement basse pression. Cette courbe fait apparaître plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement résumés ci-dessous en partant d'une décharge non autonome jusqu'au claquage du gaz se traduisant par un arc électrique qui correspond aux courants les plus forts. Ce dernier régime, caractérisé par la génération de plasmas thermiques ou quasi-thermiques constitue à lui seul un vaste domaine d'étude et d'applications.

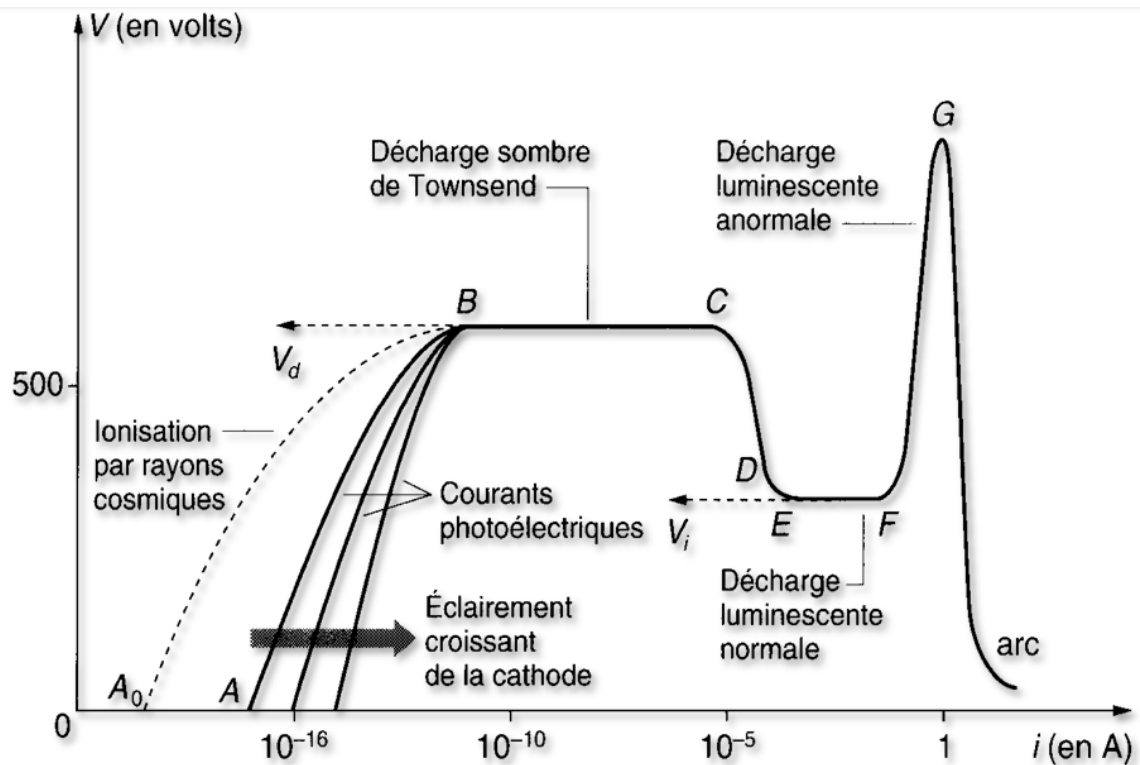


Figure II.5: Régimes de décharge en courant continu [Me-1][Lo-1][Dr-1]

### II.3.2.1 DECHARGE TOWNSEND ET CLAQUAGE

Dans les régions où les courants et les tensions sont encore faibles (moins de  $10^{-11}$  A, quelques 10 V), la décharge n'existe qu'en présence d'un agent d'ionisation d'origine extérieure. Elle ne peut s'entretenir d'elle-même si cet agent disparaît. Pour cette raison, elle est dite non autonome [Co-1][Er-1][De-2][La-2], elle se présente par ailleurs sous un aspect sombre. Le taux d'excitation des atomes reste très faible. Les électrons libres présents initialement dans le milieu gazeux sont produits à l'aide du rayonnement extérieur (rayons cosmiques, radioactivité) ou bien par émission secondaire de la cathode par effet thermoïonique ou photoélectrique. Le courant généré dans le circuit, en fonction du nombre d'espèces chargées ayant rejoint les électrodes, va croître, dans un premier temps, avec la tension appliquée, à partir d'une certaine tension, presque toutes les espèces chargées (ions et électrons) rejoignent les électrodes. Le courant sature et cesse de dépendre de la tension. Cette saturation est déterminée par le taux de charges créées par les sources externes.

Avec l'augmentation de la tension et avant d'atteindre la saturation, le courant se remet à croître parce que le gaz s'ionise par impact électronique, amplifiant le courant dû aux sources externes. C'est l'avalanche électronique résultant de ces processus primaires. Le courant est multiplié par un facteur

$Exp(\alpha.d)$  qui correspond au nombre de paires d'ions produites par une avalanche électronique traversant l'espace inter-électrodes. La distance  $d$  est la distance séparant les électrodes et  $\alpha$  est le premier coefficient de Townsend. Ce coefficient d'ionisation définit le nombre d'électrons produits sur le chemin d'un électron parcourant  $1\text{ cm}$  dans le sens du champ électrique.

Dans cette région le courant n'est toujours pas auto-entretenu. Pour cela il faut augmenter encore la tension pour que les processus d'émission secondaire (photo-ionisation, bombardement ionique et métastables) entrent en jeu (création d'électrons par les particules issues des processus primaires d'ionisation ou d'excitation par impact électronique)[Me-3]. Les processus d'émission secondaire sont d'autant plus efficaces, pour la multiplication des avalanches, s'ils se produisent à la cathode: les électrons sont ainsi accélérés sur tout l'espace inter-électrodes jusqu'à l'anode, fournissant une ionisation plus importante qu'un électron provenant du milieu de l'espace inter-électrodes. Dans la région de claquage, la tension aux bornes des électrodes atteint le seuil de saturation et l'amplification des électrons entre les électrodes tend vers l'infini, autrement dit que la relation suivante est vérifiée.

$$\gamma[e^{\alpha d} - 1] = I \quad (\text{II.10})$$

Où  $\gamma$  est le second coefficient de Townsend [To-1]

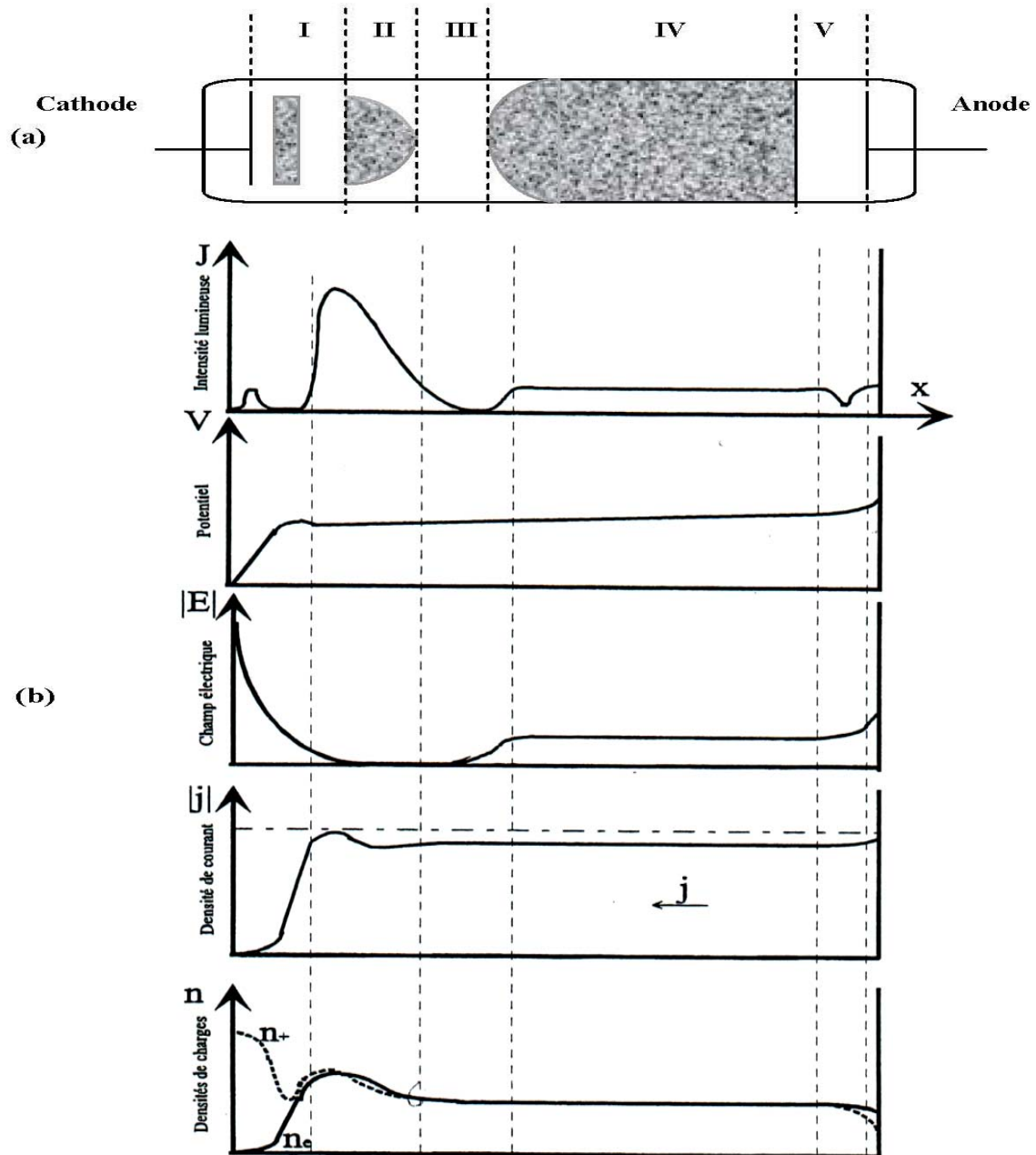
La condition précédente (II.10) définit le potentiel disruptif en fonction de la distance  $d$ , c'est à dire la condition pour laquelle la décharge s'entretient sans apport d'électrons extérieurs. Nous parlons alors de décharges autonomes ou décharges sombres de Townsend [Ar-1][Du-1]

### II.3.2.2 DECHARGE LUMINESCENTE

On distingue trois régimes dans les décharges luminescentes: subnormal, normal et anormal (voir figure (II.5)). Pour le régime normal, la tension est constante et le courant est faible, la surface de la décharge ne recouvre pas radialement toute la surface des électrodes. Quand le courant augmente, la décharge s'étale radialement. A partir d'un certain courant, la surface de la décharge recouvre toute la surface des électrodes. Si on augmente encore le courant, la tension augmente pour maintenir la condition d'auto-entretien; on se trouve alors dans le régime anormal. Entre la cathode et l'anode, on distingue cinq zones, identifiables par leur luminosité (figure II.6) [Sa-2].

La répartition du champ électrique diffère dans chacune de ces zones. Dans l'espace cathodique les électrons quittant la cathode sont accélérés par un champ

électrique intense dû à la charge d'espèce accumulée à proximité de la cathode. Ce champ permet aux électrons de gagner assez d'énergie pour ioniser et exciter le gaz.



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

(a) aspect de la décharge

(b) répartition longitudinale des caractéristiques

Figure II.6: Propriétés principales d'une décharge Luminescente [De-1]

La première couche lumineuse apparaît par suite des processus de désexcitation. Puis, ces électrons qui ont perdu leur énergie sont à nouveau accélérés: ils engendrent d'autres couches lumineuses de faible intensité et beaucoup d'électrons gagnent une énergie capable de provoquer l'ionisation du gaz.

La lueur négative est la zone la plus lumineuse, car les électrons arrivant de la chute cathodique sont très rapides et par suite ils sont responsables aux nombreux processus d'excitation et également d'ionisation, les particules excitées émettent de la lumière en se désexcitant. Les électrons qui ont perdu leur énergie atteignent l'espace de Faraday où il n'y a aucune émission lumineuse et la charge d'espace majoritaire est négative car cette zone est caractérisée par un déficit de réactions qui conduit à la croissance de champ électrique et donc les électrons à nouveau gagnent l'énergie. Dans la colonne positive les densités d'espèces chargées positivement et chargées négativement sont égales; comme la charge globale d'espace tend vers zéro, les électrons sont ralentis et le champ devient quasi nul. Pour que la décharge soit auto-entretenu, il faut créer des électrons par ionisation pour compenser les pertes aux parois. C'est dans la colonne positive que le champ va augmenter suffisamment pour accélérer de nouveau les électrons qui avaient été ralentis dans la lueur négative. La zone anodique comprend l'espace sombre anodique et la gaine anodique, elle est caractérisée par une charge d'espace négative et une chute de tension anodique et par suite un champ électrique important que dans la colonne positive, cela peut provoquer des réactions réactives qui expliquent l'existence d'une certaine luminosité.

### II.3.2.3 DECHARGE D'ARC

Le régime d'arc est caractérisé par une très faible tension de maintien (quelques dizaines de volts), de fortes densités de courant et un échauffement important de la décharge dont la température peut facilement atteindre plusieurs milliers de Kelvin. Le maintien du régime d'arc est également gouverné par des processus élémentaires à la cathode. Ces processus très complexes sont cependant différents de ceux rencontrés dans le cas des décharges luminescentes. On cite souvent des effets comme l'effet thermoïonique, l'émission de champ, etc. Le maintien d'un régime d'arc impose également de fortes contraintes sur l'alimentation électrique qui doit pouvoir assurer la circulation de courants forts.

## II.4 MODELISATIONS DES PLASMAS DE DECHARGE ELECTRIQUE

Les premiers modèles qui ont tenté de décrire la physique d'une décharge luminescente sont les modèles analytiques apparaissant dans les années trente et quarante. Ces théories ont permis d'obtenir les relations entre la chute de potentiel dans la région cathodique  $V_c$ , la longueur de la région cathodique  $d_c$  et la densité de courant de décharge  $j$  dans le régime anormal. Les chercheurs ont établi des relations analytiques entre  $V_c$ ,  $d_c$  et  $j$  en supposant la distribution linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique, fait déduit de l'expérience. Les premiers modèles, ainsi que les modèles analytiques développés ultérieurement ont rendu possible la compréhension des caractéristiques individuelle de la décharge. La description de la décharge dans son ensemble et la compréhension plus approfondie nécessite la simulation numérique.

Après les premiers résultats numériques sur l'effet de la charge d'espace sur la caractéristique courant-tension [Wa-2] et sur les caractéristiques de la région cathodique publiés par Ward [Wa-3], l'intérêt et l'effort fournis dans ce domaine redoublent grâce aux nouvelles applications industrielles.

L'accès aux ordinateurs performants a stimulé le développement des modèles numériques permettant la description et les prédictions de plus en plus précises et la compréhension des phénomènes physiques inexpliqués jusqu'à présent.

La modélisation des plasmas de décharge électrique est aujourd'hui considérée comme un outil complémentaire à l'analyse expérimentale pour la conception et l'optimisation du réacteur plasma en vue de telle ou telle application.

La modélisation et la simulation numérique nous permet pour un dimensionnement précis du réacteur plasma d'avoir les paramètres opératoires optimaux en ce qui concerne notamment la composition du gaz, sa pression, la configuration des électrodes, les caractéristiques de l'alimentation électrique, etc. En effet, par la simulation on obtient des réponses rapides concernant les effets de tous ces différents paramètres opératoires sur la performance générale du système. Pour un réacteur donné, les modèles les plus précis de la décharge doivent être utilisés pour étudier le transport des particules chargées, épaisseurs des gaines, la distribution spatiale des radicaux, la dynamique de la gaine, etc.

En ce moment, il n'y a vraiment pas des logiciels commerciaux traitant tous les processus pertinents physiques et chimiques se produisant dans un plasma

hors équilibre à basse pression.

En raison de la complexité des systèmes et des restrictions du temps d'ordinateurs, des modèles simplifiés avec beaucoup d'approximations existent dans la littérature comme les modèles (0D, 1D). Ces approches permettent d'estimer quantitativement les caractéristiques fondamentales du plasma (densité d'électron, température, etc.) avec des temps de calcul raisonnable. De tels modèles peuvent être utilisés dans une première approche pour sélectionner certaines réactions et les données de base associées mais ne peuvent pas être utilisés comme outil prédictif.

Le développement d'un modèle de décharge plus rigoureux et réaliste doit tenir compte du fort couplage qui existe entre le champ électrique appliqué et le transport des particules chargées (les particules chargées se déplacent dans le champ qui dépend lui-même de leurs densités) [Gr-1][Ha-1][He-1][Ma-2] [Ve-1].

Le mouvement des particules dans la décharge est conditionné d'une part par les forces extérieures et d'autre part par les collisions avec les autres particules. Suivant la nature des collisions prépondérantes, le système formé par le plasma est décrit par plusieurs types d'équations [Me-4] (voir tableau (II.1)).

Nature des collisions prépondérantes	Equations décrivant le transport des particules chargées
Particules chargées - Neutres	Boltzmann
Particules chargées - Particules chargées	Focker - Planck
Régime non collisionnel	Vlasov

**Tableau II.1:** Nature des équations décrivant le transport des particules chargées en fonction de la nature des collisions entre particules

Pour le type de décharges auxquelles nous nous intéressons (décharge lumineuse basse pression), le plasma est faiblement ionisé et dominé par les collisions entre particules chargées et neutres, l'équation de Boltzmann régit alors le transport des particules.

L'équation de Boltzmann s'écrit [Ha-2][Vo-1][Zh-1]

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = \left( \frac{\delta f_i}{\delta t} \right)_{coll} \quad (\text{II.11})$$

Avec :

$\vec{v}$  : vitesse de la particule  $i$ ,  $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$  : l'accélération



Où  $\vec{F}(\vec{r}, t)$  est la force extérieure qui agit sur les particules de masse  $m$

Dans cette équation, la fonction de distribution  $f_i$  relative à une espèce  $i$ , est décrite dans l'espace des phases  $(\vec{r}, \vec{v}, t)$  de telle façon que la quantité  $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r d^3v$  représente le nombre de particules de type  $i$  ayant leur position  $\vec{r}$  et leur vitesse  $\vec{v}$  dans l'élément de volume  $d^3r d^3v$  de l'espace des phases, autour de la position  $(\vec{r}, \vec{v})$ , à l'instant  $t$ .

Le premier terme du membre gauche de l'équation (II.11),  $\frac{\partial f_i}{\partial t}$ , représente les variations temporelles de la fonction de distribution  $f_i$ , le second  $\vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}}$  l'effet de la diffusion spatiale des particules et le troisième  $\vec{a} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}}$  est l'action des forces extérieures sur les particules. Le terme de droite, appelé communément "terme de collision", traduit l'effet des collisions sur la redistribution en vitesse des espèces chargées de la décharge.

Dans un environnement plasma avec plusieurs espèces particulières, la représentation de la fonction de distribution correspondant à chaque particule est évaluée conformément aux propriétés macroscopiques qui caractérisent l'ensemble des particules. En général, les fonctions de distribution des différentes particules s'écartent de leur forme Maxwellienne c'est la raison pour laquelle le plasma est considéré dans des conditions de non-équilibre.

Les diverses particules présentent dans un gaz faiblement ionisé (électrons, ions, neutres) ont différentes influences sur les propriétés de la décharge électrique. L'analyse des populations de particules est essentielle pour les évaluations quantitatives dans le modèle de la décharge. Dans ce cas, la description du système exige la résolution de l'équation de Boltzmann pour chaque espèce chargée de la décharge électrique en prenant en compte l'importante différence qui existe dans leur comportement.

Les électrons, étant plus légers que les autres espèces, acquièrent la plupart de leur énergie durant l'intervalle de temps entre collisions par le champ électrique appliquée. Le transfert d'énergie entre électron-neutre est négligeable à cause de la différence qui existe entre leur masse alors que les collisions électron-ion sont des événements relativement rares dans des plasmas faiblement ionisés. Nous pouvons supposer que l'énergie électronique est la plus importante comparée aux énergies des ions et des neutres. En présence de forces extérieures et

des gradients spatiaux, le mouvement de la particule acquiert une vitesse de dérive et leur fonction de distribution devient anisotropique. Encore une fois, cet effet est particulièrement important pour les électrons ayant des masses beaucoup plus faibles. Pour cette raison la mobilité et le coefficient de diffusion électronique ont des valeurs beaucoup plus importantes que ceux des ions et des neutres. Finalement, les électrons jouent un rôle fondamental dans l'entretien de la décharge. Ils sont responsables de la recombinaison, de la dissociation et de l'ionisation du gaz. Ces arguments justifient entièrement l'importance donnée à l'estimation correcte de la fonction de distribution électronique dans le modèle de la décharge électrique.

Le transfert d'énergie très efficace entre ions et neutres, combiné avec le fait que l'énergie moyenne ionique est généralement beaucoup plus faible que l'énergie moyenne électronique, justifie l'usage d'une fonction de distribution ionique presque Maxwellienne à la température du gaz. La dernière supposition est correcte à conditions que la valeur du champ électrique soit raisonnable pour considérer que les ions et les neutres sont en équilibre. Cet équilibre Maxwellien mène à l'équipartition d'énergie parmi les degrés de liberté c'est-à-dire chaque degré de liberté à la même valeur d'énergie à l'équilibre [Li-1][Li-2]. Cependant, l'énergie ionique peut augmenter au-dessus de l'énergie thermique des neutres dans les zones de la décharge électrique où les valeurs du champ électrique sont plus intenses, loin de ces zones la fonction de distribution présente des caractéristiques de non-équilibre.

La résolution de l'équation (II.11) permet de connaître la fonction de distribution  $f_i$  de la particule  $i$  en chaque point et en chaque instant. Dans notre cas, les forces extérieures sont celles engendrées par le champ électrique, qui a par conséquent une influence sur les fonctions de distribution. Or, le champ électrique dépend lui-même des densités de charge par l'intermédiaire de l'équation de Poisson (II.12).

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_-) \quad (\text{II.12})$$

On voit donc la nécessité ici de coupler la résolution des équations de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson. La dénomination de "modèle auto-cohérent" s'applique aux modèles pour lesquels un tel couplage est réalisé.

En déterminant la fonction de distribution  $f_i$ , on a accès à toutes les grandeurs macroscopiques caractérisant l'espèce  $i$  à un instant  $t$  donné, sachant que la grandeur moyenne  $\chi$  de l'espèce  $i$  est liée à  $f_i$  par:

$$\chi_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int_{\vec{v}} \chi f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{II.13})$$

Où  $n_i(\vec{r}, t)$  est la densité moyenne de l'espèce  $i$ , définit par:

$$n_i(\vec{r}, t) = \int_{\vec{v}} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{II.14})$$

La résolution numérique directe de l'équation de Boltzmann sans lui apporter des simplifications considérables est relativement complexe. Trois approches sont alors possibles pour décrire plus simplement la cinétique des particules chargées de la décharge électrique.

- ❖ Modèle Particulaire (Microscopique)
- ❖ Modèle Fluide (Macroscopique)
- ❖ Modèle hybride

#### II.4.1 MODELE PARTICULAIRE

Dans un modèle particulaire, on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des particules chargées et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatio-temporelle (II.11) peut être résolue de façon pratique en faisant appel à une approche cinétique de types Monte Carlo [He-2][Al-1] pour une description plus détaillée de la décharge électrique [Ca-3][He-2][He-1]. Le calcul rigoureux des coefficients de transport est complexe et fait intervenir les sections efficaces des collisions élastiques et inélastiques qui caractérisent la probabilité de l'interaction entre deux particules chargées qui peuvent être électron, ion, atome neutre ou molécule.

Le modèle particulaire est basé sur le traitement d'un échantillon représentatif de chaque type de particules jouant un rôle dans la formation du plasma (par exemple, des électrons et des ions) et suivre leurs mouvements dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique.

Le domaine de calcul est spatialement divisé en cellule élémentaires. Les densités des particules chargées sont calculées au centre de chaque cellule. Le champ électrique est calculé dans ces cellules par la résolution de l'équation de Poisson. Puis, on calcule les nouvelles forces exercées sur chaque particule compte tenu de la charge d'espace accumulée. Le libre parcours ou le temps de vol libre de chaque particule est déterminé à l'aide de tirage d'un nombre aléatoire. Le type de collision est ensuite obtenu en comparant le rapport des fréquences ou des sections efficaces à un autre nombre aléatoire.

Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (Monte Carlo) [Ni-1], l'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèles fluides) peut aussi être analysée grâce à ces techniques [Su-1]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de décharge. Le lecteur peut avoir plus de détails sur les méthodes particulières dans la littérature [Va-2][Ra-2][Be-2][Be-3].

#### II.4.2 MODELE FLUIDE

Le modèle de décharge où la description du transport des particules est basée sur les valeurs moyennes est appelé modèle fluide.

En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un plasma faiblement ionisé doit être caractérisée en toute rigueur en utilisant l'équation de Boltzmann ou le modèle particulière. Mais en pratique, on peut aussi caractériser le plasma de décharge directement à partir des grandeurs moyennes: densité, vitesse moyenne, énergie moyenne, etc. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par les moments de l'équation de Boltzmann [De-2]. Ces moments correspondent à une série en théorie illimitée d'équations hydrodynamiques. La base des modèles fluide nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues.

La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère les équations de conservation de la densité et de la quantité du mouvement tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie.

Comme le système d'équations ainsi obtenu est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture du système ce qui exige des hypothèses supplémentaires sur les moments d'ordre supérieur et sur la fonction de distribution (pour calculer les fréquences moyennes de collisions). A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. On utilise donc des données de base pré-tabulées en fonction du champ électrique réduit  $E/N$ . A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées.

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

$$\frac{\partial n\bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n\bar{\chi}\vec{v} - na\nabla_{\vec{v}}\bar{\chi} = \int_{\vec{v}} \chi \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (\text{II.15})$$

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

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

En remplaçant  $\chi(\vec{v})$  par 1 dans l'équation (II.15), on obtient l'équation de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n\vec{v} = \int_{\vec{v}} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = S \quad (\text{II.16})$$

Les deux termes gauches de l'équation (II.16) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux  $n\vec{v}$ . Le terme de droite de la même expression correspond au terme source; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la fonction de distribution des espèces et de la pression.

De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant  $\chi(\bar{v})$  égale à  $m\bar{v}$  dans l'équation (II.15)

$$\frac{\partial nm\bar{v}}{\partial t} + nm(\bar{v} \cdot \nabla_{\bar{r}}) \cdot \bar{v} + \bar{v} (\nabla_{\bar{r}} \cdot nm\bar{v}) + \nabla_{\bar{r}} P - n\bar{F} = \int_{\bar{v}} m\bar{v} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (\text{II.17})$$

Avec :

- ❖  $\bar{F}$  : Force totale exercée sur la particule
- ❖  $m$  : Masse de la particule,  $v$  : vitesse de la particule,  $\bar{v}$  sa valeur moyenne.
- ❖  $P$  : Tenseur de pression cinétique.

Le membre gauche de l'équation (II.17) représente la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement ( $m\bar{v}$ ), sous l'effet des forces extérieures  $\bar{F}$  et de la pression  $P$ . Le terme de droite traduit l'effet des collisions sur le transport de la quantité de mouvement.

On le simplifie généralement en l'écrivant  $nmv_m\bar{v}$  ( $v_m$  est la fréquence moyenne de transfert de la quantité de mouvement). En injectant l'équation de continuité dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[ \frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla_{\bar{r}}) \right] \bar{v} = n\bar{F} - \nabla_{\bar{r}} P - Sm\bar{v} - nmv_m\bar{v} \quad (\text{II.18})$$

Une simplification nécessaire si l'on veut se contenter d'une équation d'énergie scalaire, est de supposer que le tenseur de pression est isotrope et diagonal. Le terme de pression se réduit alors au gradient de la pression scalaire :

$$p = nkT \left( = \frac{2}{3} n\bar{\varepsilon} \right) \text{ (où } p \text{ est la pression scalaire)}$$

et

$$\bar{\nabla} \bar{P} = \bar{\nabla} p \text{ (où } \bar{P} \text{ est le tenseur de pression cinétique)}$$

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

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

Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse de "l'équilibre local".

#### II.4.2.1 APPROXIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE LOCAL

L'hypothèse de l'approximation du champ électrique local suppose que les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions calculés au point  $r$  et à l'instant  $t$  données, sont une fonction exclusive du champ électrique local réduit  $\vec{E}(\vec{r},t)/N$  où  $E$  est l'amplitude du champ électrique et  $N$  est la densité du gaz. En d'autres termes, la fonction de distribution électronique en un point de l'espace des phases  $(\vec{r},t)$  est supposée être la même que celle existant dans un champ électrique uniforme réduit. Cet équilibre avec le champ électrique local implique que l'énergie gagnée par les électrons soumis au champ électrique est compensée localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes d'énergie dues aux collisions [Ri-2]. L'idée originale derrière cette approximation était d'utiliser les données expérimentales des paramètres de transports électroniques d'une décharge à courant continu de Townsend avec les coefficients de réaction électroniques calculées pour différentes valeurs du champ électrique réduit. Les coefficients de réaction électroniques ont été obtenus par intégration de l'échantillon d'électron correspondant à une fonction de distribution électronique locale.

Cette approximation généralement utilisée pour assurer la fermeture du système d'équations dans les modèles des décharges électriques [Gr-1][Gu-1][Li-3] est normalement insuffisante dans les régions de la gaine (où les électrons ne sont plus en équilibre avec le champ électrique) ce qui conduit à une surévaluation des paramètres de transports électroniques au niveau des limites du domaine de calcul. En général, Ce problème est évité en imposant comme solution pratique des paramètres constants de transports électroniques dans la région des gaines. En effet, ils peuvent gagner de l'énergie dans le champ intense et la déposer plus loin dans la lueur négative.

L'hypothèse n'est donc valable que pour certains cas restrictifs quand la variation du champ électrique sur la distance de relaxation d'énergie des

particules chargées est faible. Une étude monodimensionnelle dans le cas d'une décharge luminescente a été effectuée par Meyyappan [Me-5] et Pedoussat [Pe-3]. Cette approche a été utilisée par Bœuf [Bo-3] pour étudier la transition entre les décharges normales et anormales dans le cas d'une géométrie cartésienne bidimensionnelle. La discussion des différents comportements de décharge a été effectuée par Fiala [Fi-2].

Pour décrire d'une manière plus réaliste l'évolution des paramètres de la décharge, il est donc préférable d'introduire un moment supérieur de l'équation de Boltzmann. Ce moment correspondant à l'équation de transport de l'énergie, est obtenue en remplaçant  $\chi(\vec{v})$  par  $\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$  dans l'équation (II.15)[Ha-3]:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm\bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \left[ \frac{1}{2} nm \overline{(v \cdot v)v} \right] - nF \cdot v = \int_{\vec{v}} \frac{1}{2} mv^2 \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad (\text{II.19})$$

L'expression (II.19) est une équation scalaire, elle correspond en fait à la trace d'une équation tensorielle obtenue en remplaçant  $\chi(\vec{v})$  par  $(m \vec{v}\vec{v})$  dans l'équation (II.15). Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble), le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième la perte ou le gain d'énergie dû aux forces. Le membre de droite, quant à lui, traduit le terme de perte ou de gain de l'énergie dû aux collisions avec les autres espèces, c'est le terme de collision. De la même façon que pour les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, on définit une fréquence moyenne d'échange d'énergie  $\nu_e$  et on décrit le terme dû aux collisions, par  $-n_e \nu_e \bar{\varepsilon}_e$  ( $\bar{\varepsilon}_e$  étant l'énergie moyenne des électrons).

Pour les modèles fluides utilisant les trois premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse de " l'énergie moyenne locale ".

#### II.4.2.2 APPROXIMATION DE L'ENERGIE MOYENNE LOCALE

Dans l'approximation de l'énergie locale, On suppose que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale des particules. Autrement dit, la fonction de distribution est complètement déterminée par la densité et l'énergie moyenne locale électronique ou ionique. L'approche est capable de supprimer les variations non-physiques de la fonction de distribution électronique dans les régions de la gaine, obtenues quand l'approximation du champ électrique local est adoptée. Cette hypothèse est raisonnable pour la colonne positive d'une décharge luminescente mais elle n'est pas valable dans la



région cathodique. L'énergie moyenne est principalement déterminée par les électrons tandis que l'ionisation dans la lueur négative ne dépend que de la queue de la fonction de distribution et ne peut donc pas être fonction de l'énergie moyenne. Cette approche était adoptée par Schmitt et al [Sc-1] et Belenguer [Be-4], qui utilisent les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann (modèle fluide d'ordre deux) et supposent que la fonction de distribution est Maxwellienne pour les électrons.

Cependant, le modèle fluide ne permet pas de calculer les fonctions de distribution de différentes espèces chargées. Ce manque d'informations peut être compensé par le code hybride (particulaire-fluide). Les résultats du modèle fluide sont confrontés avec les données expérimentaux et les résultats du modèle particulaire correspondant.

#### II.4.3 MODELE HYBRIDE

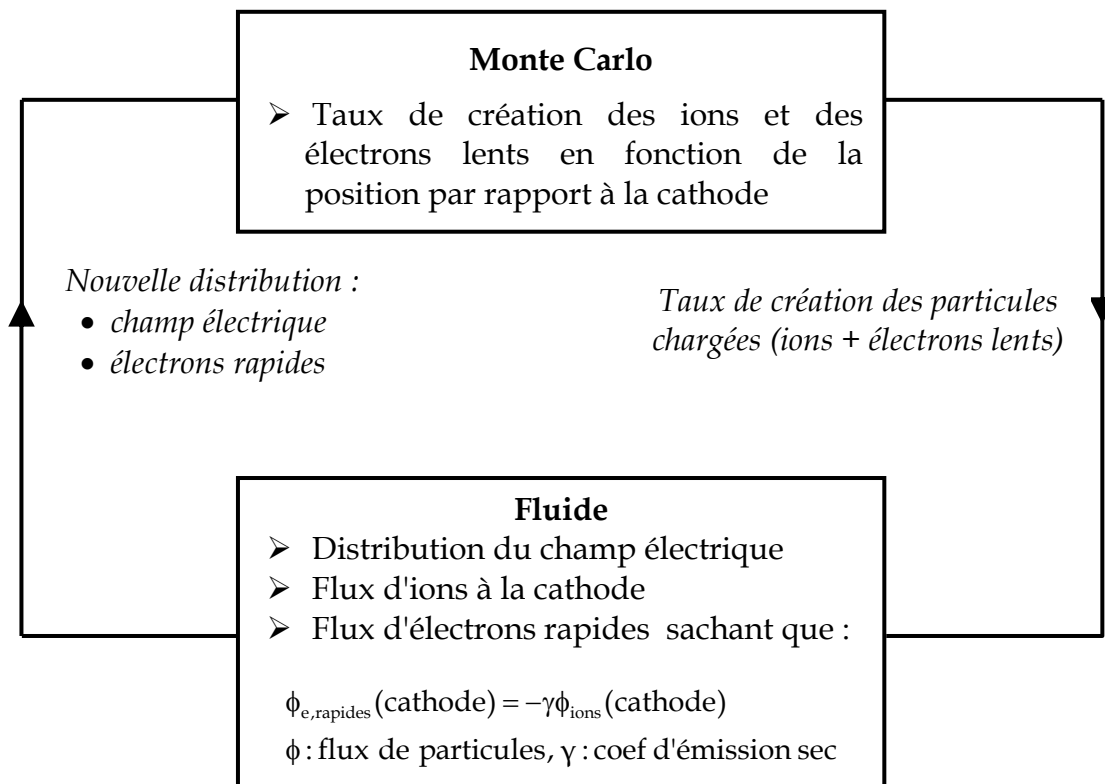
Implicitement, le terme hybride désigne une catégorie de modèle combinant les deux techniques de description des décharges citées précédemment, fluides et particulières [He-2][He-1]. Cependant, cette appellation ne se limite pas à cela, puisque la structure d'un modèle de ce type peut englober deux modules fluides couplés. L'idée est d'utiliser une zone tampon où les deux modèles fluide et particulaire seront déterminés. La solution du nouveau système d'équations sera égale à la somme des solutions obtenues à partir des équations des deux modèles. Une fonction artificielle est utilisée pour relier les équations à la fin de la zone tampon sur chaque domaine discrétisé. Ce modèle hybride évite la recherche d'une condition limite pour la méthode de décomposition particulière du domaine qui associe les équations cinétiques aux équations fluides [De-3].

Le terme modèle hybride est utilisé pour désigner une simulation en considérant deux groupes d'électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants [Fi-2]. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique.

Le problème principal, associé au modèle basé sur les moments de l'équation de Boltzmann, est de trouver une description réaliste du terme source d'ionisation due aux électrons énergétiques. Cet obstacle est surmonté en utilisant le modèle hybride. Dans ce type de modèle, on traite les propriétés des électrons rapides de façon microscopique tandis que les électrons froids du plasma sont décrits par les équations fluides sous l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale afin d'optimiser le temps de calcul [Va-3]. Le terme source

d'ionisation et le terme source d'excitation par impact électronique dans ce modèle, n'apparaîtront pas dans les équations hydrodynamiques car les électrons responsables à ces deux phénomènes sont les électrons les plus énergétiques. Alors, il ne reste comme terme source dans les équations de transport, que les termes des réactions de faible énergie (recombinaison, attachement, etc). Le modèle permet aussi une description des régions anisotropes (gaines) avec un temps de calcul raisonnable, comme il permet de décrire les interactions particules surfaces [So-1], ce qui est ajusté entre la description physique complète, le temps de calcul et la précision.

Cette approche est utilisée pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses par Fiala [Fi-3] ainsi que par Pitchford [Pi-2]. Borgaerts [Bo-4] sépare aussi la description des deux groupes d'électrons d'une décharge en continu (espace sombre de Faraday et leur négative) en utilisant un modèle hybride, dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrits par un modèle fluide (voir figure (II.7)).



**Figure II.7:** Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al. [Bo-4].

Le module Monte Carlo est basé sur le principe décrit précédemment, les électrons dont l'énergie est inférieure au seuil d'excitation sont considérés comme lents et sont alors injectés dans la partie fluide du modèle. Le module fluide est entièrement implicite et ne contient pas d'équations d'énergie puisque les électrons énergétiques sont traités par le module Monte Carlo. Le couplage entre les parties, fluide et Monte Carlo du modèle est illustré dans la figure (II-7). Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide, grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite.

## II.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement les particules présentes dans un plasma ainsi que l'influence de certains paramètres électriques et physiques sur le développement de la décharge, nous trouvons par la suite la description des décharges luminescentes en régime continu, en évoquant les différentes régions créées dans l'espace inter-électrodes et leurs caractéristiques et propriétés. Nous avons enfin abordé les différentes approches physiques pour caractériser ces décharges hors équilibre: le modèle fluide répond à de nombreuses approximations, mais permet, sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapidement. Il existe à l'opposer une approche dite microscopique ou particulaire traitant directement l'équation de Boltzmann; Des modèles hybrides à mi-chemin des deux extrêmes précédents ont également été développées.

Le chapitre suivant sera consacré au développement d'un modèle fluide d'ordre 2 en géométrie tridimensionnelle. Ce modèle sera appliqué aux décharges luminescentes basse pression en régime continu.

## CHAPITRE III

---

### DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION- MODELISATION FLUIDE EN GEOMETRIE TRIDIMENSIONNELLE

Le développement de l'outil informatique nous permet aujourd'hui de mettre au point des codes de calculs de plus en plus performants pour la modélisation des décharges électriques en réduisant les temps de calculs et en augmentant leurs précisions. Dans ce chapitre nous allons utiliser des outils numériques récents pour la résolution tridimensionnelle des équations de transport du modèle fluide d'ordre deux dans le cas d'une décharge lumineuse basse pression. Il s'agit des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson. Ce couplage nous permet de prédire avec une bonne précision les caractéristiques physique et électrique de la décharge à étudier. L'écriture des équations de transport de notre modèle est effectuée en coordonnées cartésiennes.

La fermeture du système d'équations ainsi obtenu est effectuée en utilisant l'approximation de l'énergie moyenne locale.

D'après la littérature spécialisée, on sait très bien que la résolution numérique tridimensionnelle des équations de transport d'un modèle fluide auto-cohérent est une épreuve très pénible et très coûteuse en temps de calcul. Dans ce travail, nous avons opté pour une autre alternative en utilisant la méthode du pas en temps fractionné (technique du time splitting). Cette méthode a pour but d'apporter certaines simplifications mathématiques qui consistent à transformer les équations de transport tridimensionnelles à une succession d'équations monodimensionnelles dans chacune des directions de l'espace.

Ces équations de transport en 1D ainsi obtenues après transformation sont de type dérive-diffusion dont la résolution est assurée en utilisant le schéma de différences finies implicite à flux exponentiel.

Dans notre code 3D, Le calcul des variations du potentiel et du champ électrique de la décharge luminescente dans l'espace inter-électrodes est effectué par la résolution de l'équation de Poisson. Le traitement numérique de cette équation est effectué par une méthode dite directe de Thomas pour la résolution suivant l'axe longitudinal de la décharge et une méthode itérative de sur-relaxation suivant les deux autres axes transversal et tangentiel.

La solution des équations de transport ainsi que l'équation de Poisson dépend essentiellement de l'introduction dans notre code 3D des conditions aux limites et des conditions initiales.

Vu la complexité du code numérique du modèle fluide d'ordre deux en géométrie tridimensionnel de la décharge luminescente développé dans le cadre de cette thèse, nous sommes obligé d'effectuer des tests de validité en comparant nos calculs avec ceux issus de la littérature. La dernière partie de ce chapitre, sera consacrée à la présentation des résultats de simulation définissant le comportement tridimensionnel de la décharge luminescente à basse pression.

### III.1 DESCRIPTION DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX TRIDIMENSIONNEL

Une décharge luminescente confinée dans un réacteur en géométrie cartésienne est caractérisée principalement par un plasma faiblement ionisé. Ces espèces chargées ont des comportements moyens semblables à celui d'un milieu hydrodynamique d'où est tiré le nom du modèle fluide. Les comportements des particules dans un modèle fluide sont exprimés par des équations similaires à celles de la mécanique des fluides qui utilise également des grandeurs moyennes

des vitesses et des énergies. Ces grandeurs moyennes des vitesses et des énergies suffisent largement pour la description des propriétés du milieu plasmagène.

Le développement et la mise au point du modèle fluide tridimensionnel va nous permettre d'avoir une description plus réaliste de la décharge lumineuse basse pression par rapport aux modèles 1D et 2D. Dans ce modèle, les comportements physique et électrique des particules chargées sont décrits par les équations de transport similaires à celles utilisées pour la modélisation d'un milieu hydrodynamique. Ce modèle fluide utilise généralement des grandeurs moyennes pour décrire le milieu.

L'étude que nous proposons du modèle fluide en géométrie tridimensionnelle d'une décharge lumineuse à basse pression est basée sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson pour le calcul du potentiel électrique. La résolution de ces trois premiers moments de l'équation de Boltzmann appelés aussi l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie électronique nous permet de déterminer les distributions spatio-temporelles des densités électroniques et ioniques, du potentiel électrique, du champ électrique et de l'énergie électronique, etc.

## III.2 EQUATIONS DE TRANSPORT DU MODELE FLUIDE EN 3D

Dans le modèle fluide objet de notre étude, seuls les électrons et les ions positifs qui constituent les espèces actives du milieu sont considérées. Ces espèces peuvent disparaître suite à des réactions d'excitation, d'ionisation et de recombinaisons après avoir réagi avec les parois du réacteur. Le plasma froid est décrit comme un gaz faiblement ionisé, caractérisé par des densités d'espèces neutres, d'ions et d'électrons. Dans son volume (loin des électrodes), un plasma est électriquement neutre.

### III.2.1 EQUATIONS DE CONTINUITÉ

Les équations de continuité décrivant l'évolution spatio-temporelle des électrons et des ions sont exprimées par les relations suivantes:

➤ *L'EQUATION DE CONTINUITÉ ÉLECTRONIQUE*

$$\frac{\partial n_e(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e(\vec{r}, t)}{\partial \vec{r}} = S_e(\vec{r}, t) \quad (\text{III.1})$$

$\vec{r}(x, y, z)$  est le vecteur position 3D

Avec  $n_e$  la densité électronique,  $\Phi_e$  le flux électronique et  $S_e$  le terme source électronique.

Pour ne pas alourdir nos équations, dans les prochains paragraphes nous allons omettre d'écrire  $(\vec{r}, t)$  sur tous les paramètres caractéristiques de la décharge électrique.

➤ L'EQUATION DE CONTINUITÉ IONIQUE

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_p}{\partial \vec{r}} = S_p \quad (\text{III.2})$$

Où  $n_p$ ,  $\Phi_p$  et  $S_p$  représentent respectivement la densité, le flux et le terme source ionique.

De dimensions  $m^{-3}s^{-1}$ , les termes sources électronique  $S_e$  et ionique  $S_p$  des deux équations de continuité (III.1) et (III.2) représentent la génération ou la perte des espèces chargées.

### III.2.2 EQUATIONS DE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

Souvent, les équations de transport de la quantité de mouvement électroniques et ioniques (III.3) et (III.4) dans les modèles fluides de la décharge électrique sont simplifiées en adoptant l'approximation de dérive-diffusion. Les équations de transport de la quantité de mouvement électroniques et ioniques ou les équations des flux expriment le nombre d'électrons qui traversent une surface unitaire par unité de temps.

En exprimant les flux électroniques et ioniques de dimension ( $m^{-2}s^{-1}$ ) comme une somme composée du terme des vitesses de dérive et du terme des coefficients de diffusion, nous obtenons la forme caractéristique de l'équation de dérive-diffusion.

➤ LE FLUX ELECTRONIQUE  $\Phi_e$

$$\Phi_e = n_e \langle v_e \rangle = -\mu_e n_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.3})$$

Le premier terme donne le flux dû au champ électrique appelé terme de dérive et le second terme représente le flux dû à la concentration des gradients qui est appelé le terme de diffusion. Avec  $\mu_e$  la mobilité électronique,  $D_e$  le coefficient de diffusion électronique, la vitesse de dérive électronique moyenne  $\langle v_p \rangle$  et le champ électrique  $E$  [Da-1].

➤ LE FLUX IONIQUE  $\Phi_p$

$$\Phi_p = n_p \langle v_p \rangle = + \mu_p n_p E - D_p \frac{\partial n_p}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.4})$$

Où  $n_p$  la densité ionique,  $\mu_p$  la mobilité ionique,  $D_p$  le coefficient de diffusion ionique et  $\langle v_p \rangle$  la vitesse moyenne de dérive ionique.

L'introduction des relations de flux électroniques et ioniques dans les équations de continuités respectives nous permet d'en déduire que les relations (III.5) et (III.6) exprimant la dérivée de la diffusion comporte un terme négligeable [Ba-1] [Ba-2]. En négligeant les effets de l'énergie thermique hypothèse utilisée par Graves et Jensen [Gr-2] [Gr-3].

$$\frac{\partial D_e n_e}{\partial \vec{r}} = D_e \frac{\partial n_e}{\partial \vec{r}} + n_e \frac{\partial D_e}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.5})$$

$$n_e \frac{\partial D_e}{\partial \vec{r}} = 0 \quad (\text{III.6})$$

Le système formé par les équations de continuité couplées aux équations de transfert de la quantité de mouvement constitue le modèle fluide d'ordre un.

Pour avoir un modèle fluide d'ordre deux utilisé dans notre étude; nous allons introduire dans ce qui suit l'équation de l'énergie des électrons représentant le troisième moment de l'équation de Boltzmann.

### III.2.3 EQUATION DE L'ENERGIE ELECTRONIQUE

Les réactions collisionnelles dépendent en grande partie de la distribution en énergie des électrons. Il est donc souhaitable de connaître avec une bonne précision la fonction de distribution en énergie.

L'énergie thermique des électrons est introduite dans le modèle de la décharge pour avoir une approximation beaucoup plus précise sur les caractéristiques de la décharge électrique. L'équation d'énergie est résolue pour les électrons seulement à cause de la grande différence des masses qui existe entre les espèces chargées. Alors que l'énergie des ions est considérée égale à celle des neutres. Cette égalité des énergies ioniques et des neutres caractérise les décharges électriques hors équilibre thermodynamique.

L'écriture de l'équation de transport de l'énergie des électrons est modifiée, de façon à pouvoir la résoudre exactement comme les équations de continuité. L'équation d'énergie utilisée dans notre modélisation est exprimée sous la forme suivante [Ca-3][Ca-4][Da-2]:



$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_\varepsilon}{\partial \vec{r}} = S_\varepsilon \quad (\text{III.7})$$

Avec  $\Phi_\varepsilon$  le flux d'énergie électronique,  $S_\varepsilon$  le terme source de l'énergie électronique.

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

$$n_\varepsilon = n_e \langle \varepsilon_e \rangle \quad (\text{III.8})$$

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

$$\langle \varepsilon_e \rangle = \frac{3}{2} k_B T_e \quad (\text{III.9})$$

❖ Le flux d'énergie  $\Phi_\varepsilon$  est exprimé en fonction de l'énergie électronique moyenne  $\langle \varepsilon_e \rangle$ , du flux électronique  $\Phi_e$  et du flux thermique Q:

$$\Phi_\varepsilon = \frac{5}{3} \langle \varepsilon_e \rangle \Phi_e + Q \quad (\text{III.10})$$

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

$$Q = -\frac{5}{3} n_e D_e \frac{\partial \langle \varepsilon_e \rangle}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.11})$$

En remplaçant le flux électronique  $\Phi_e$  (III.3), le flux thermique Q (III.11) et la densité d'énergie électronique  $n_\varepsilon$  (III.8) dans l'expression du flux d'énergie (III.10) nous obtenons les expressions de l'approximation de dérive-diffusion du flux d'énergie électronique:

$$\Phi_\varepsilon = -\frac{5}{3} \mu_e E n_\varepsilon - \frac{5}{3} D_e \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.12})$$

L'énergie thermique des électrons ou le bilan des énergies électronique est donné par la relation suivante [Ca-3][Ca-4][Da-3]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k_B T_e) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left( -\frac{5}{2} n_e \mu_e E k_B T_e - \frac{5}{2} D_e k_B \frac{\partial n_e T_e}{\partial \vec{r}} \right) = S_\varepsilon \quad (\text{III.13})$$

Avec  $T_e$ ,  $S_\varepsilon$  et  $k_b$  sont respectivement la température des électrons, le terme source d'énergie électronique et la constante de Boltzmann.

Dans ce qui suit, nous allons présenter l'écriture de l'équation de Poisson pour le calcul du potentiel et du champ électrique dans notre modèle fluide 3D en géométrie cartésienne.

### III.3 EQUATION DE POISSON EN 3D

Dans cette étude, les équations de transport de notre modèle fluide du deuxième ordre sont fortement couplées à l'équation de Poisson. Il s'agit alors d'un modèle fluide auto-cohérent. Cette équation associe le potentiel au champ électrique pour prendre en considération les effets de variations de la densité de charge d'espace et de la température électronique.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \vec{r}^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e) \quad (\text{III.14})$$

$e$  et  $\varepsilon_0$  sont respectivement la charge élémentaire et la permittivité du vide.

Le champ électrique  $E$  est exprimé en fonction du potentiel électrique  $V$  par la relation suivante:

$$\vec{E} = -\frac{\partial V}{\partial \vec{r}} \quad (\text{III.15})$$

Dans ce qui suit, nous allons développer l'écriture des équations de transport en géométrie cartésienne issues des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui sont couplées de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Ces trois premiers moments de l'équation de Boltzmann sont l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie des électrons. La résolution de ce système d'équations ainsi formé va nous permettre de calculer les distributions spatio-temporelles des caractéristiques de la décharge à étudier (telles que les densités électroniques et ioniques, le potentiel et le champ électrique, l'énergie électronique, les courant électronique et ionique, etc.).

On considère dans cette étude que la décharge luminescente prend naissance entre deux électrodes carrés de dimensions  $(2 \times y_{max}, 2 \times z_{max})$ , planes et parallèles. Ces deux électrodes sont espacées d'une distance  $x_{max}$  (voir figure (III.4)). Dans cette configuration, il existe une symétrie autour de l'axe  $x$  de propagation de la décharge luminescente

Dans une configuration géométrique tridimensionnelle, les expressions des équations de transport des particules chargées dans le gaz sont données par le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_{e_x}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{e_y}}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_{e_z}}{\partial z} = S_e \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_{p_x}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{p_y}}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_{p_z}}{\partial z} = S_p \\ \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_{\varepsilon_x}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{\varepsilon_y}}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_{\varepsilon_z}}{\partial z} = S_\varepsilon \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

Les équations de flux électronique, ionique et d'énergie électronique sont exprimées respectivement par les trois systèmes suivants:

$$\begin{cases} \Phi_{e_x} = -\mu_e n_e E_x - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \\ \Phi_{e_y} = -\mu_e n_e E_y - D_e \frac{\partial n_e}{\partial y} \\ \Phi_{e_z} = -\mu_e n_e E_z - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{III.17})$$

$$\begin{cases} \Phi_{p_x} = +\mu_p n_p E_x - D_p \frac{\partial n_p}{\partial x} \\ \Phi_{p_y} = +\mu_p n_p E_y - D_p \frac{\partial n_p}{\partial y} \\ \Phi_{p_z} = +\mu_p n_p E_z - D_p \frac{\partial n_p}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{III.18})$$

$$\begin{cases} \Phi_{\varepsilon_x} = -\frac{5}{3} \left( \mu_e n_\varepsilon E_x + D_e \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial x} \right) \\ \Phi_{\varepsilon_y} = -\frac{5}{3} \left( \mu_e n_\varepsilon E_y + D_e \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial y} \right) \\ \Phi_{\varepsilon_z} = -\frac{5}{3} \left( \mu_e n_\varepsilon E_z + D_e \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

Les lettres  $x, y$  et  $z$  dans ces équations représentent respectivement les indices des composantes longitudinale, transversale et tangentielle.

Dans le terme source, que l'ionisation est considéré, et d'autres réactions sont négligés, parce que nous pensons que l'ionisation est le processus principal de la décharge luminescente [Yu-1]. Comme la production de paires électron-ion est causée par les électrons énergétiques, le taux d'ionisation est proportionnel à la densité des électrons de même que la densité des particules neutres qui peuvent être ionisés.

Le terme source est exprimé en fonction de la température électronique dans une forme d'Arrhenius comme indiqué [E1-1].

$$S_e = S_p = k_i N n_e \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right) \quad (\text{III.20})$$

Avec  $K_i$ ,  $E_i$ , et  $N$  sont respectivement le facteur pré-exponentiel, l'énergie d'activation du processus collisionnel et la densité du gaz neutre.

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

$$S_\varepsilon = e \Phi_e E - H_i k_i N n_e \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right) \quad (\text{III.21})$$

Dans cette expression, on distingue deux termes: Un terme de chauffage ohmique ( $e \Phi_e E$ ) et un terme de perte par collision  $\left(H_i k_i N n_e \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right)\right)$ .

Avec:  $H_i$  représente l'énergie perdue par ionisation.

Le champ électrique est calculé à partir de l'équation de Poisson donnée en géométrie cartésienne tridimensionnelle par l'expression suivante:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e) \quad (\text{III.22})$$

#### III.4 FERMETURE DU SYSTEME D'EQUATIONS

Nous allons adopter l'approximation de l'énergie moyenne locale pour fermer le système d'équations de notre modèle fluide de la décharge lumineuse basse pression. Dans cette approximation, les coefficients de transport sont supposés fonction de l'énergie moyenne pour tenir compte des effets thermique sur les distributions spatio-temporelles des densités et de l'énergie électronique.

#### III.5 RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS DU MODELE

Le schéma numérique adopté pour notre modèle fluide est implicite, les équations de transport et l'équation de Poisson sont résolues au même instant. Les équations de transport sont linéarisées en utilisant la méthode des différences finies. Les équations de transport et l'équation de Poisson discrétisées forment un système dont la matrice est tridiagonale par bloc.

Pour les particules chargées, les équations de continuité (III.1) et (III.2) doivent être résolues. L'équation de l'énergie électronique (III.7) a la même forme, en remplaçant la densité électronique  $n_e$  par la densité d'énergie électronique  $n_\varepsilon$  et

en exprimant correctement le terme source. Ainsi la résolution des équations de transport est faite de la même manière.

La forme générale de l'équation de transport 3D à résoudre est donnée en coordonnées cartésiennes comme suit:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = S \quad (\text{III.23})$$

En géométrie tridimensionnelle, La résolution numérique des équations de transport du modèle est une tâche très laborieuse. Pour contourner ce problème nous allons utiliser une méthode dite du pas en temps fractionné connue beaucoup plus sous le nom anglais "Time Splitting" [Hu-1].

L'intérêt de l'emploi de cette méthode dans notre étude réside dans la simplification importante portée à notre système d'équations. Cette simplification consiste à remplacer les équations de transports tridimensionnelles par une succession d'équations monodimensionnelles dans chacune des directions de l'espace (suivant les directions longitudinale, transversale et tangentielle).

L'application de la technique du pas en temps fractionné sur l'équation en 3D (III.23) permet d'obtenir le système d'équations en 1D suivant:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = S \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (\text{III.24})$$

La méthode de discrétisation des équations du système ci-dessus est basée sur le schéma de différences finies.

Théoriquement, n'importe quel pas de discrétisation peut être utilisé. Cependant, les solutions sont beaucoup plus précises avec un pas de discrétisation plus petit, donc d'un nombre élevé de points, qui augmente la durée de calcul. Pour éviter ce problème, nous employons dans cette étude la distribution de Tchebychev (III.25) pour les positions longitudinales qui donne des grilles denses près des électrodes afin de résoudre correctement les gaines où la décharge lumineuse est très active.

$$x_i = \frac{1}{2} \left( \cos\left(\frac{(i-1)\pi}{nx-1}\right) + 1 \right), \quad i = nx, nx-1, \dots, 1 \quad (\text{III.25})$$

Avec  $nx$  est le nombre de point suivant la position longitudinale de la décharge.

La discrétisation permet d'obtenir le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} \frac{n_{i,j,k}^{m+1} - n_{i,j,k}^m}{\Delta t} = S_{i,j,k}^m \\ \frac{n_{i,j,k}^{m+1} - n_{i,j,k}^m}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i+1/2,j,k}^m - \Phi_{i-1/2,j,k}^m}{\Delta x_i} = 0 \\ \frac{n_{i,j,k}^{m+1} - n_{i,j,k}^m}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i,j+1/2,k}^m - \Phi_{i,j-1/2,k}^m}{\Delta y} = 0 \\ \frac{n_{i,j,k}^{m+1} - n_{i,j,k}^m}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i,j,k+1/2}^m - \Phi_{i,j,k-1/2}^m}{\Delta z} = 0 \end{cases} \quad (\text{III.26})$$

Avec  $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$  est le pas variable suivant la position longitudinale.

$\Delta y$  et  $\Delta z$  sont respectivement les pas de discrétisation suivant les positions transversale et tangentielle.

$\Delta t$  est le pas de temps.

Dans notre code numérique 3D,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  et  $\Delta t$  sont pris constants

Les indices  $i$ ,  $j$ ,  $k$  et  $m$  représentent respectivement les indices des positions longitudinale, transversale, tangentielle et de temps.

La solution de la première équation du système (III.26) est obtenue par la méthode d'Euler.

$$n_{i,j,k}^{m+1} = \Delta t S_{i,j,k}^m + n_{i,j,k}^m \quad (\text{III.27})$$

Les trois autres équations du système ont des formes voisines, les flux sont de type dérive-diffusion en 1D et vont être résolues de la même façon. A cet effet, nous ne présenterons dans ce qui suit que la résolution de la deuxième équation.

La discrétisation des équations du flux est basée sur le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel, destiné initialement à la modélisation du transport des électrons des trous dans les semi-conducteurs [Sc-2]. Des techniques basées sur le même principe et adaptées à la physique des plasmas ont été développées [Be-6] [Fi-3]. Brièvement, les flux d'ions, d'électrons, et d'énergie sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel.

Le schéma de Scharfetter et Gummel est obtenu par intégration analytique de l'équation de quantité de mouvement entre deux points de la grille. Il conduit à une expression analytique du flux entre deux points de la grille spatiale. Ce schéma présente une stabilité numérique fort appréciable [Me-4], car il permet de décrire à la fois les conditions de faible champ (plasma, dominé par la diffusion) et de fort champ électrique (gain, où le terme de dérive est dominant). Nous présenterons plus en détail la forme des équations discrétisées selon ce schéma dans les paragraphes suivants.

Pour résoudre les équations de conservations hydrodynamiques, nous considérons des électrodes planes et parallèles. Le problème sera résolu de façon unidimensionnelle, les origines des coordonnées sont prises à la surface de l'anode, les vitesses des particules seront négatives quand elles entraînent un déplacement de la cathode vers l'anode: c'est le cas des espèces négatives (électrons dans notre cas). Les espèces positives (ions positifs) qui se déplacent de l'anode vers la cathode ont alors une vitesse positive.

Afin de résoudre les équations sur un domaine  $\mathfrak{D}$ , on établit un réseau de mailles qui le couvre.

Le domaine  $\mathfrak{D}$ , est donc défini par :

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

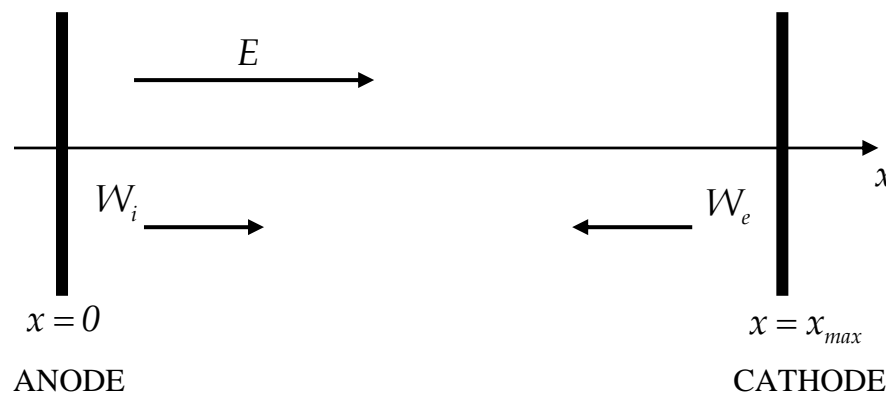


Figure III.1 : Domaine d'étude

Si on appelle  $nt$  le nombre de mailles suivant le temps et  $nx - 1$  le nombre de mailles suivant la position, on a:

- ❖  $\Delta t = \frac{t_{max}}{nt}$  : deux temps successifs sont reliés par  $t_{m+1} = t_m + \Delta t$
- ❖ Deux positions successives sont reliées par  $x_{i+1} = x_i + \Delta x$

- ❖ Chaque point  $M_{i,m}$  (voir figure (III.2)) appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées  $(x_i, t_m)$ .

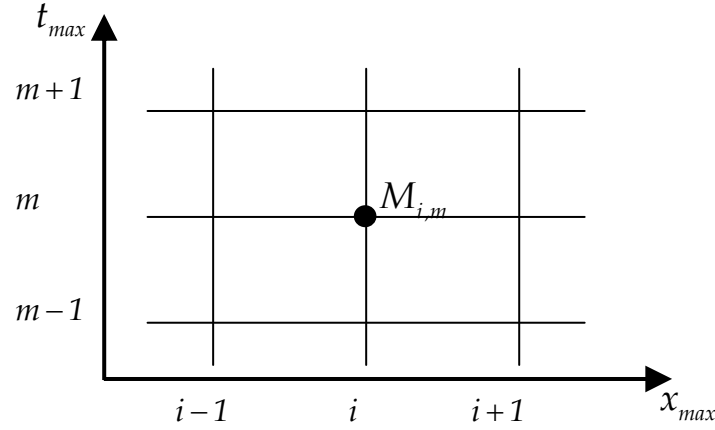


Figure III.2: Discretisation des équations fluide-Poisson

### III.5.1 DISCRETISATION ET RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT

Le paragraphe suivant est consacré à la description de la méthode de discrétisation de l'équation considérée avec le schéma numérique de type différences finies implicite avec flux exponentiel.

L'équation à résoudre est de la forme suivante:

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} - \frac{\partial n_x W_x}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D_x \frac{\partial n_x}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.28})$$

Cette équation peut encore s'écrire:

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_x}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.29})$$

En posant:

$$\Phi_x = -n_x W_x - D_x \frac{\partial n_x}{\partial x} \quad (\text{III.30})$$

$$\text{Avec: } W_x = -\mu E_x \quad (\text{III.31})$$

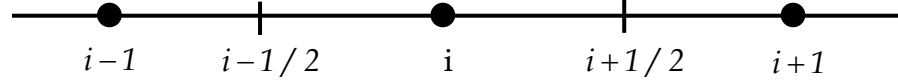
L'équation est étudiée dans un domaine  $\mathbf{D}$  que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des particules qui se déplacent dans l'espace inter-électrodes. Sur l'intervalle  $[x_i, x_{i+1}]$ , on suppose que le flux, la vitesse de dérive  $W_x$  et le coefficient de diffusion  $D_x$  sont constants:



$$\Phi_x = \Phi_{x_{i+1/2}} \quad \text{noté } \Phi_{1/2}$$

$$W_x = W_{x_{i+1/2}} \quad \text{noté } W_{1/2}$$

$$D_x = D_{x_{i+1/2}} \quad \text{noté } D_{1/2}$$



Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation de flux est une équation différentielle du premier degré dont la solution générale est la somme d'une intégrale particulière de l'équation et de l'intégrale générale de l'équation homogène associée. La solution est de la forme:

$$n_x = n_0 \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}x\right) - \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}\Phi_{1/2} \quad (\text{III.32})$$

$n_0$  Étant une constante que l'on va déterminer. On écrit l'expression de  $\Phi_{x_{i+1/2}}$  en fonction de  $n_{x_i}$  et  $n_{x_{i+1}}$

Au point  $x_i$ ,  $n_x = n_{x_i}$  d'où :

$$n_0 = \left[ n_{x_i} + \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}\Phi_{1/2} \right] \exp\left(\frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}x_i\right) \quad (\text{III.33})$$

L'expression de  $n_x$  devient :

$$n_x = \left[ n_{x_i} + \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}\Phi_{1/2} \right] \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}(x-x_i)\right) - \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}\Phi_{1/2} \quad (\text{III.34})$$

Au point  $x_{i+1}$ ,  $n_x = n_{x_{i+1}}$ , d'où :

$$n_{x_{i+1}} = n_{x_i} \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}(x_{i+1}-x_i)\right) - \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}}\Phi_{1/2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}(x_{i+1}-x_i)\right) \right] \quad (\text{III.35})$$

Finalement,  $\Phi_{1/2} = \Phi_{x_{i+1/2}}$  s'écrit:

$$\Phi_{1/2} = \frac{n_{x_{i+1}} - n_{x_i} \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}\Delta x_+\right)}{-\frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}}\Delta x_+\right) \right]} \quad (\text{III.36})$$

Avec  $\Delta x_+ = x_{i+1} - x_i$

On peut de la même manière déduire l'expression de  $\Phi_{-1/2} = \Phi_{x_{i-1/2}}$  en fonction de  $n_{x_i}$  et  $n_{x_{i-1}}$  :

$$\Phi_{-1/2} = \frac{n_{x_i} - n_{x_{i-1}} \exp\left(-\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right)}{-\frac{D_{-1/2}}{W_{-1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right)\right]} \quad (\text{III.37})$$

Avec  $\Delta x_{-} = x_i - x_{i-1}$ ,  $W_{x_{i-1/2}} = W_{-1/2}$  et  $D_{x_{i-1/2}} = D_{-1/2}$

Connaissant  $\Phi_{x_{i+1/2}}$  et  $\Phi_{x_{i-1/2}}$  on peut maintenant linéariser notre équation par la méthode des différences finies:

$$\frac{\partial n_x(x, y, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_x(x, y, z, t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.38})$$

$$\frac{n_{i,j,k}^{m+1} - n_{i,j,k}^m}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i+1/2,j,k}^m - \Phi_{i-1/2,j,k}^m}{\Delta x_i} = 0 \quad (\text{III.39})$$

Le premier terme de l'équation (III.38) est calculé au point  $x_i$  entre les instants  $t_m$  et  $t_{m+1}$

$$\frac{\partial n_x(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{n_x(x_i, y_j, z_k, t_{m+1}) - n_x(x_i, y_j, z_k, t_m)}{t_{m+1} - t_m} \quad (\text{III.40})$$

Le second terme est également calculé au point  $x_i$ , à l'instant  $t_{m+1}$ .

$$\frac{\partial \Phi_x(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{\Phi_x(x_{i+1/2}, y_j, z_k, t_{m+1}) - \Phi_x(x_{i-1/2}, y_j, z_k, t_{m+1})}{x_{i+1/2} - x_{i-1/2}} \quad (\text{III.41})$$

En notant  $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$

On peut maintenant remplacer les flux  $\Phi_{x_{i+1/2}}$  et  $\Phi_{x_{i-1/2}}$  par leurs expressions obtenues dans l'équation (III.41):

On note pour simplifier l'écriture:

$$A_1^+ = -\frac{W_{i+1/2,j,k}}{D_{i+1/2,j,k}} \Delta x^+ \quad (\text{III.42})$$

$$A_1^- = -\frac{W_{i-1/2,j,k}}{D_{i-1/2,j,k}} \Delta x^- \quad (\text{III.43})$$

On obtient finalement le système d'équations à matrice tridiagonale suivant:

$$\begin{aligned}
 & n_{x_{i-1,j,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{\Delta x_i \Delta x^-} \frac{A_1^- \exp(A_1^-)}{1 - \exp(A_1^-)} \right] + \\
 & n_{x_{i,j,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta x_i \Delta x^+} \frac{A_1^+ \exp(A_1^+)}{1 - \exp(A_1^+)} - \frac{1}{\Delta x_i \Delta x^-} \frac{A_1^-}{1 - \exp(A_1^-)} \right] + \\
 & n_{x_{i+1,j,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{\Delta x_i \Delta x^+} \frac{A_1^+}{1 - \exp(A_1^+)} \right] = \frac{n_{x_{i,j,k}}^m}{\Delta t}
 \end{aligned} \tag{III.44}$$

L'expression (III.44) montre que la densité  $n_{x_{i,j,k}}^m$  connu à l'instant  $m$  et fonction de  $n_{x_{i-1,j,k}}^{m+1}$ ,  $n_{x_{i,j,k}}^{m+1}$  et  $n_{x_{i+1,j,k}}^{m+1}$  inconnus à l'instant  $m+1$ . Ce système d'équations implicite est de la forme suivante:

$$a_i n_{x_{i-1,j,k}}^{m+1} + b_i n_{x_{i,j,k}}^{m+1} + c_i n_{x_{i+1,j,k}}^{m+1} = d_i \tag{III.45}$$

Le système d'équations (III.44) est donc un système linéaire à matrice tridiagonale qui peut être résolue par l'algorithme de Thomas [So-2]. Nous allons développer cette technique dans le paragraphe (III.5.2) consacré à la résolution de l'équation de Poisson.

La maille élémentaire du système d'équations (III.44) est donnée par la figure (III.3).

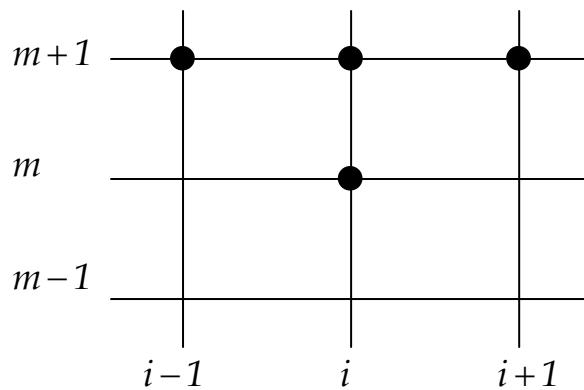


Figure III.3: Maille élémentaire du système (III.44)

La résolution des deux équations restantes du système (III.26) se faite en suivant la même procédure. On obtient donc deux autres systèmes d'équations à matrice tridiagonale suivant les directions transversale  $y$  et tangentielle  $z$  respectivement (III.46) Et (III.47) Qui vont être aussi résolus en utilisant l'algorithme de Thomas.

$$\begin{aligned}
& n_{y_{i,j-1,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{2 \Delta y^2} \frac{A_2^- \exp(A_2^-)}{1 - \exp(A_2^-)} \right] + \\
& n_{y_{i,j,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{\Delta t} - \frac{1}{2 \Delta y^2} \frac{A_2^+ \exp(A_2^+)}{1 - \exp(A_2^+)} - \frac{1}{2 \Delta y^2} \frac{A_2^-}{1 - \exp(A_2^-)} \right] + \\
& n_{y_{i,j+1,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{2 \Delta y^2} \frac{A_2^+}{1 - \exp(A_2^+)} \right] = \frac{n_{y_{i,j,k}}^m}{\Delta t}
\end{aligned} \tag{III.46}$$

$$\text{Avec: } A_2^+ = -\frac{W_{i,j+1/2,k}}{D_{i,j+1/2,k}} \Delta y \text{ et } A_2^- = -\frac{W_{i,j-1/2,k}}{D_{i,j-1/2,k}} \Delta y$$

$$\begin{aligned}
& n_{z_{i,j,k-1}}^{m+1} \left[ \frac{1}{2 \Delta z^2} \frac{A_3^- \exp(A_3^-)}{1 - \exp(A_3^-)} \right] + \\
& n_{z_{i,j,k}}^{m+1} \left[ \frac{1}{\Delta t} - \frac{1}{2 \Delta z^2} \frac{A_3^+ \exp(A_3^+)}{1 - \exp(A_3^+)} - \frac{1}{2 \Delta z^2} \frac{A_3^-}{1 - \exp(A_3^-)} \right] + \\
& n_{z_{i,j,k+1}}^{m+1} \left[ \frac{1}{2 \Delta z^2} \frac{A_3^+}{1 - \exp(A_3^+)} \right] = \frac{n_{z_{i,j,k}}^m}{\Delta t}
\end{aligned} \tag{III.47}$$

$$\text{Avec: } A_3^+ = -\frac{W_{i,j,k+1/2}}{D_{i,j,k+1/2}} \Delta z \text{ et } A_3^- = -\frac{W_{i,j,k-1/2}}{D_{i,j,k-1/2}} \Delta z$$

La solution de chacune des quatre équations en 1D du système (III.26) Est utilisée comme condition initiale pour la résolution de l'équation suivante. En fin des calculs, en obtient la solution de l'équation (III.23)

### III.5.2 DISCRETISATION ET RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON

La détermination de la variation du champ électrique dans une décharge luminescente est effectuée par la résolution de l'équation de Poisson. Dans notre code numérique 3D, le calcul du champ et du potentiel électrique doit se faire de manière suffisamment rapide et assez précise pour que le calcul de l'évolution des espèces chargées dans le temps et dans l'espace inter-électrodes soit le plus correct possible.

L'équation de Poisson en géométrie cartésienne tridimensionnelle s'écrit:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \tag{III.48}$$

Comme pour les équations de transport, la discrétisation de l'équation de Poisson est réalisée en utilisant la méthode des différences finis.

Pour rendre la résolution de l'équation de Poisson discrétisée relativement rapide, nous avons préféré arranger les termes de cette équation pour avoir une matrice tridiagonale suivant les indices  $i$  (composante longitudinale). Ainsi la résolution est effectuée dans notre code 3D, en utilisant deux techniques numériques complémentaires. Il s'agit de la méthode directe de Thomas pour la résolution de la matrice tridiagonale suivant l'axe longitudinal de la décharge et une méthode itérative de sur-relaxation [Lu-1] suivant les deux autres axes.

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

$$\begin{aligned} b_1 V_{2,j,k} + c_1 V_{3,j,k} &= d_1 \\ a_i V_{i-1,j,k} + b_i V_{i,j,k} + c_i V_{i+1,j,k} &= d_i \quad \text{Avec } i = 2, 3, \dots, nx - 1 \\ a_{nx-1} V_{nx-2,j,k} + b_{nx-1} V_{nx-1,j,k} &= d_{nx-1} \end{aligned} \quad (\text{III.49})$$

Les valeurs  $V_{1,j,k}$  et  $V_{nx,j,k}$  sont connues grâce aux conditions aux limites. Les valeurs  $d_1, d_2$  et  $d_{nx}$  sont également connues car les densités de charges sont connues par résolution des équations de transport et les potentiels  $V_{i,j-1,k}$ ,  $V_{i,j+1,k}$ ,  $V_{i,j,k-1}$  et  $V_{i,j,k+1}$  sont définis par les conditions initiales et aux limites de notre modèle. Le but maintenant est de déterminer les valeurs des potentiels  $V_{i,j,k}$  pour  $i = 2, 3, \dots, nx - 1$ .

Parmi les méthodes de résolution des matrices tridiagonales, les méthodes directes à double balayage sont les plus efficaces. Pour ce faire on utilisera l'algorithme de Thomas [No-1].

### III.5.3 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

Les équations de transport de notre modèle fluide tridimensionnelle ainsi que l'équation de Poisson ne peuvent être résolues que si les conditions aux frontières et les conditions initiales sont spécifiées. Avant d'introduire ces conditions dans notre programme, il faudrait avant tout connaître la nature de la décharge électrique à étudier. D'après la littérature spécialisée la solution numérique des équations aux dérivées partielles dépend essentiellement de la nature des conditions initiales et aux limites et des pas d'intégration utilisés. On sait donc que la validité de nos résultats numériques issus du code 3D est étroitement liée à ces conditions qui sont de natures physique, électrique et numérique (voir figure (III.4)).

Pour l'équation de Poisson, les conditions aux limites incluent le fait que l'anode est l'électrode de gauche ( $V_{anode} = 0$ ) et qu'une tension négative est appliquée à la cathode ( $V_{cathode} = -V_{DC}$ ).

Pour les équations fluides, les conditions de frontière à l'électrode de gauche ( $x = 0$ ) sont données comme suit:

$$n_e = 0$$

$$\nabla n_p = 0$$

$$\frac{5}{2} \nabla T_e - \frac{e}{K} \nabla V = 0$$

Et à l'électrode de droite ( $x = x_{max}$ ):

L'émission d'électrons secondaires par bombardement ionique de la cathode constitue le processus le plus important. Elle est décrite par la relation de proportionnalité qui existe entre le flux d'électrons émis par la cathode est le flux d'ions incidents.

$$\Phi_e = -\gamma \Phi_p \tag{III.50}$$

Avec:  $\gamma$  est le coefficient d'émission secondaire (nombre d'électrons émis par particule incidente), ce coefficient définit la probabilité qu'un électron soit émis lorsqu'une particule rentre en collision avec la surface délimitant le plasma. Il fait partie des nombreux processus d'entretien de la décharge permettant de compenser les pertes électroniques aux parois [Ra-3]. Des particules comme les ions positifs, les neutres rapides, les neutres excités, les photons, peuvent être à l'origine de l'émission d'électrons secondaires. Le coefficient d'émission secondaire varie en fonction du type de particule, de son énergie et de la nature du matériau (composition, structure) de la cathode [Ch-7][Ph-1]. Dans notre travail, l'émission d'électrons de la surface cathodique est provoquée uniquement par le bombardement ionique avec un coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  constant.

Par conséquent, la relation (III.50) est employée comme condition de frontière à la cathode pour l'équation de continuité des électrons.

$$\nabla n_p = 0$$

$$T_e = T_{ec}$$

Pour des raisons de symétrie aux niveaux des plans ( $y = 0$ ) et ( $z = 0$ ) du réacteur (voir figure (III.4)), les conditions du Neumann sont employées dans

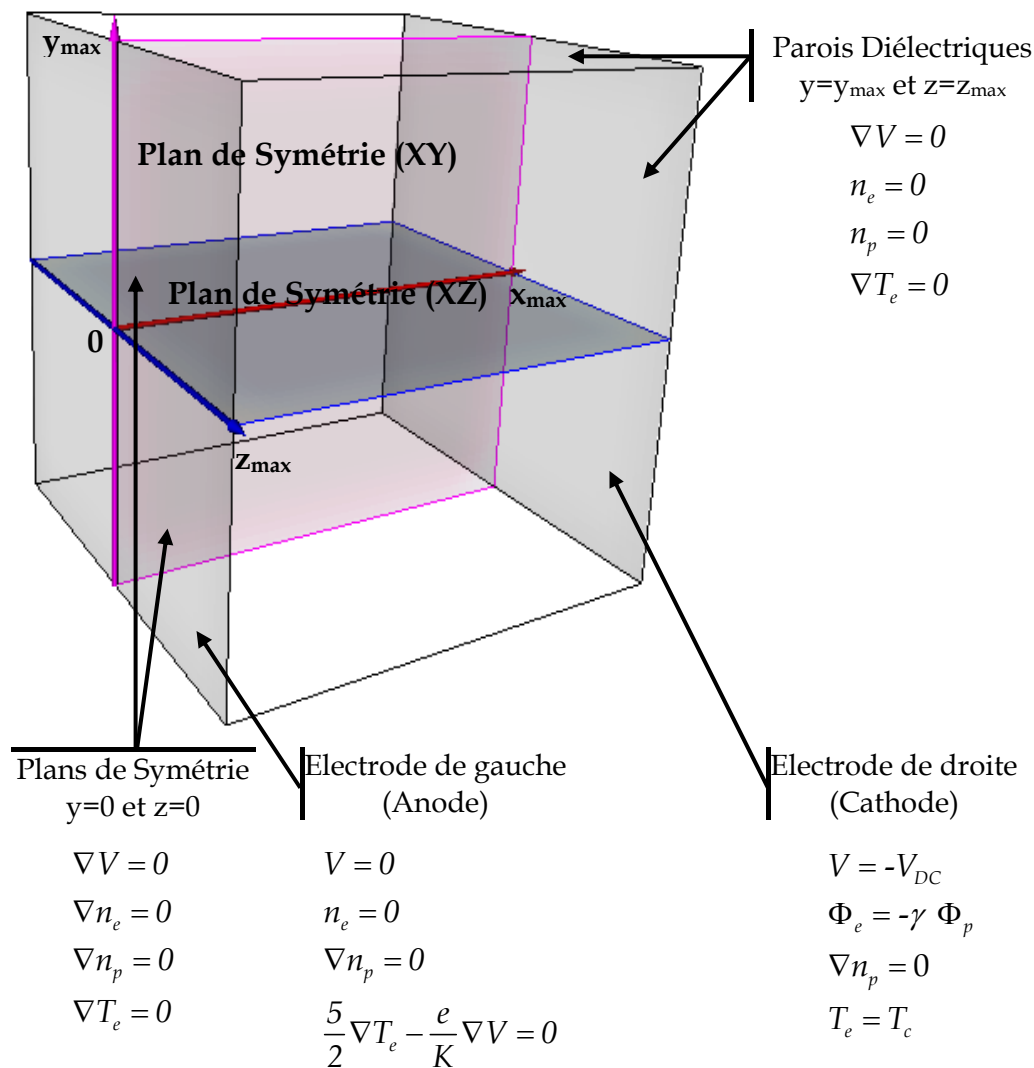
notre simulation 3D pour le potentiel, les densités électronique et ionique et également pour l'énergie des électrons.

Nous supposons que la recombinaison des particules chargées sur la paroi est instantanée et la conductivité du diélectrique est nulle [Kr-2]. En conséquence, les valeurs des densités électronique et ionique sur les parois diélectriques ( $y = y_{max}$ ) et ( $z = z_{max}$ ) sont nuls:

$$n_e = 0$$

$$n_p = 0$$

Les conditions aux limites utilisées dans notre modèle sont récapitulées dans la figure (III.4) ci-dessous:



**Figure III.4:** Conditions aux limites utilisées dans le code 3D de la décharge lumineuse basse pression

Les distributions initiales des densités électronique et ionique introduites dans notre code numérique 3D est constante et égale à  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ . De même, nous avons utilisé une distribution initiale constante pour la température électronique ( $1 \text{ eV}$ ).

Le choix de la distribution initiale des densités et de la température des électrons n'a aucune influence sur l'état stationnaire, elle a été également utilisée comme condition initiale pour accélérer la convergence vers l'état stationnaire [Fi-2].

### III.5.4 DONNEES DE BASE ET PARAMETRES DE TRANSPORT

Les paramètres de calcul utilisés dans notre code numérique 3D pour la simulation de la décharge luminescente basse pression sont résumés dans le tableau (III.1). Les électrodes sont distantes de  $3.525 \text{ cm}$ . Le domaine de calcul s'étend de l'anode, placée en  $x = 0$ , à la cathode, placée en  $x = x_{max}$ . Le processus d'émission secondaire d'électrons à la cathode est celui du bombardement ionique, avec un coefficient  $\gamma = 0.046$ . Les résultats sont présentés pour un maillage tridimensionnel de  $(100 \times 50 \times 50)$  mailles. Les électrodes ont des formes carrées de dimensions  $(10.16 \times 10.16) \text{ cm}$ .

SYMBOLE	DESCRIPTION	VALEUR	UNITE
$x_{max}$	Distance inter-électrodes	3.525	cm
$N$	Densité du gaz	$2.83 \times 10^{16}$	$\text{cm}^{-3}$
$D_p$	Diffusion ionique	$10^2$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
$\mu_e$	Mobilité électronique	$2 \times 10^5$	$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
$\mu_p$	Mobilité ionique	$2 \times 10^3$	$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
$E_i$	Energie d'activation de l'ionisation	24	eV
$H_i$	Energie perdue par ionisation	15.578	eV
$\gamma$	Coefficient d'émission secondaire	0.046	/
$V_{DC}$	Potentiel appliqué	77.4	V
$k_i$	Facteur pré-exponentiel	$2.5 \times 10^{-6}$	$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
$T_C$	Température électronique à la cathode	0.5	eV

**Tableau III.1 :** Propriétés physiques du gaz et dimensions du réacteur de décharge luminescente [Li-1]



$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ Farad m}^{-1}$ ,  $K = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ , sont respectivement la charge élémentaire, la permittivité du vide et la constante de Boltzmann.

Dans notre modèle, la diffusion électronique  $D_e$  est calculée à partir de la relation d'Einstein qui exprime le coefficient de diffusion en fonction de la mobilité  $\mu_e$  et de la température électronique  $T_e$  selon l'expression suivante:

$$D_e = \frac{\mu_e k_B T_e}{e} \quad (\text{III.51})$$

La pression du gaz est calculée à partir de la densité du gaz  $N$  en appliquant la loi des gaz parfaits donnée par:

$P = NKT$ , Avec  $T$  est la température du gaz qui est égale à  $323 \text{ }^\circ\text{K}$  dans nos calculs.

La structure de notre programme de calcul relatif à la simulation de la décharge luminescente basse pression en utilisant le modèle fluide d'ordre deux en géométrie tridimensionnelle est illustrée dans l'organigramme synoptique de la figure (III.5).

L'introduction des conditions de simulation telles que les propriétés physiques du gaz et les dimensions du réacteur à décharge, constitue le point de départ de notre code numérique, ces données de base sont utilisées pour calculer les distributions en 3D successivement, du potentiel et du champ électriques, des densités électroniques et ionique et de l'énergie électronique. Cette procédure de calcul se répète à chaque pas de temps ( $\Delta t = 10^{-9} \text{ s}$ ) jusqu'à ce que l'écart relatif sur l'une des caractéristiques (densité électronique par exemple) entre deux instants successifs sera inférieur ou égale à  $10^{-4}$ . Dans ce cas, notre programme s'arrête en affichant les distributions à l'état stationnaire des caractéristiques de la décharge.

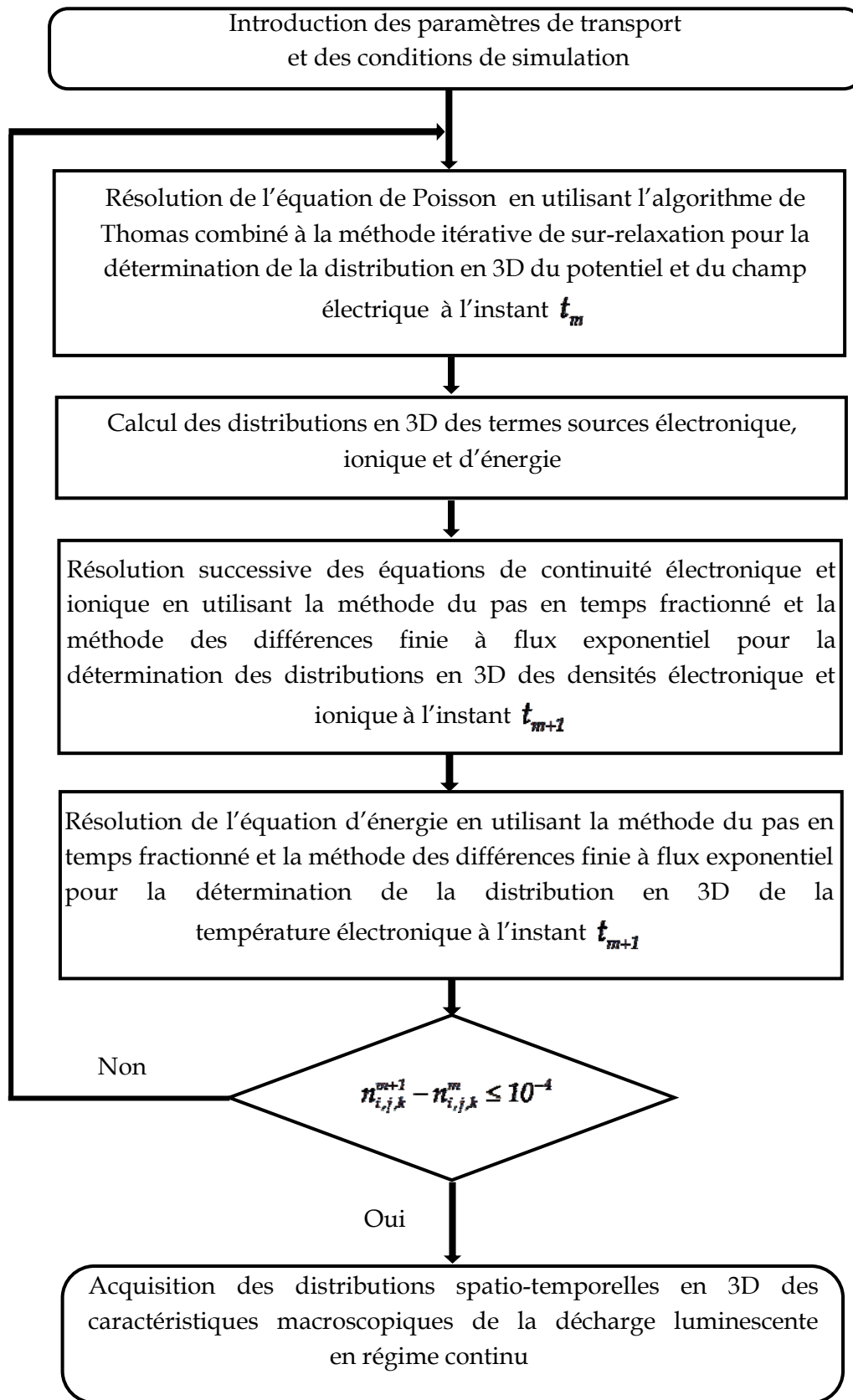


Figure III.5 : Organigramme synoptique du code 3D relatif au modèle fluide de la décharge lumineuse basse pression

### III.6 TEST DE VALIDITE DU CODE 3D

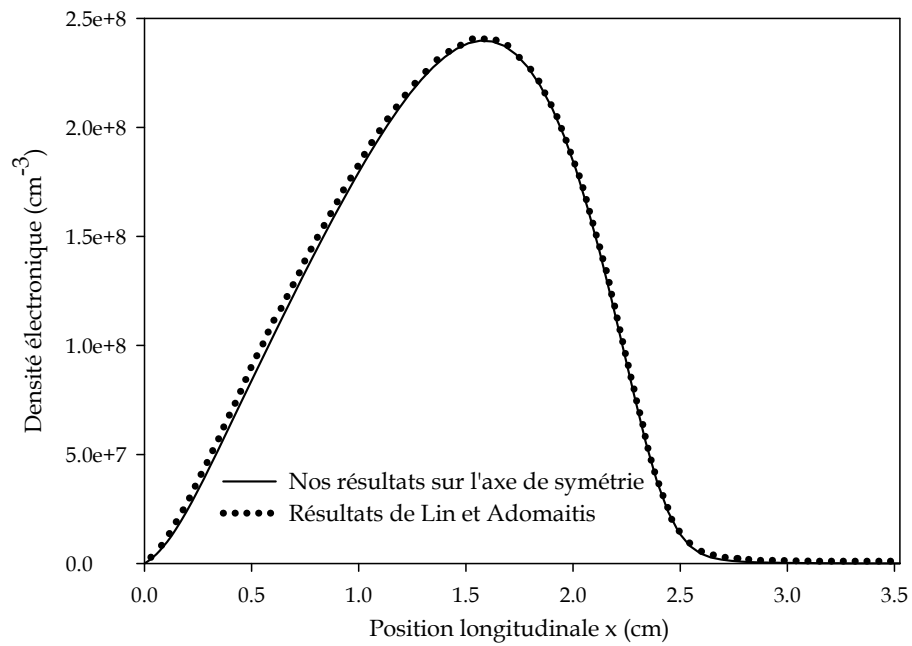
Afin de valider et tester le modèle numérique développé dans le cadre de ce travail pour la simulation de la décharge luminescente en régime continu dans une géométrie tridimensionnelle, nous avons effectué une étude de cette décharge dans les mêmes conditions de simulation de Lin et Adomaitis [Li-1] [Li-2].

Le modèle numérique développé par ces chercheurs pour la simulation de la décharge luminescente est un modèle fluide d'ordre deux en géométrie unidimensionnel, les différences majeures entre leur modèle et le nôtre sont les suivants:

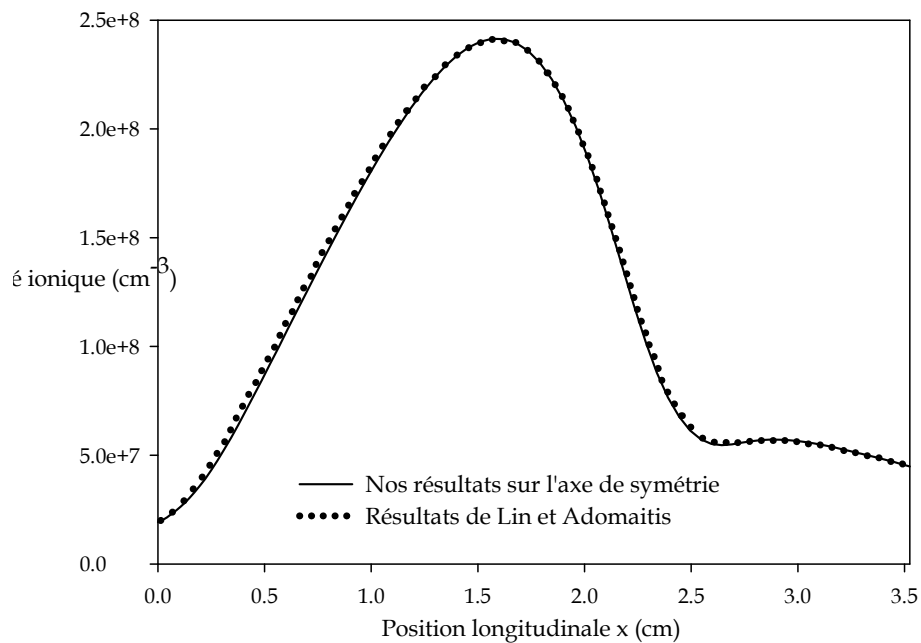
- ❖ Lin et al. ont considéré directement l'état stationnaire de la décharge en négligeant les termes en  $\partial/\partial t$  dans les équations de continuité et de l'énergie.
- ❖ La deuxième différence réside dans l'écriture de l'équation de l'énergie, nous avons travaillé avec une densité d'énergie tandis que Lin et al. [Li-1] [Li-2] ont utilisé comme inconnu la température électronique.
- ❖ Les schémas numériques adoptés pour la résolution des équations de transport ainsi que l'équation de Poisson des deux codes sont complètement différents.
- ❖ Lin et al. ont utilisé des valeurs réduites (sans dimension) pour les densités des particules chargées, la température électronique et le potentiel en divisant chaque grandeur par une valeur de référence.

L'objectif du test de validité est de vérifier si notre code 3D est capable de reproduire avec une certaine précision les caractéristiques de la décharge luminescente obtenues par ces deux auteurs. La comparaison est effectuée sur l'axe de symétrie ( $y = 0$  et  $z = 0$ ).

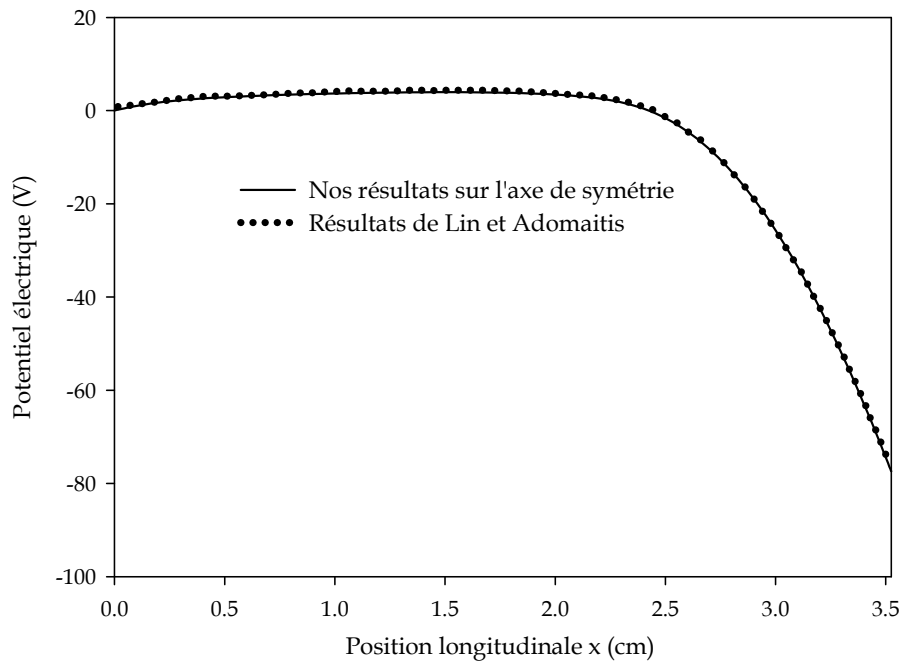
Les résultats du test de validité des caractéristiques macroscopiques de la décharge telles que les densités des électrons et des ions, le potentiel, le champ électrique et la température électronique sont représentés respectivement dans les figures de (III.6) à (III.10).



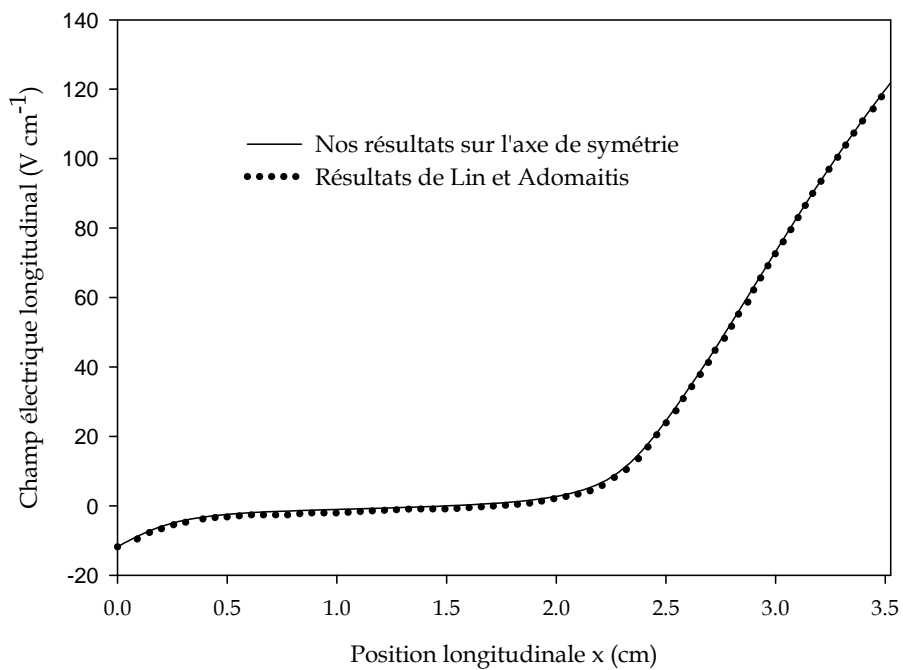
*Figure III.6 : Profil de la densité électronique issu du code 3D à l'état stationnaire sur l'axe de symétrie*



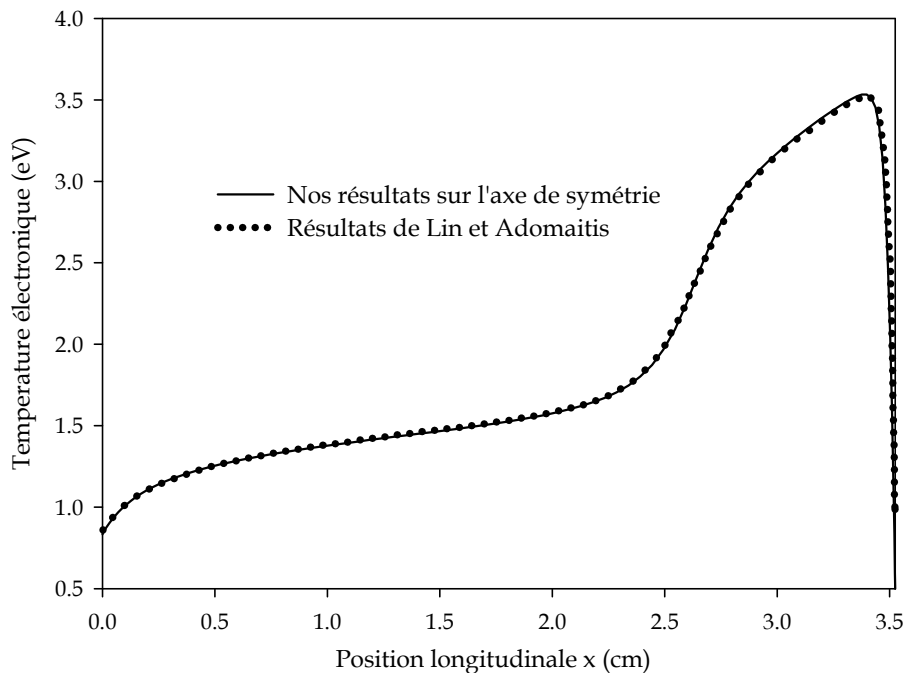
*Figure III.7 : Profil de la densité ionique issu du code 3D à l'état stationnaire sur l'axe de symétrie*



*Figure III.8 : Profil du potentiel électrique issu du code 3D à l'état stationnaire sur l'axe de symétrie*



*Figure III.9 : Profil du champ électrique issu du code 3D à l'état stationnaire sur l'axe de symétrie*



*Figure III.10 : Profil de la température électronique issu du code 3D à l'état stationnaire sur l'axe de symétrie*

Les figures précédentes montrent clairement le très bon accord entre les résultats issus de notre code numérique 3D sur l'axe symétrique du réacteur et ceux 1D obtenus par Lin et Adomaitis [Li-1] [Li-2]. Ce test de validité est raisonnablement convainquant pour estimer que la structure établie pour notre modèle fluide en 3D est complètement homogène de point de vue physique, électrique et numérique. En conclusion de ce test, la combinaison entre la technique time splitting et le schéma de différence finie à flux exponentiel dans notre code 3D était à la hauteur de nos perspectives initiales. C'est à dire de réaliser un code numérique permettant la résolution des équations du modèle fluide d'ordre deux de la décharge luminescente en géométrie tridimensionnel en utilisant des outils de résolution fiables et rapides.

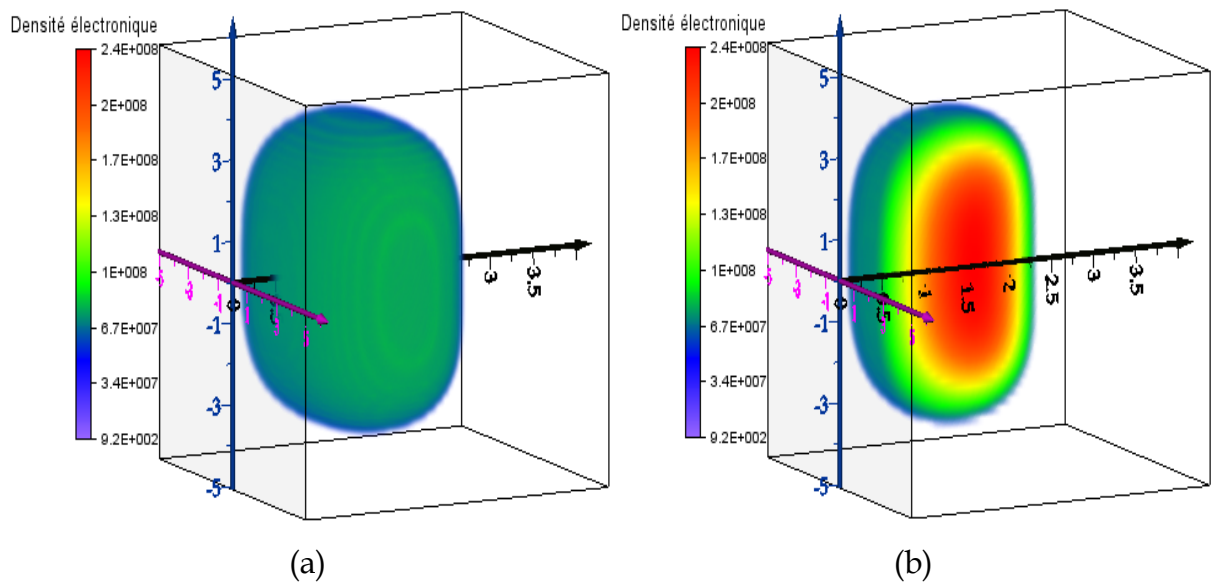
### III.7 COMPORTEMENT ELECTRIQUE TRIDIMENSIONNEL DE LA DECHARGE LUMINESCENTE

Pour une meilleure compréhension de la dynamique des particules chargées et pour observer facilement le comportement de la décharge luminescente, nous présentons ci-après, les profils 3D de ses caractéristiques électriques principales.

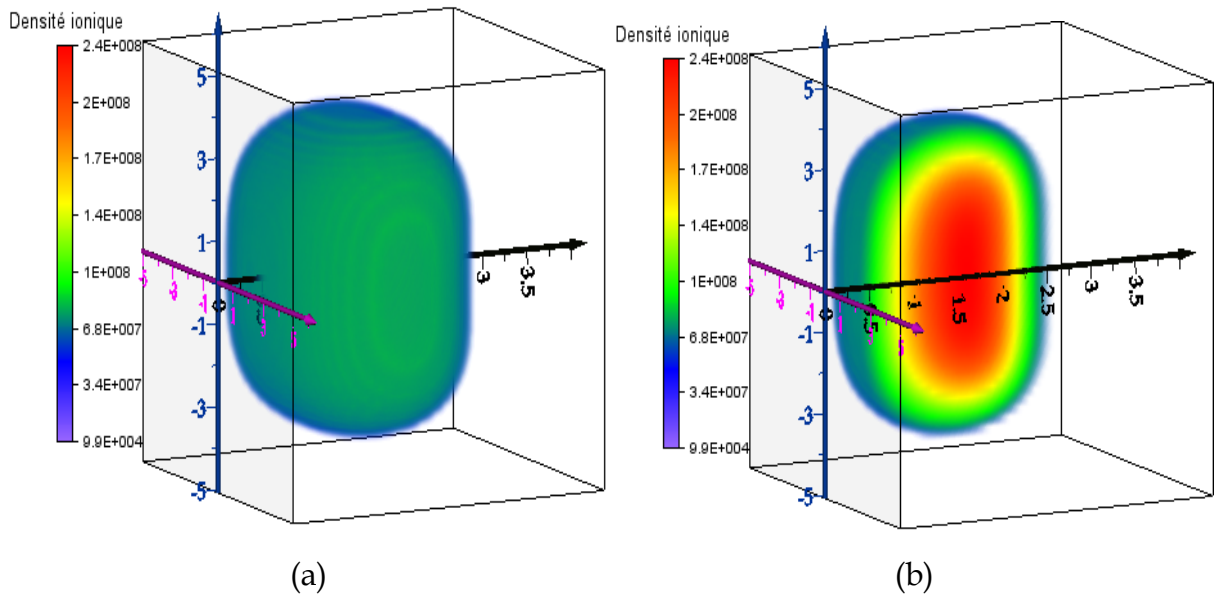
Afin de permettre une vue claire de l'évolution de la décharge au centre du réacteur; Chaque caractéristique est représenté par deux figures : la première indexée (a) représente le profil 3D complet et la deuxième (b) est le schéma du demi profil, coupé au niveau du plan symétrique tangentiel  $z = 0$ .

Notons que tous les résultats présentés dans cette thèse sont pris à l'état stationnaire de la décharge qui est obtenue après  $0.8 \times 10^{-3} s$  dans notre cas.

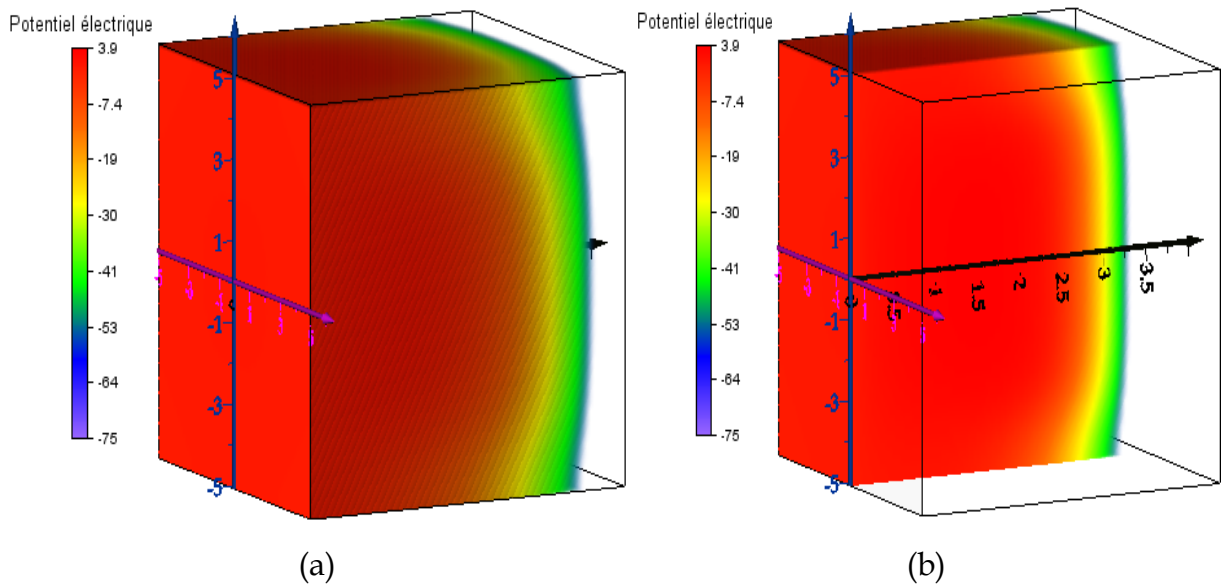
Les figures de (III.11) à (III.17) représentent respectivement les distributions à l'état stationnaire et en géométrie tridimensionnelles des densités électronique et ionique, du potentiel électrique, des champs longitudinal, transversal et tangentiel de la décharge et de la température électronique.



*Figure III.11 : Distribution tridimensionnelle de la densité électronique ( $\text{cm}^{-3}$ ) issue du code 3D à l'état stationnaire*

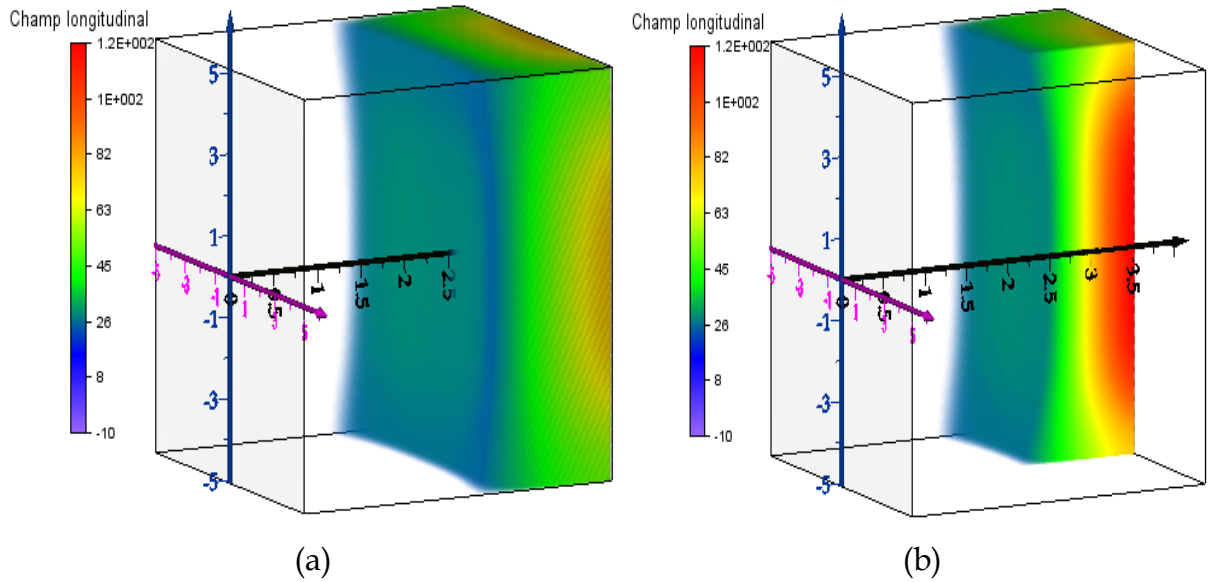


*Figure III.12 : Distribution tridimensionnelle de la densité ionique ( $\text{cm}^{-3}$ ) issue du code 3D à l'état stationnaire*

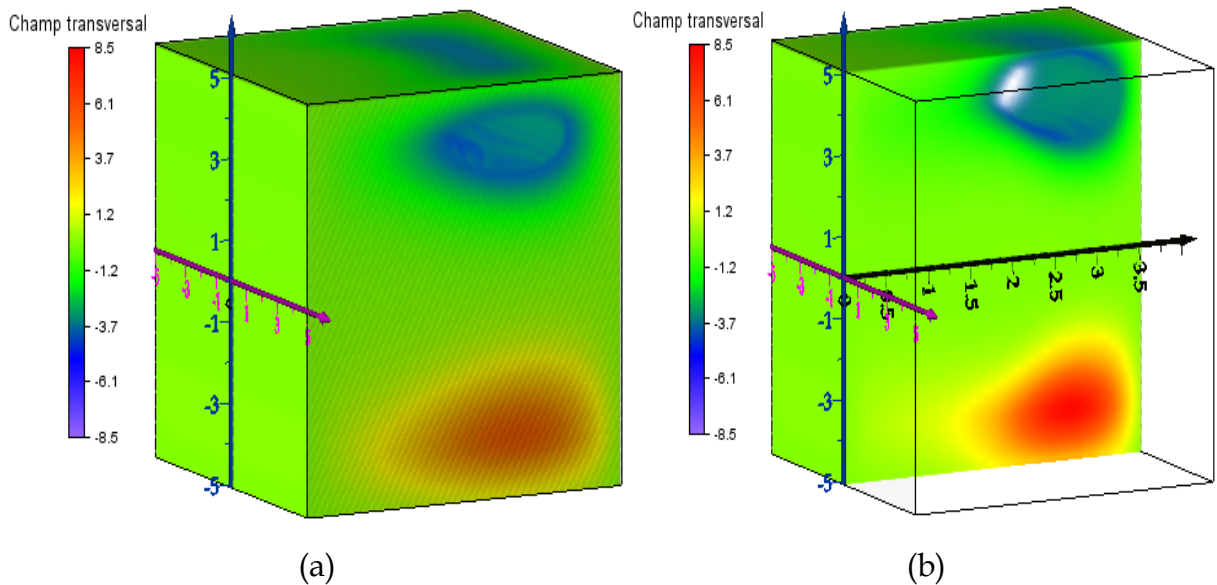


*Figure III.13 : Distribution tridimensionnelle du potentiel électrique (Volt) issue du code 3D à l'état stationnaire*

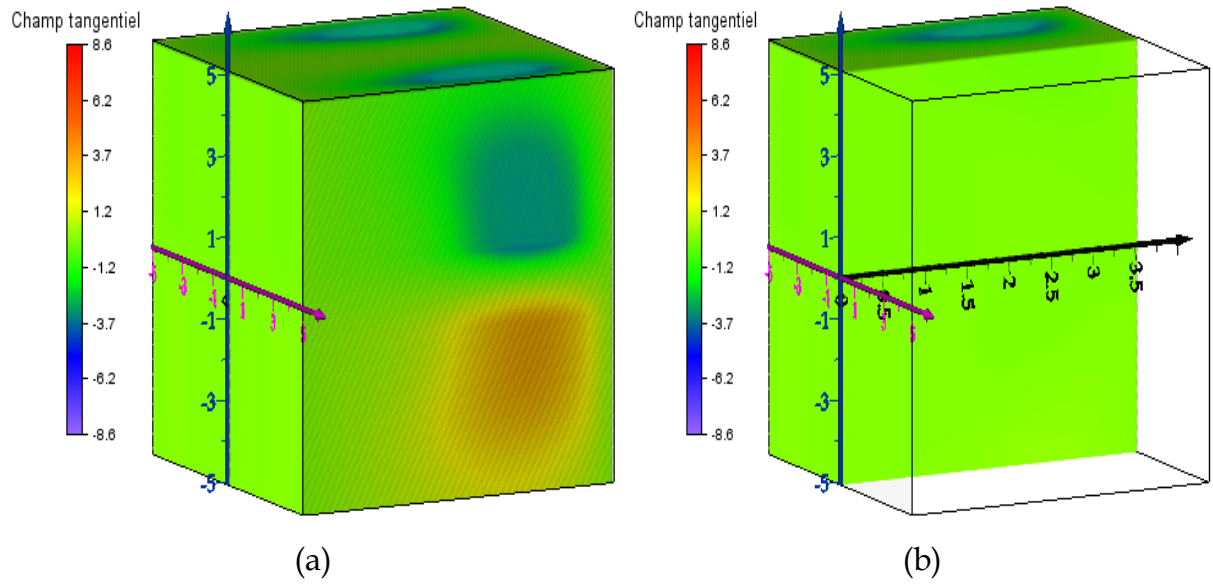




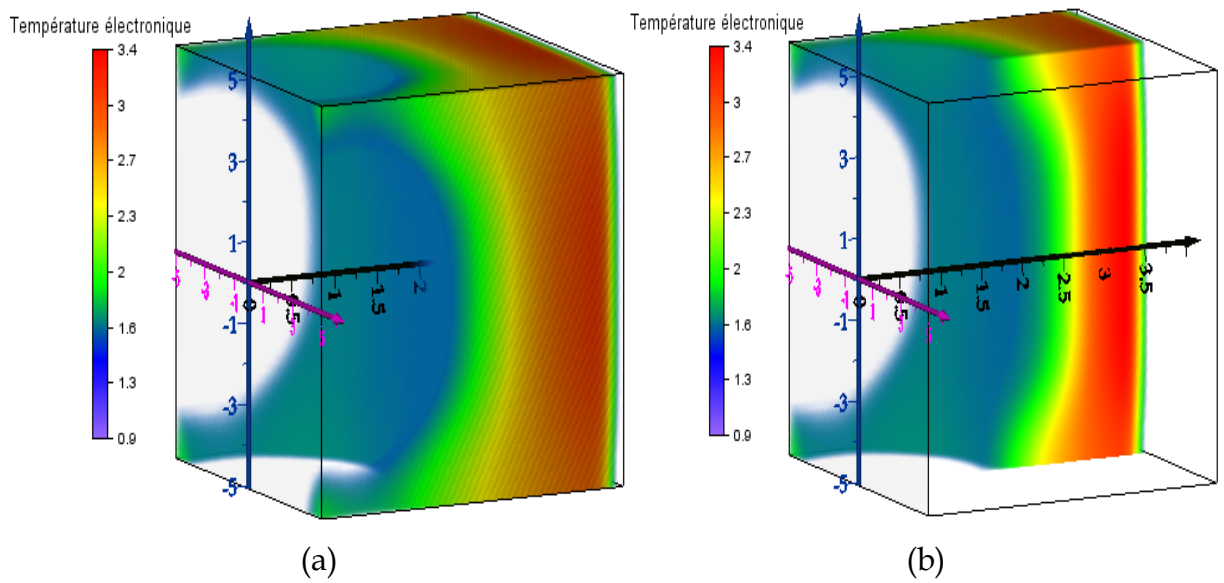
*Figure III.14 : Distribution tridimensionnelle du champ électrique longitudinal ( $Vcm^{-1}$ ) issue du code 3D à l'état stationnaire*



*Figure III.15 : Distribution tridimensionnelle du champ électrique transversal ( $Vcm^{-1}$ ) issue du code 3D à l'état stationnaire*



*Figure III.16 : Distribution tridimensionnelle du champ électrique tangentiel ( $Vcm^{-1}$ ) issue du code 3D à l'état stationnaire*



*Figure III.17 : Distribution tridimensionnelle de la température électronique (eV) issue du code 3D à l'état stationnaire*

Les trois régions caractérisant la décharge luminescente apparaissent clairement dans les profils des densités électronique et ionique représentés sur les figures (III.11) et (III.12) à l'état stationnaire (voir aussi figures (III.6) et (III.7)). Il s'agit de la gaine cathodique, la colonne positive et la gaine anodique. La densité des particules chargées dans les gaines est beaucoup plus faible par rapport à celle de la colonne positive, Elle a une valeur maximale dans cette région atteignant  $2.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Les zones blanches près des électrodes correspondent à des densités très faibles comparées au maximum (inférieur à  $9.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  pour les électrons et  $9.9 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  pour les ions). La région anodique est caractérisée par une densité ionique relativement importante par rapport à la densité électronique. La région de la colonne positive (région où se forme le plasma) est définie par des densités électronique et ionique qui sont quasi égales ce qui caractérise l'effet de neutralité du plasma. Par conséquent, dans la colonne positive la charge d'espace nette est négligeable. Dans la région cathodique, la densité électronique est très faible par rapport à la densité des ions mais ne peut plus être nulle car cette zone représente une source de production d'électrons par le processus d'émission secondaire. Ce gradient de densité dans cette région est dû au fait que les électrons s'éloignent beaucoup plus rapidement de la région cathodique que les ions en présence d'un gradient de potentiel, ce qui provoque le dépeuplement de cette région par les électrons.

Nous remarquons sur la figure (III.13) une importante chute de potentiel dans la région de la gaine cathodique. Cette chute de potentiel est l'une des caractéristiques propre à la décharge luminescente. Dans la colonne positive et au niveau de la région anodique, le potentiel est approximativement constant. La valeur du potentiel dans ces deux régions est presque égale au potentiel appliqué à l'anode. Ce comportement est normal, à cause de la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la colonne positive.

Le champ électrique longitudinal au niveau des gaines est différent de zéro, sa valeur est beaucoup plus grande à la gaine cathodique (proche de  $122 \text{ V.cm}^{-1}$ ) qu'à la gaine anodique en raison du gradient de potentiel. Dans la gaine cathodique, la variation de la composante longitudinale du champ électrique est linéaire à cause de la chute de potentiel. Elle est quasi nul dans la colonne positive car la variation du potentiel est presque constante (voir figures (III.14) et (III.9)). Dans la région anodique, on constate une inversion du champ électrique longitudinal à cause du gradient de densité du plasma assez grand dans cette région.

Les figures (III.15) et (III.16) représentent les distributions en 3D des champs électriques transversal et tangentiel. On remarque que ces composantes du champ présentent des distributions asymétriques autour de l'axe de symétrie ( $y = 0$  et  $z = 0$ ). C'est-à-dire que la résultante de chaque composante du champ est nulle dans l'espace inter-électrodes. Le rôle principal des champs électriques transversal et tangentiel dans une décharge électrique est de maintenir celle-ci confinée autour de l'axe de symétrie de la géométrie considérée.

La distribution en 3D de la température électronique est représentée sur la figure (III.17). De cette distribution, on peut facilement déduire l'énergie électronique. On remarque (voir aussi figure (III.10)) que les électrons ont une énergie importante dans la région cathodique à cause de la présence d'un champ électrique relativement intense. Cette énergie accélère leurs déplacements vers la colonne positive. Avant d'atteindre la colonne positive, les électrons perdent leurs énergies en effectuant des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons. Dans la colonne positive, les électrons continuent leurs déplacements vers l'anode en cédant une certaine quantité d'énergie en effectuant des collisions élastiques et d'ionisation. La variation de la distribution de la température électronique dans cette région de la décharge est quasi linéaire. Près de l'anode, la variation de cette température est relativement brutale due au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ électrique.

### III.8 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons pu mettre au point un code de calcul en 3D pour la simulation de la décharge luminescente basse pression. Cela était rendu possible en utilisant des outils numériques inédits pour la résolution des équations de transport du modèle fluide d'ordre deux en géométrie tridimensionnelle. Il s'agit des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson. Ce couplage nous a permis de calculer avec une bonne précision les caractéristiques physique et électrique de la décharge. La fermeture du système d'équations a été assurée en utilisant l'approximation de l'énergie moyenne locale.

Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode du pas en temps fractionné (technique du time splitting) dont le principe consiste à remplacer les équations de transports tridimensionnelles par une succession d'équations monodimensionnelles dans chacune des directions de la géométrie 3D considérée. La résolution des équations de transport en 1D obtenues après transformation a été effectuée en utilisant le schéma des différences finies implicite à flux

exponentiel. Le calcul des distributions spatio-temporelles du potentiel et du champ électrique de la décharge lumineuse a été obtenu par la résolution de l'équation de Poisson en utilisant en même temps l'algorithme de Thomas suivant l'axe longitudinal et la méthode itérative de sur-relaxation suivant les deux autres axes transversale et tangentiel de la décharge.

Pour s'assurer de la fiabilité de nos calculs concernant les caractéristiques de la décharge issues de notre code 3D, un test de validité a été effectué avec d'autres travaux issus de la littérature. Nous avons présenté en fin de ce troisième chapitre de notre thèse, les profils en 3D des caractéristiques macroscopiques de la décharge lumineuse basse pression. L'interprétation des résultats obtenus révèle la capacité du modèle physique et des méthodes numériques utilisées à décrire les phénomènes essentiels se produisant dans le type de décharge électrique objet de notre étude.

Une étude de l'influence de divers paramètres physiques est proposée dans le chapitre suivant, dont le but sera de dégager les principales tendances sur le comportement de la décharge.

### DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION - ETUDE PARAMETRIQUE

Le code numérique 3D développé dans le cadre de cette thèse nous a permis d'obtenir les caractéristiques macroscopiques de la décharge luminescente basse pression entretenu par émission d'électrons secondaires de la cathode bombardé par les ions positifs. Une étude de l'effet de divers paramètres est proposée dans ce chapitre, dont le but est d'obtenir des tendances sur le comportement de la décharge. Cette étude paramétrique concerne l'influence séparée de la tension appliquée, de la pression du gaz et du coefficient d'émission secondaire dans l'espace inter-électrodes sur certaines propriétés électriques et physiques de la décharge luminescente.

Les conditions de calcul, les données de base ainsi que les paramètres de transport introduits dans notre code pour cette étude sont ceux utilisés

précédemment. Notons que toutes les propriétés électriques de la décharge luminescente sont présentées à l'état stationnaire pour le régime normal de la décharge.

On considère dans notre étude que cette décharge prend naissance entre deux électrodes carrés de dimensions  $(2 \times 5.08, 2 \times 5.08)$  cm, planes et parallèles espacées d'une distance de 3.525 cm. Dans cette configuration géométrique tridimensionnelle, il existe une symétrie autour de l'axe  $x$  de propagation de la décharge.

Dans le souci d'observer facilement les résultats de notre étude paramétrique et afin de permettre une vue claire de l'évolution de la décharge luminescente, nous allons présenter chaque caractéristique par trois figures :

La première (a) représente le profil 3D complet.

La deuxième (b) représente le demi profil coupé au niveau du plan symétrique tangentiel  $z = 0$ .

La troisième (c) représente le profil unidimensionnel sur l'axe de symétrie  $y = 0$  et  $z = 0$ .

Cette dernière représentation, nous permet de voir tous les profils pour différentes valeurs du paramètre modifié sur une même figure, ce qui facilite l'interprétation des résultats.

#### IV.1 EFFET DE LA TENSION APPLIQUEE

Dans cette première partie de notre étude paramétrique, nous allons présenter l'effet de la tension appliquée sur les propriétés électriques de la décharge luminescente entretenue par émission secondaire à la cathode. La densité du gaz est fixée à  $2.83 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  qui correspond à une pression égale à 0.95 Torr, le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  est égale à 0.046. Les valeurs de tensions considérées sont respectivement: 76.4, 77.4 et 78.4 Volt.

L'évolution des distributions spatiales des densités électronique et ionique pour différentes valeurs de la tension appliquée sont représentées sur les figures IV.1 et IV.2. On remarque que le comportement de la décharge luminescente est tout à fait habituel, car on distingue bien la présence de trois régions différentes pour les trois valeurs de tensions choisies. Il s'agit de la région cathodique, de la colonne positive et de la région anodique. D'après ces deux figures, la surface occupée par la colonne positive dans l'espace inter-électrodes augmente avec l'augmentation de la valeur de la tension. Ce qui a pour conséquence, la contraction des gaines cathodique et anodique et l'expansion de la colonne

positive vers les parois diélectriques. Ceci était prévisible, car l'élévation de la tension entraîne automatiquement l'augmentation des trois composantes longitudinale, transversale et tangentielle du champ électrique (voir figures IV.4, IV.5 et IV.6). On sait que les électrons sont beaucoup plus rapides que les ions en présence d'un champ électrique. La probabilité pour que ces électrons effectuent des collisions ionisantes avec les neutres devient relativement importante ce qui conduit naturellement à l'expansion de la colonne positive vers les deux électrodes. Les valeurs maximales des densités électronique et ionique dans la colonne positive sont  $7.1 \cdot 10^7$ ,  $2.4 \cdot 10^8$  et  $3.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  respectivement pour 76.4, 77.4 et 78.4 Volts. On remarque aussi que les ions dans les deux régions anodique et cathodique sont relativement majoritaires par rapport aux électrons.

La distribution spatiale du potentiel électrique en fonction de la tension appliquée est représentée sur la figure IV.3. Dans cette figure, on remarque que la valeur du potentiel au niveau de la colonne positive est quasi identique à la valeur du potentiel appliqué à l'anode et que la surface occupée par ce potentiel augmente avec l'élévation de la tension. Ce comportement physique et électrique de l'expansion de la colonne positive pourra provoquer un claquage suite à une forte surtension.

La variation de la distribution spatiale du champ électrique longitudinal pour différentes valeurs de la tension appliquée est représentée sur la figure IV.4. On remarque que cette composante du champ électrique augmente dans la région cathodique avec l'accroissement de la tension et le gradient du potentiel devient de plus en plus raide. Dans la colonne positive et la région anodique, le champ longitudinal est relativement quasi nul à cause de la charge d'espace nette.

Les figures IV.5 et IV.6 représentent respectivement les distributions spatiales des champs électriques transversal et tangentiel pour différentes valeurs de tensions appliquées. On remarque que ces deux composantes du champ autour de l'axe de symétrie présentent une distribution asymétrique. C'est-à-dire que les résultantes de ces composantes de champ sont nulles dans l'espace inter-électrodes. Le rôle principal des champs électriques transversal et tangentiel dans une décharge électrique est de maintenir celle-ci confinée autour de l'axe de symétrie de la géométrie considérée. On remarque aussi que la valeur de ces deux composantes du champ croît légèrement avec l'augmentation de la tension appliquée.



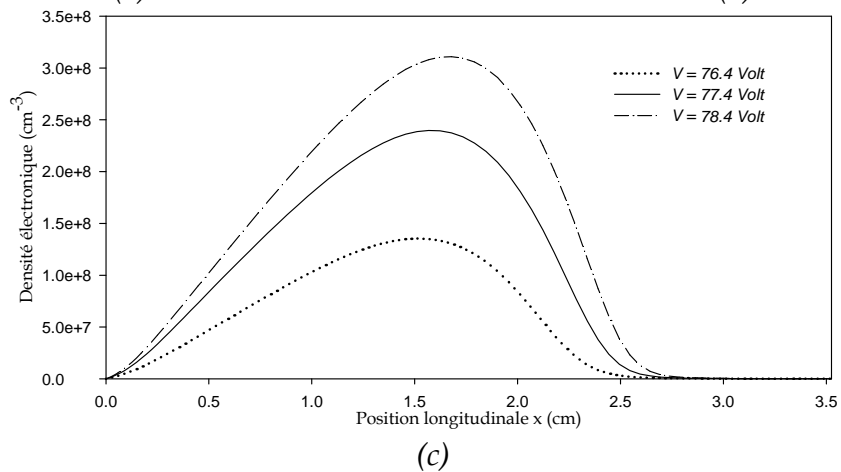
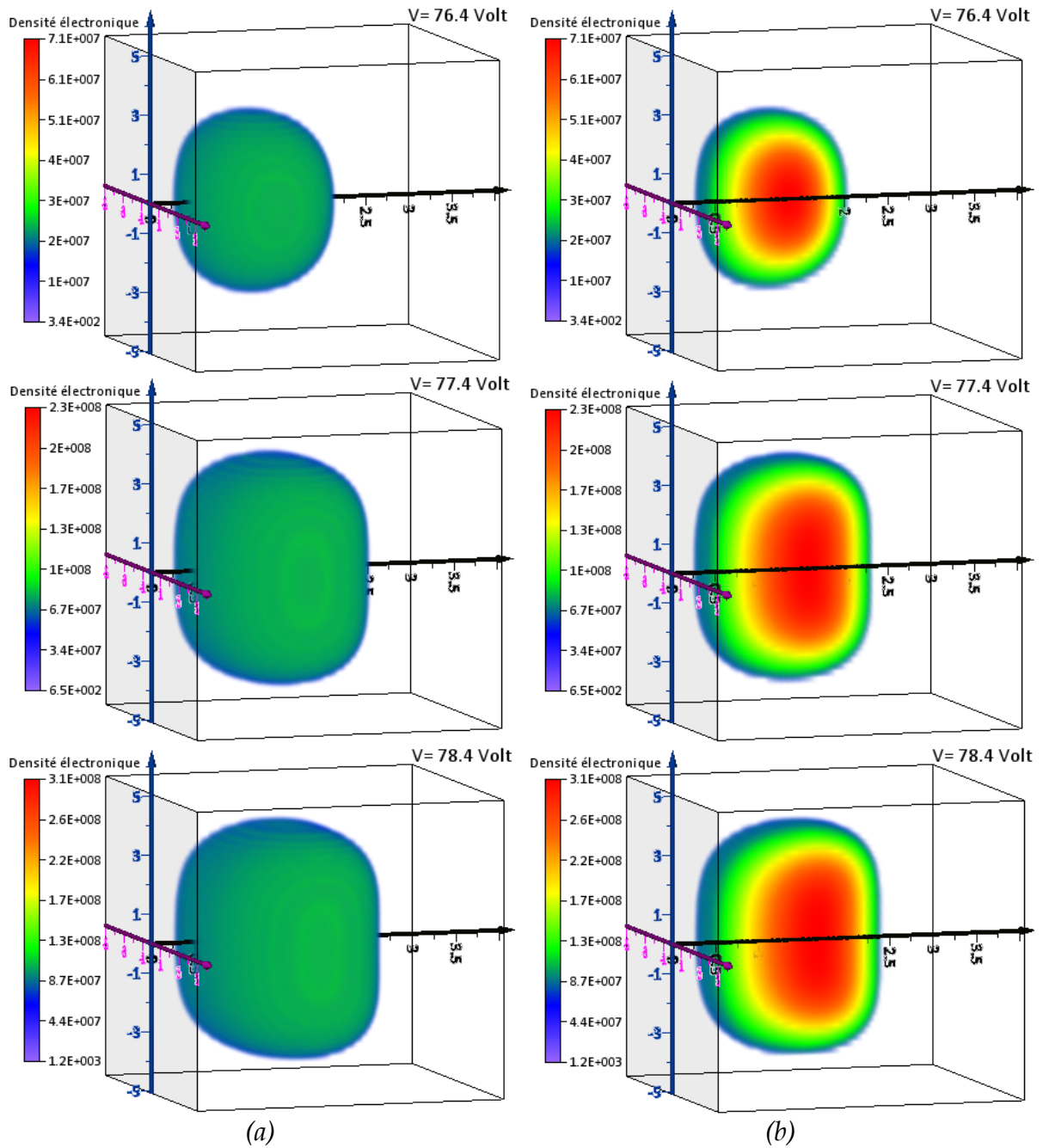


Figure IV.1: Distribution spatiale de la densité électronique pour différentes valeurs de la tension appliquée

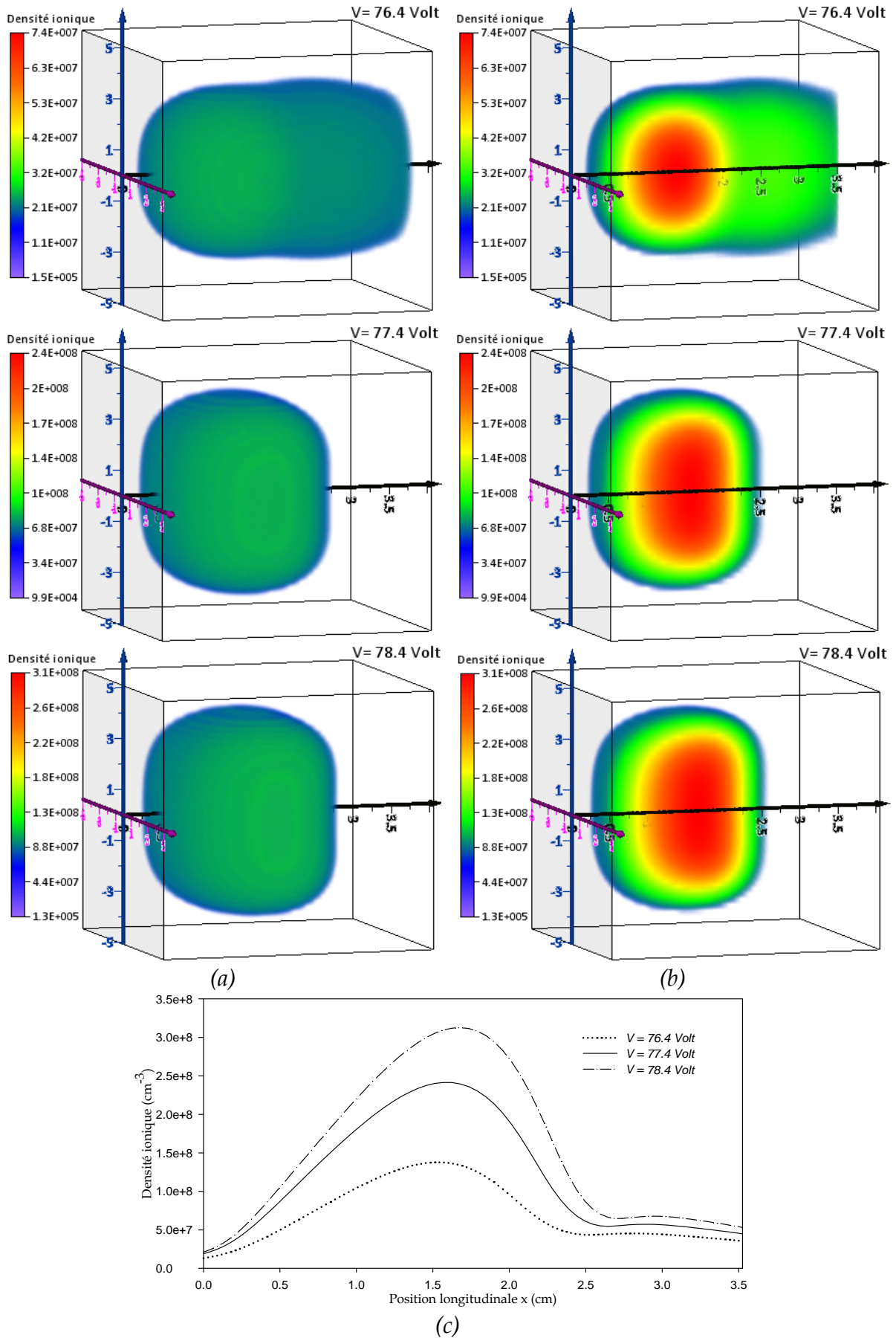


Figure IV.2: Distribution spatiale de la densité ionique pour différentes valeurs de la tension appliquée

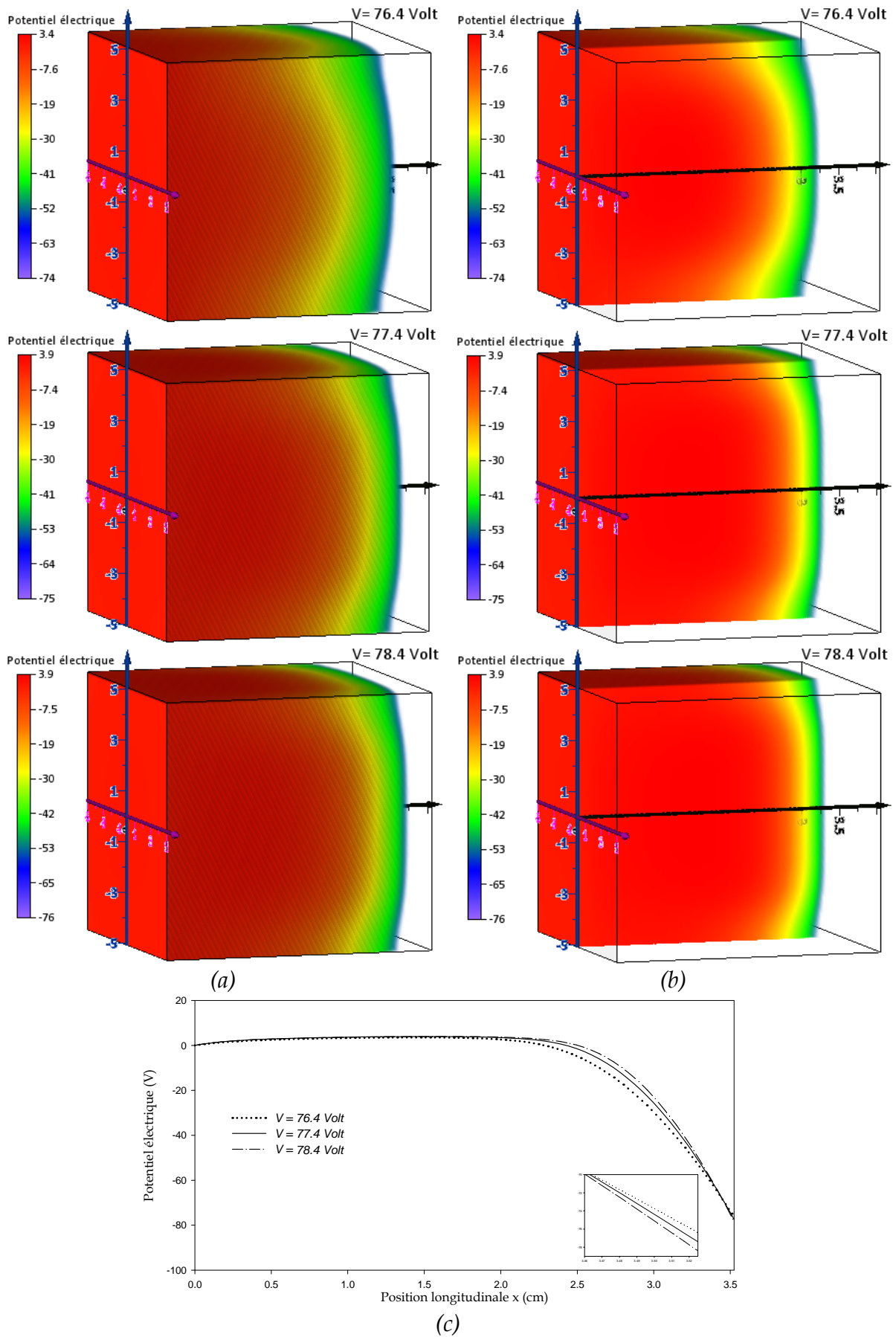


Figure IV.3: Distribution spatiale du potentiel électrique pour différentes valeurs de la tension appliquée

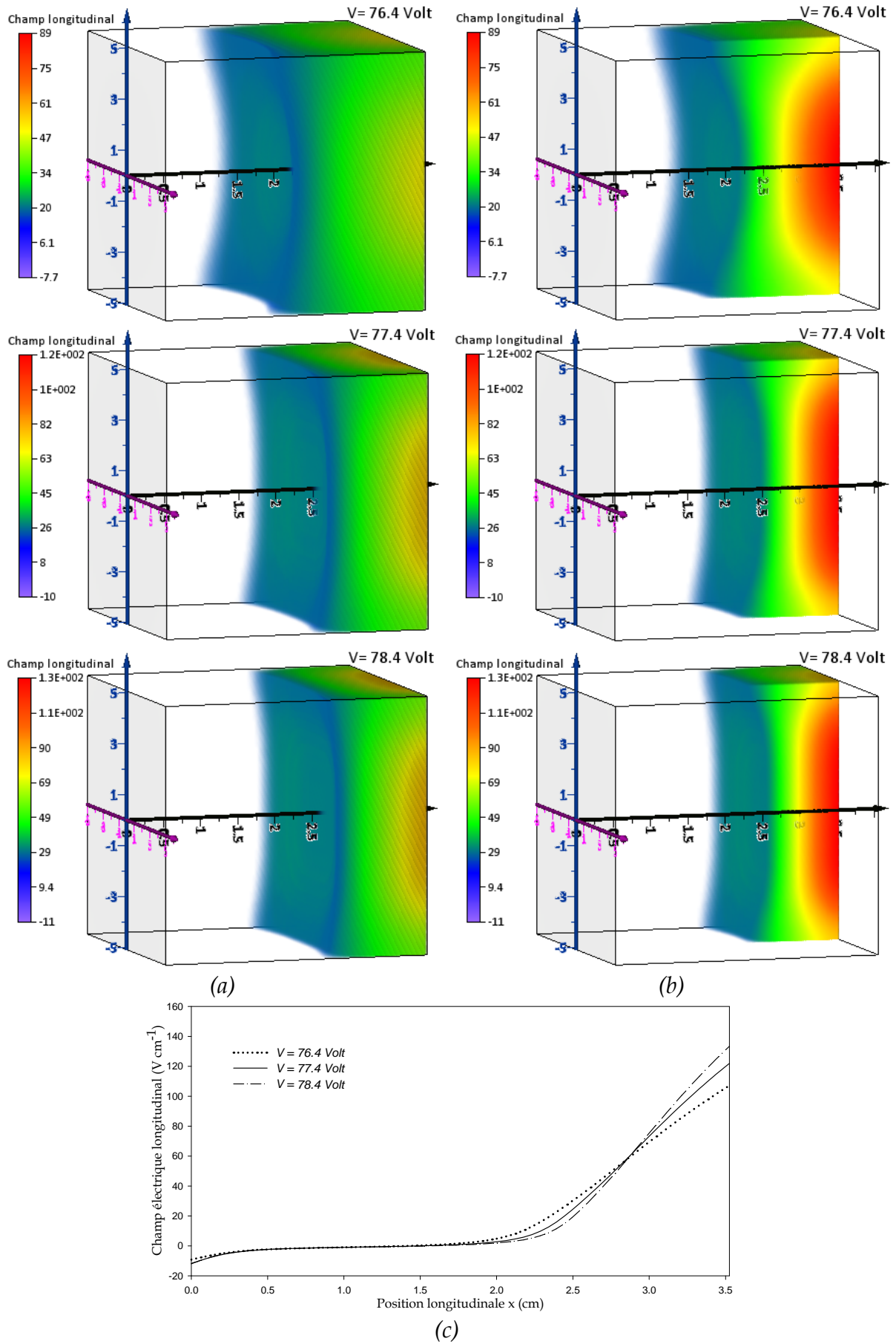


Figure IV.4: Distribution spatiale du champ électrique longitudinal pour différentes valeurs de la tension appliquée

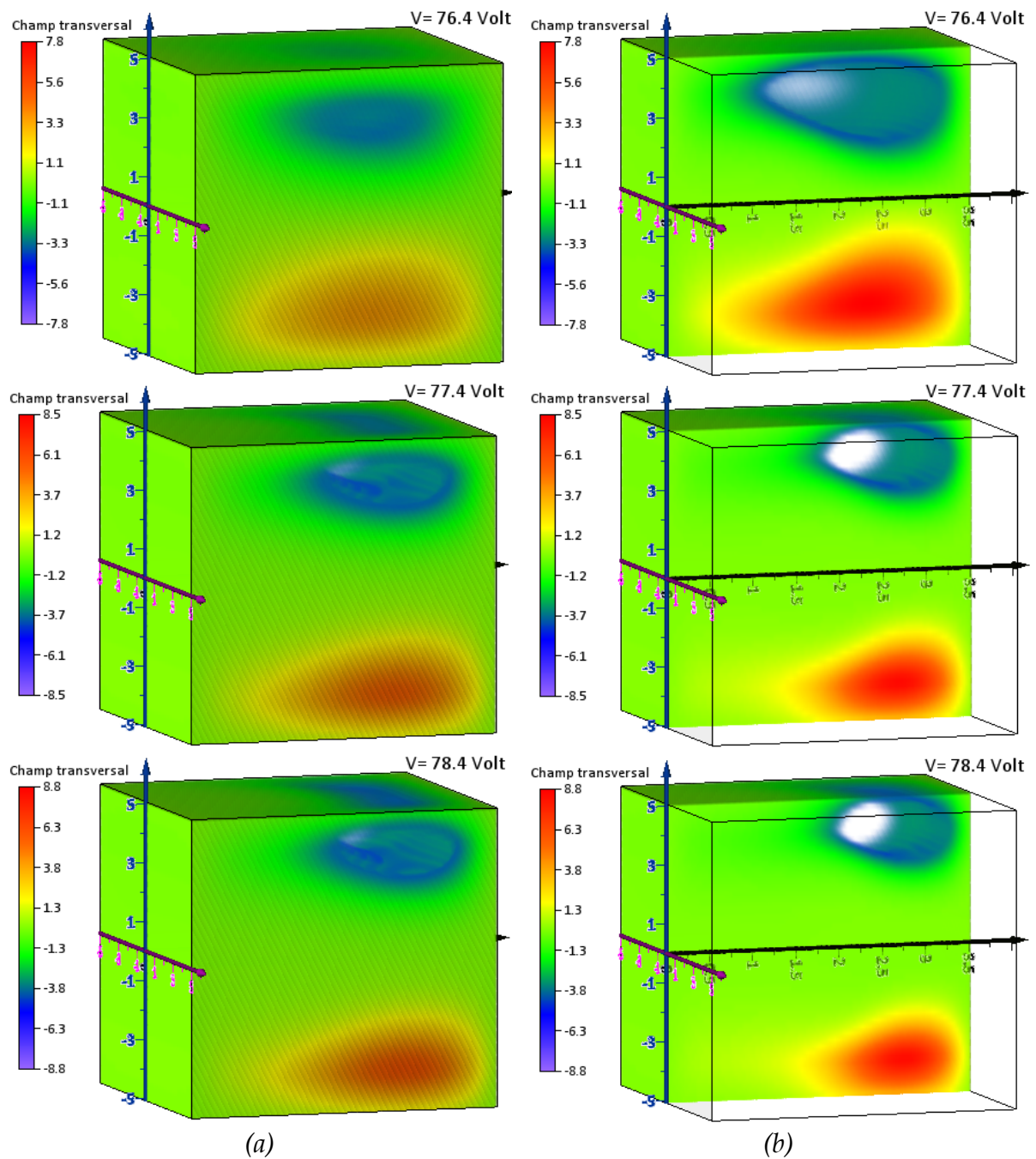


Figure IV.5: Distribution spatiale du champ électrique transversal pour différentes valeurs de la tension appliquée ( $V.cm^{-1}$ )

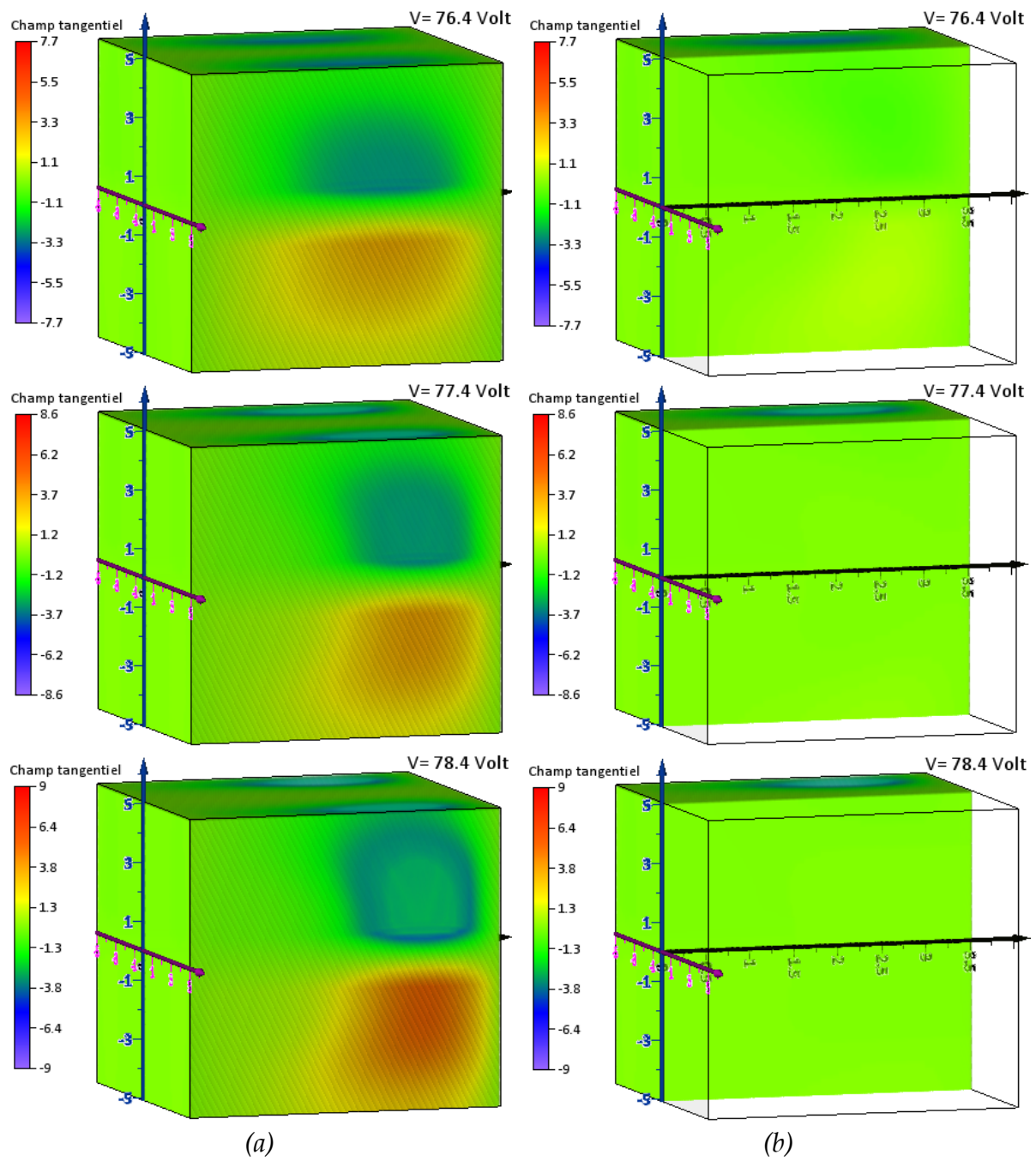
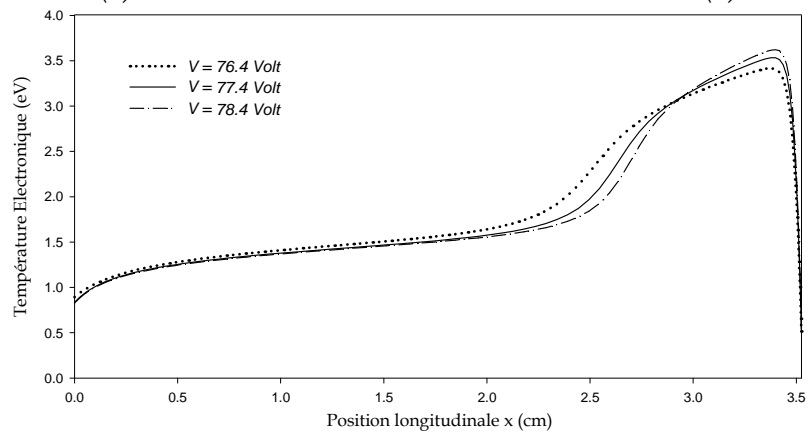
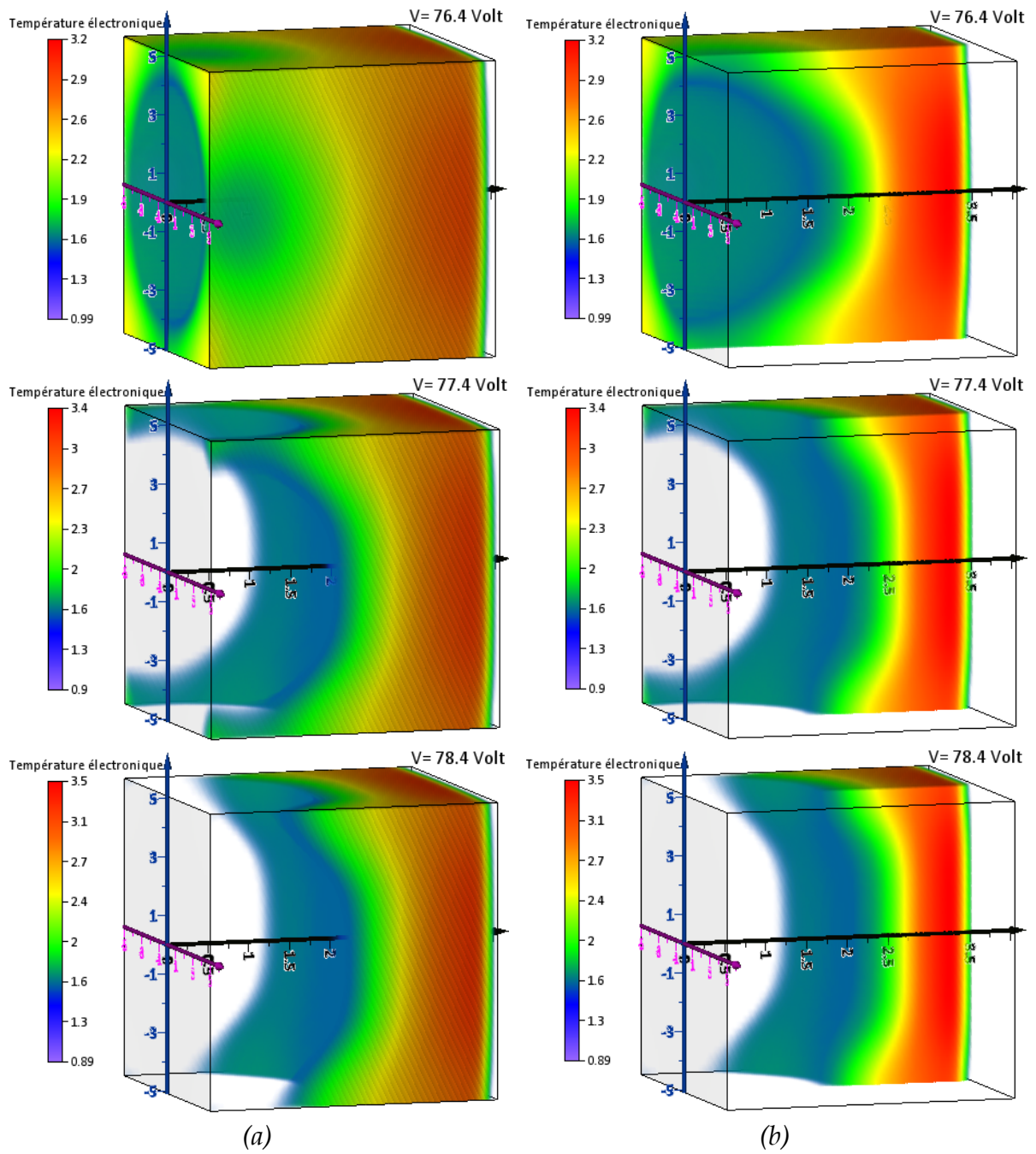


Figure IV.6: Distribution spatiale du champ électrique tangentiel pour différentes valeurs de la tension appliquée ( $V.cm^{-1}$ )

L'évolution de la distribution spatiale de la température électronique pour les trois valeurs de la tension appliquée choisies pour cette étude paramétrique est représentée sur la figure IV.7. On remarque que l'influence de la valeur de la tension sur le comportement de la température électronique apparaît clairement dans la région cathodique de la décharge luminescente. Cet accroissement de température est dû essentiellement à l'augmentation du champ électrique qui règne dans cette région. Ce qui permet aux électrons produits par émission secondaire sous l'effet du champ électrique d'être plus énergétiques pour effectuer des collisions ionisantes avec les neutres du gaz avant d'atteindre la colonne positive. On constate aussi que la variation de la température des électrons dans la colonne positive et la région anodique est quasi indépendante de la valeur de la tension appliquée. Ceci est normal à cause de la nature du champ électrique qui règne dans ces deux régions.



(c)

Figure IV.7: Distribution spatiale de la température électronique pour différentes valeurs de la tension appliquée



## IV.2 EFFET DE LA PRESSION DU GAZ

Nous allons présenter dans ce paragraphe l'influence de la pression du gaz sur les caractéristiques de la décharge luminescente basse pression entretenue par l'émission secondaire à la cathode avec un coefficient égale à 0.046. L'étude paramétrique effectuée sur la variation de la pression du gaz est implicitement une étude sur la variation de la température où de la densité du gaz. La valeur de la tension introduite est de 77.4 Volt. Les valeurs de la pression du gaz utilisées pour cette expérience sont: 0.55, 0.75 et 0.95 Torr.

Les figures IV.8 et IV.9 représentent respectivement l'effet de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique. Les profils des densités des particules chargées sont très caractéristiques des décharges luminescentes en régime normal. On remarque que la surface de la colonne positive augmente avec l'augmentation de la pression. Ce phénomène d'expansion entraîne des compressions au niveau des régions anodique et cathodique de la décharge. Le développement de la colonne positive vers les parois diélectriques et en même temps vers les électrodes est expliqué par le fait que l'augmentation de la pression du gaz provoque une diminution de libre parcours moyen. Ce qui a pour effet, d'augmenter la probabilité pour que le flux d'électrons émis de la cathode et en présence d'un champ électrique relativement intense d'effectuer des collisions ionisantes avec les neutres.

L'influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques longitudinal est représenté sur les figures IV.10 et IV.11. On constate que les distributions du potentiel et du champ électrique ont des profils caractérisant la présence d'une décharge luminescente dans l'espace inter-électrodes. Dans la région cathodique, on remarque que l'intensité du champ électrique longitudinal est fonction de la valeur de la pression du gaz utilisée. Par contre, dans la colonne positive et dans la région anodique, le potentiel et le champ électrique longitudinal est indépendant de la variation de la pression du gaz. Ceci est expliqué par la présence d'une charge d'espace nette très négligeable par rapport à celle qui se trouve dans la région cathodique.

Les distributions spatiales des composantes transversal et tangentiel du champ électrique pour les trois valeurs de la pression du gaz choisis sont représentées sur les figures IV.12 et IV.13. On observe que ces composantes du champ électrique sont légèrement affectées par la variation de la pression du gaz. La présence des distributions asymétriques des champs électriques transversal et tangentiel dans l'espace inter-électrodes nous indique l'existence d'une décharge luminescente.

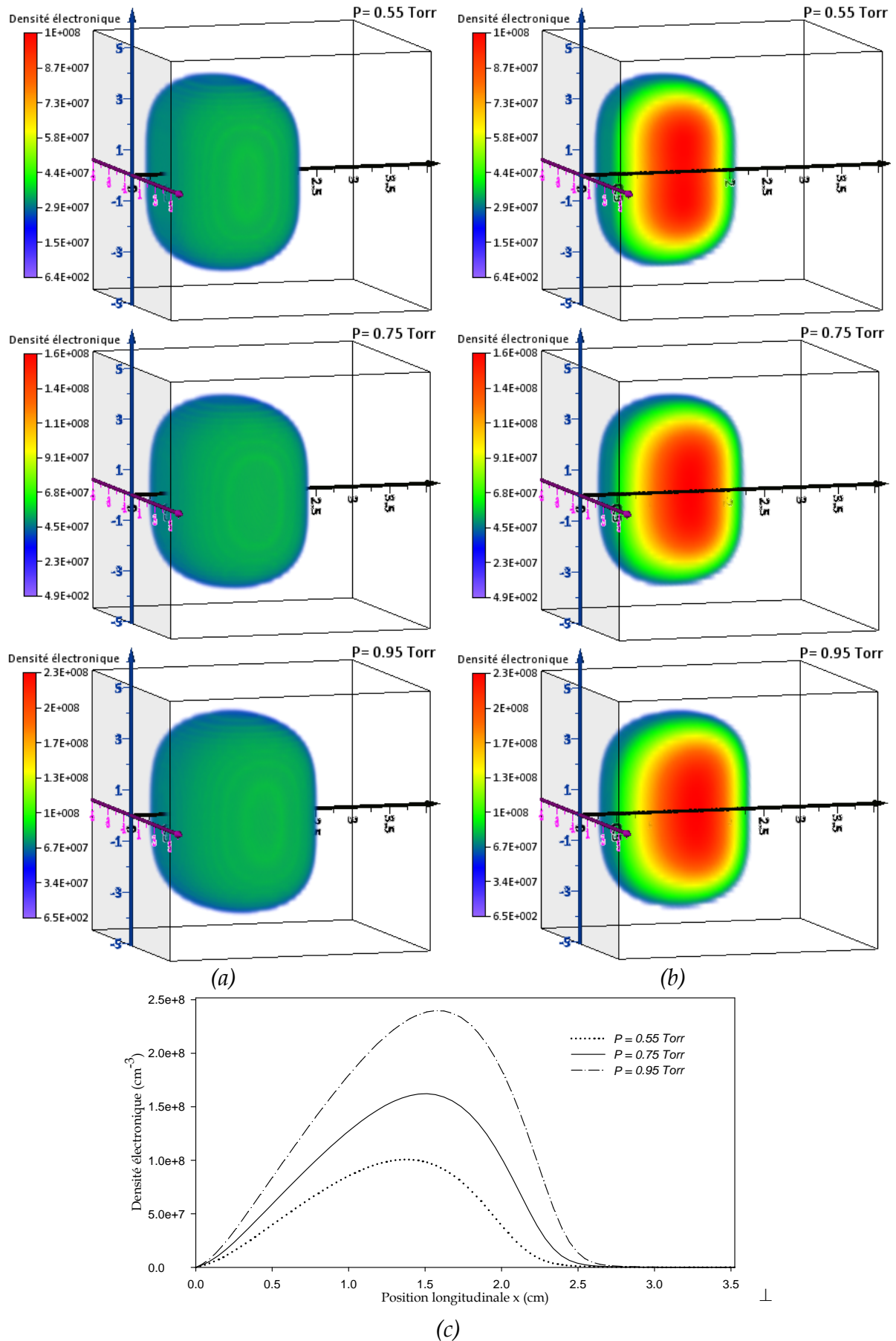


Figure IV.8: Distribution spatiale de la densité électronique pour différentes valeurs de la pression du gaz

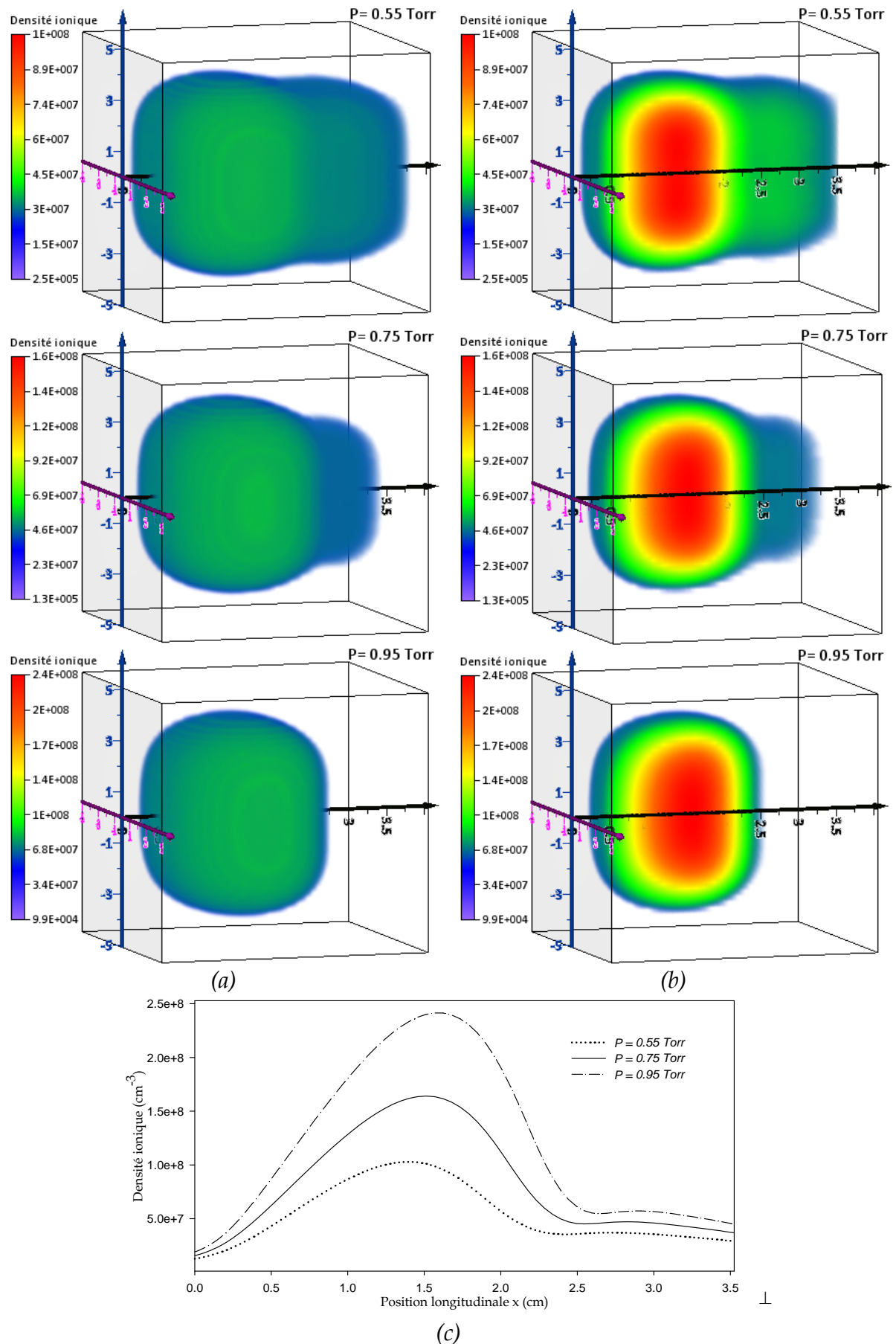


Figure IV.9: Distribution spatiale de la densité ionique pour différentes valeurs de la pression du gaz

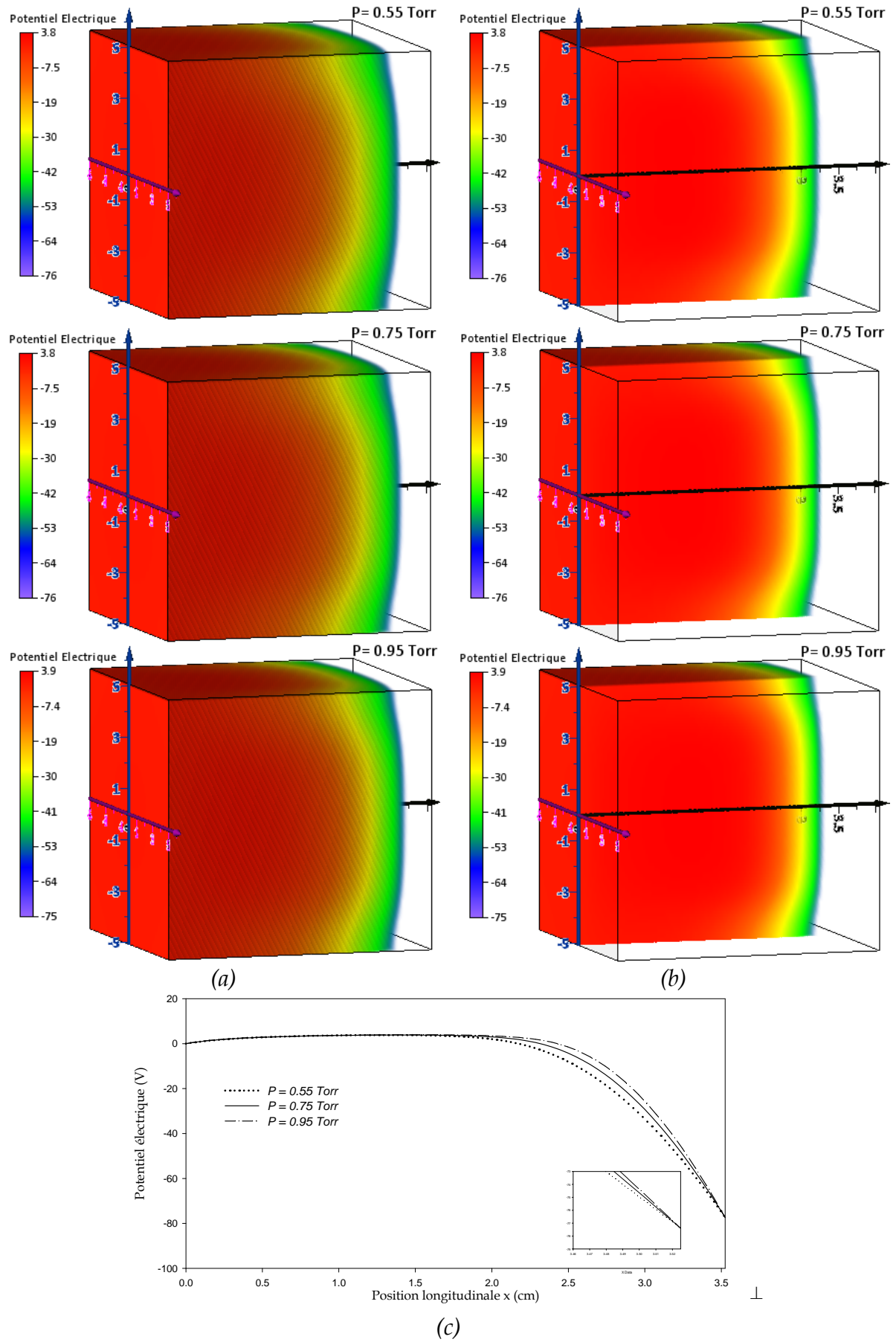


Figure IV.10: Distribution spatiale du potentiel électrique pour différentes valeurs de la pression du gaz

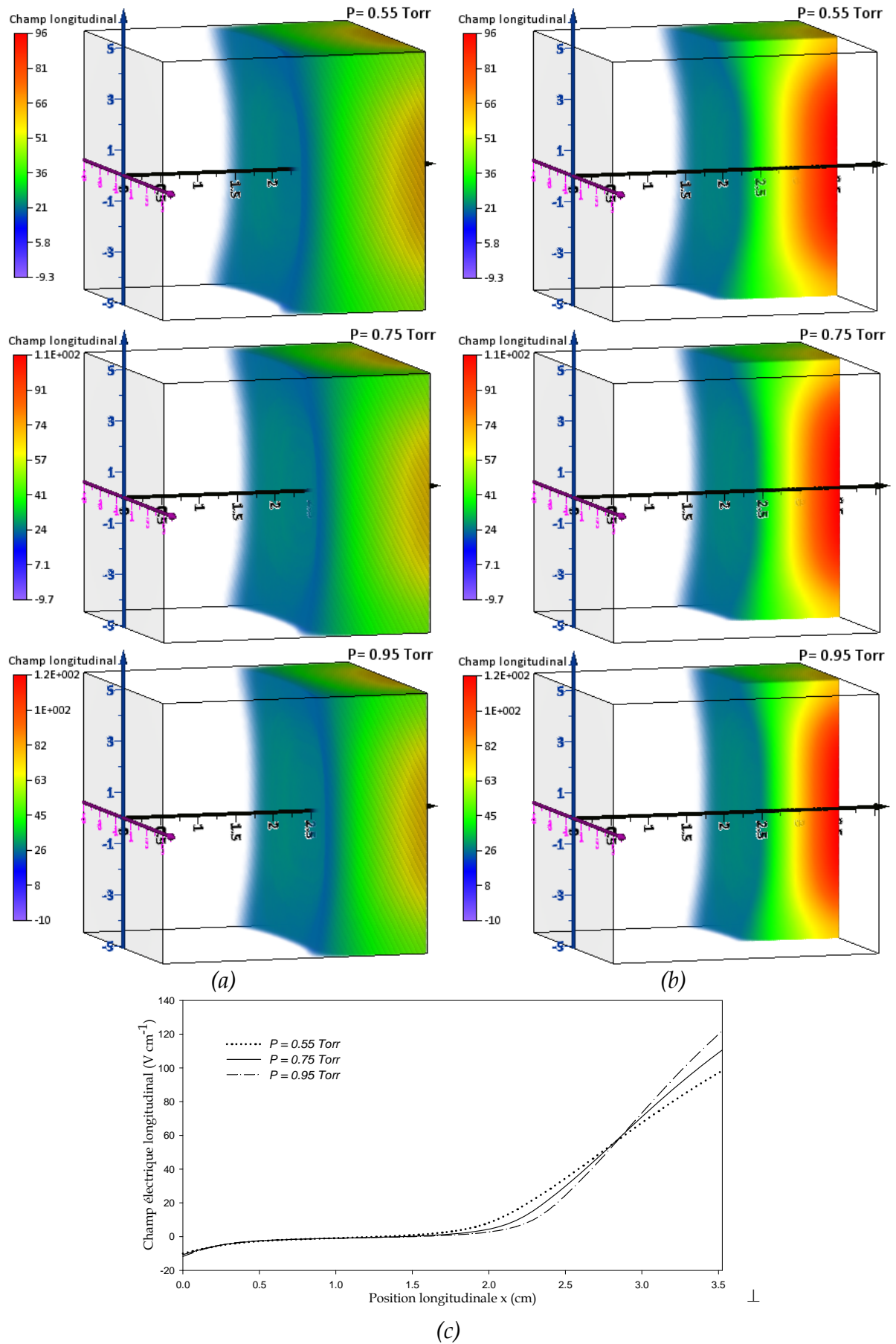


Figure IV.11: Distribution spatiale du champ électrique longitudinal pour différentes valeurs de la pression du gaz

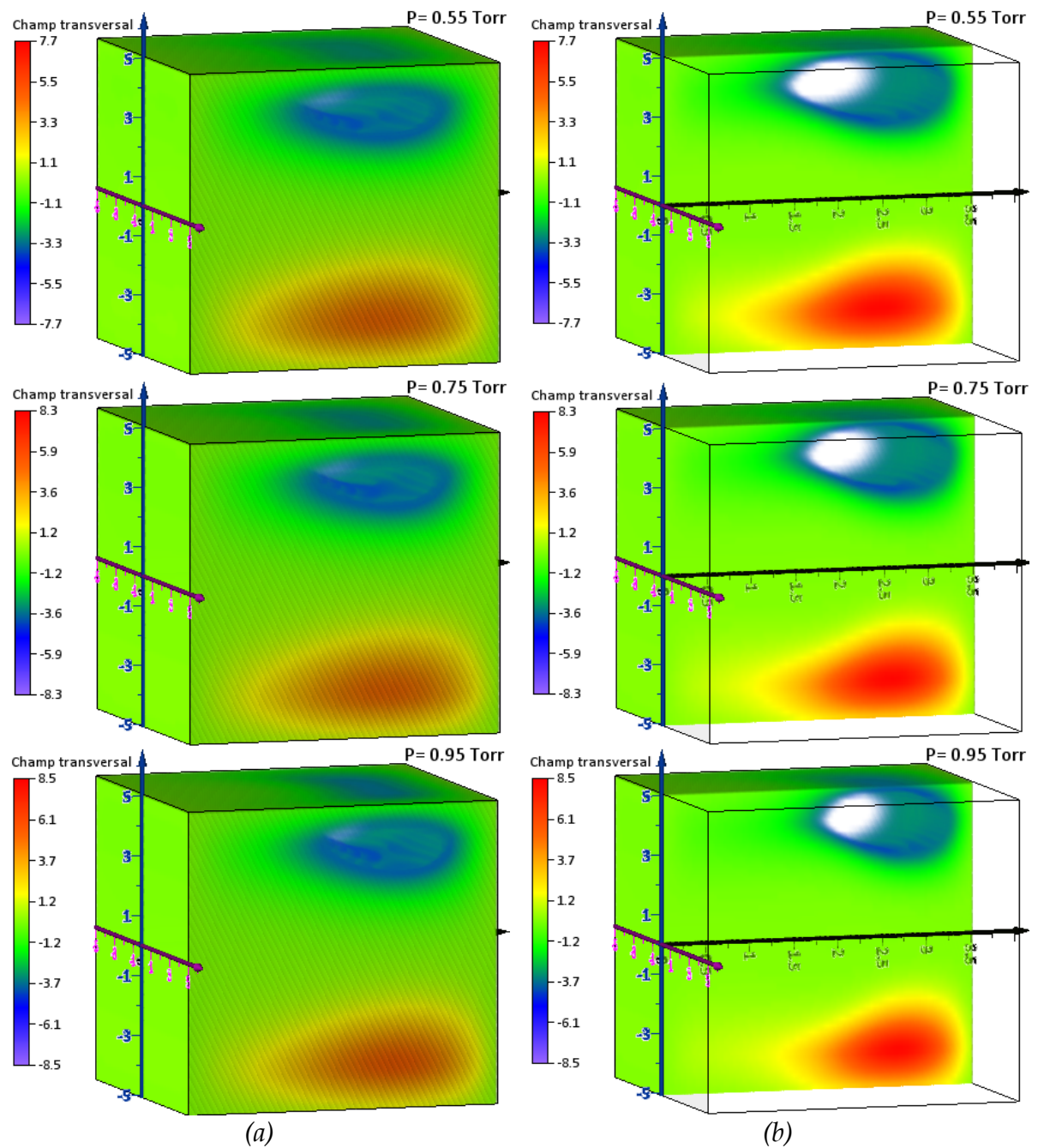


Figure IV.12: Distribution spatiale du champ électrique transversal pour différentes valeurs de la pression du gaz ( $V.cm^{-1}$ )

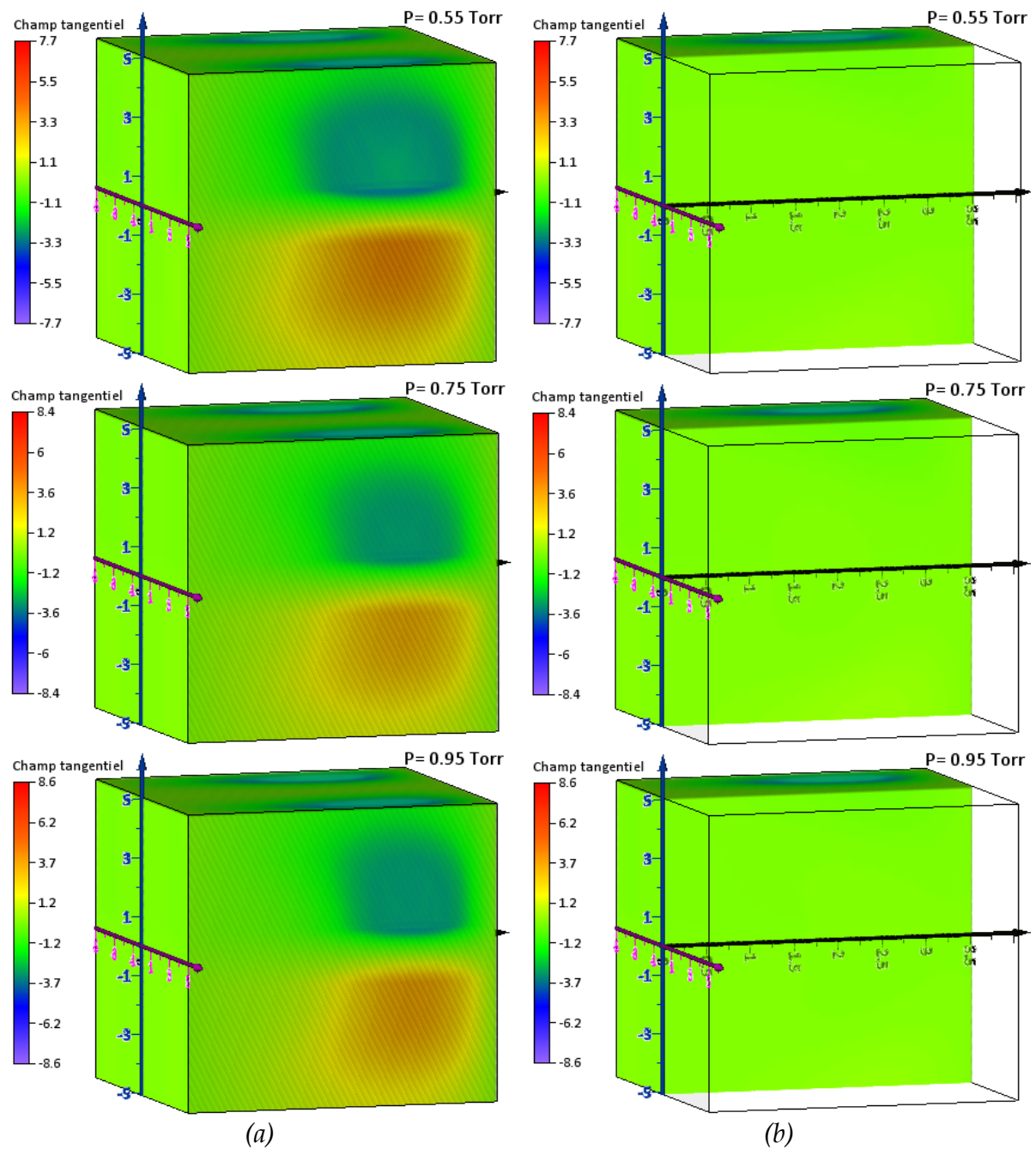


Figure IV.13: Distribution spatiale du champ électrique tangentielle pour différentes valeurs de la pression du gaz ( $V.cm^{-1}$ )

L'évolution spatiale de la température électronique en fonction de la pression du gaz est représentée sur la figure IV.14, sur laquelle on remarque que l'effet de la variation de la pression est relativement important dans la région cathodique de la décharge luminescente, la température des électrons diminue en fonction de la pression du gaz. Car, l'augmentation de la pression est accompagnée par une diminution du libre parcours moyen qui a pour conséquence l'accroissement de probabilité pour que les électrons émis de la cathode effectuent des collisions d'ionisation endothermique, à cet effet, les électrons n'auront pas assez d'espace pour acquérir suffisamment d'énergie entre deux collisions successives sous l'effet du champ électrique.



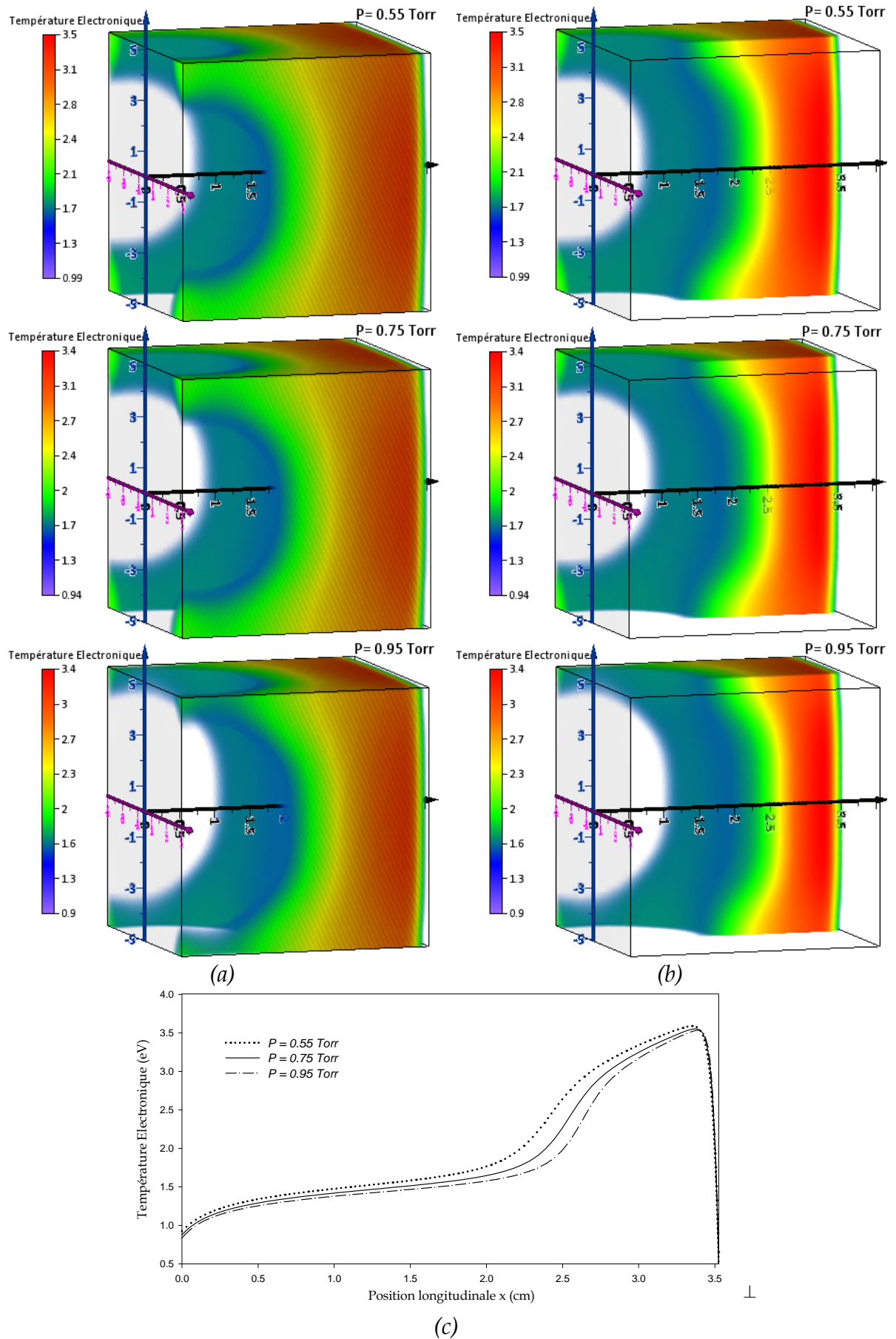


Figure IV.14: Distribution spatiale de la température électronique pour différentes valeurs de la pression du gaz

### IV.3 EFFET DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE

Après avoir étudié l'effet de la tension appliquée et de la pression du gaz sur les caractéristiques de la décharge luminescente; nous proposons dans ce qui suit l'étude de l'influence d'un autre paramètre très important dans l'entretien de la décharge, il s'agit du coefficient d'émission d'électrons secondaires de la cathode bombardée par les ions positifs. Dans cette étude paramétrique, la tension appliquée et la pression du gaz restent inchangées de valeurs respectives 77.4 Volt et 0.95 Torr et les valeurs du coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  choisis sont: 0.044, 0.046 et 0.048.

Les figures IV.15 et IV.16 représentent respectivement les distributions spatiales des densités électronique et ionique en fonction du coefficient d'émission secondaire. Les résultats obtenus pour les trois valeurs du  $\gamma$  choisis montrent clairement la présence d'une décharge luminescente caractérisée par la présence de trois régions: cathodique, colonne positive et anodique. On remarque que la surface occupée par la colonne positive devienne relativement importante avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire. Ce qui induit automatiquement la réduction des surfaces occupées par les régions anodique et cathodique. Cette expansion de la décharge est due essentiellement à l'augmentation du flux d'électrons émis de la cathode par impact ionique qui permet au processus d'ionisation d'être au même temps plus probable et plus efficace. La région cathodique est caractérisée par une densité ionique supérieure à la densité électronique. Cela signifie que la charge d'espace nette dans cette région augmente relativement avec l'augmentation de  $\gamma$ .

L'effet de la valeur du coefficient d'émission secondaire sur la distribution spatiale du potentiel électrique est représenté sur la figure IV.17. On remarque sur cette figure, que le potentiel est directement influencé par les variations de la charge d'espace nette, dans la région anodique et dans la colonne positive, le potentiel reste à la même valeur de la tension appliqué à l'anode pour les valeurs de  $\gamma$  considérées. La surface occupée par la région cathodique diminue avec l'augmentation de la valeur du coefficient d'émission secondaire  $\gamma$ .

La distribution spatiale du champ électrique longitudinal pour différentes valeurs du coefficient  $\gamma$  est illustrée sur la figure IV.18. On observe que cette distribution a une variation courante propre à la décharge luminescente. Dans la région cathodique, la valeur du champ longitudinal augmente avec l'augmentation de la valeur du coefficient d'émission secondaire. A cause de l'efficacité du flux électronique émis de la cathode par bombardement ionique. Ce qui permet d'avoir une charge d'espace nette relativement importante dans cette

région. Par contre, dans la colonne positive et la région anodique, la composante longitudinale du champ électrique est relativement quasi nulle.

L'évolution des distributions spatiales des composantes transversale et tangentielle du champ électrique en fonction du coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  sont représentées respectivement sur les figures IV.19 et IV.20. Comme on vient de l'indiquer dans le paragraphe précédent, le rôle essentiel de ces composantes asymétriques du champ électrique est de maintenir la décharge confinée autour de l'axe de symétrie. On remarque que les valeurs des champs transversal et tangentiel au niveau des parois diélectriques près de la cathode sont quasi-proportionnelles au coefficient  $\gamma$ .

La figure IV.21 représente la variation spatiale de la température électronique pour les trois valeurs du coefficient  $\gamma$  considérés. On remarque que l'effet du rendement de l'émission secondaire sur le comportement de la température des électrons apparaît clairement dans la région cathodique de la décharge luminescente. L'augmentation de cette température est due principalement à l'augmentation de la charge d'espace nette et de l'efficacité du champ électrique qui assiège cette région de la décharge. Sous l'effet d'un champ électrique assez important, le flux d'électrons émis par émission secondaire permet d'avoir une énergie suffisante pour déclencher le processus de collisions d'ionisation avec les neutres du gaz. Dans la colonne positive et la région anodique, la variation de la température des électrons n'est pas influencée par la valeur du coefficient  $\gamma$ .

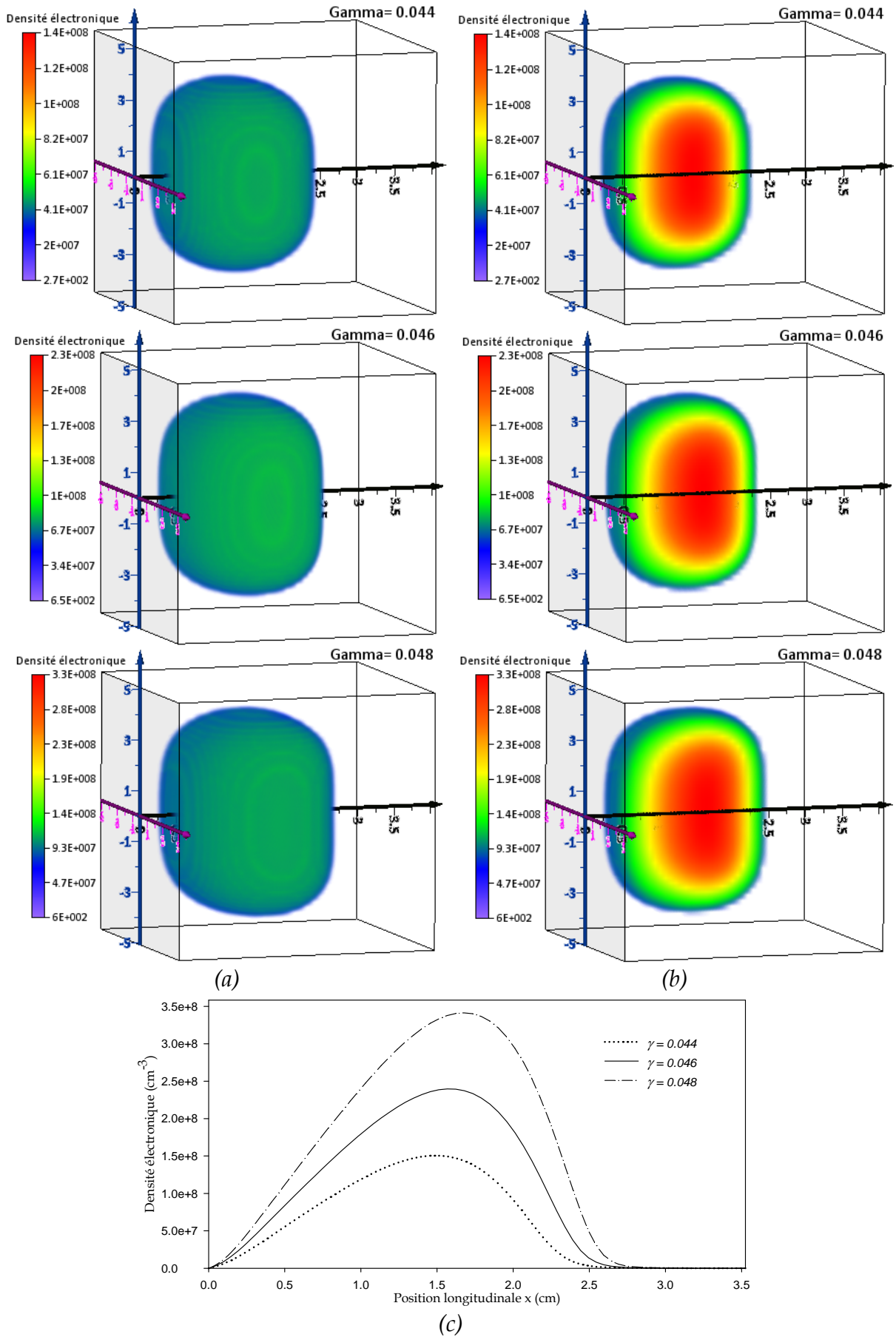


Figure IV.15: Distribution spatiale de la densité électronique pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire

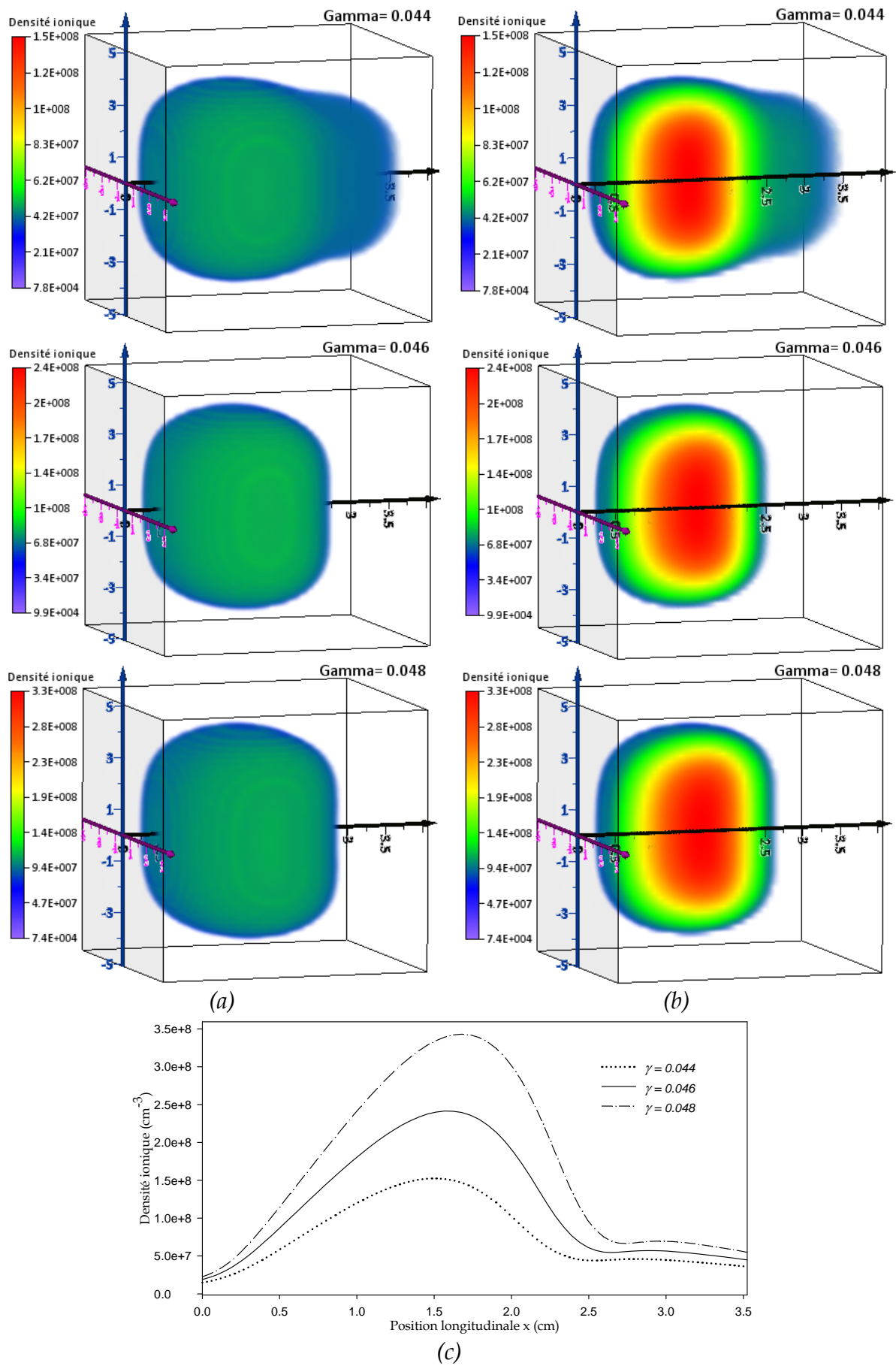
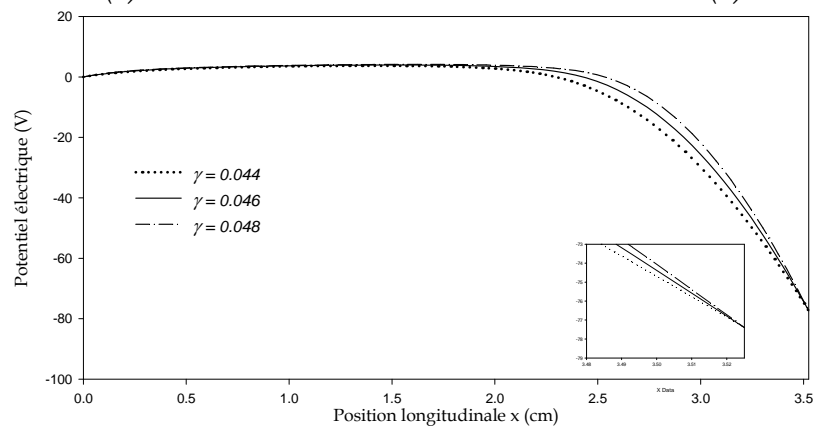
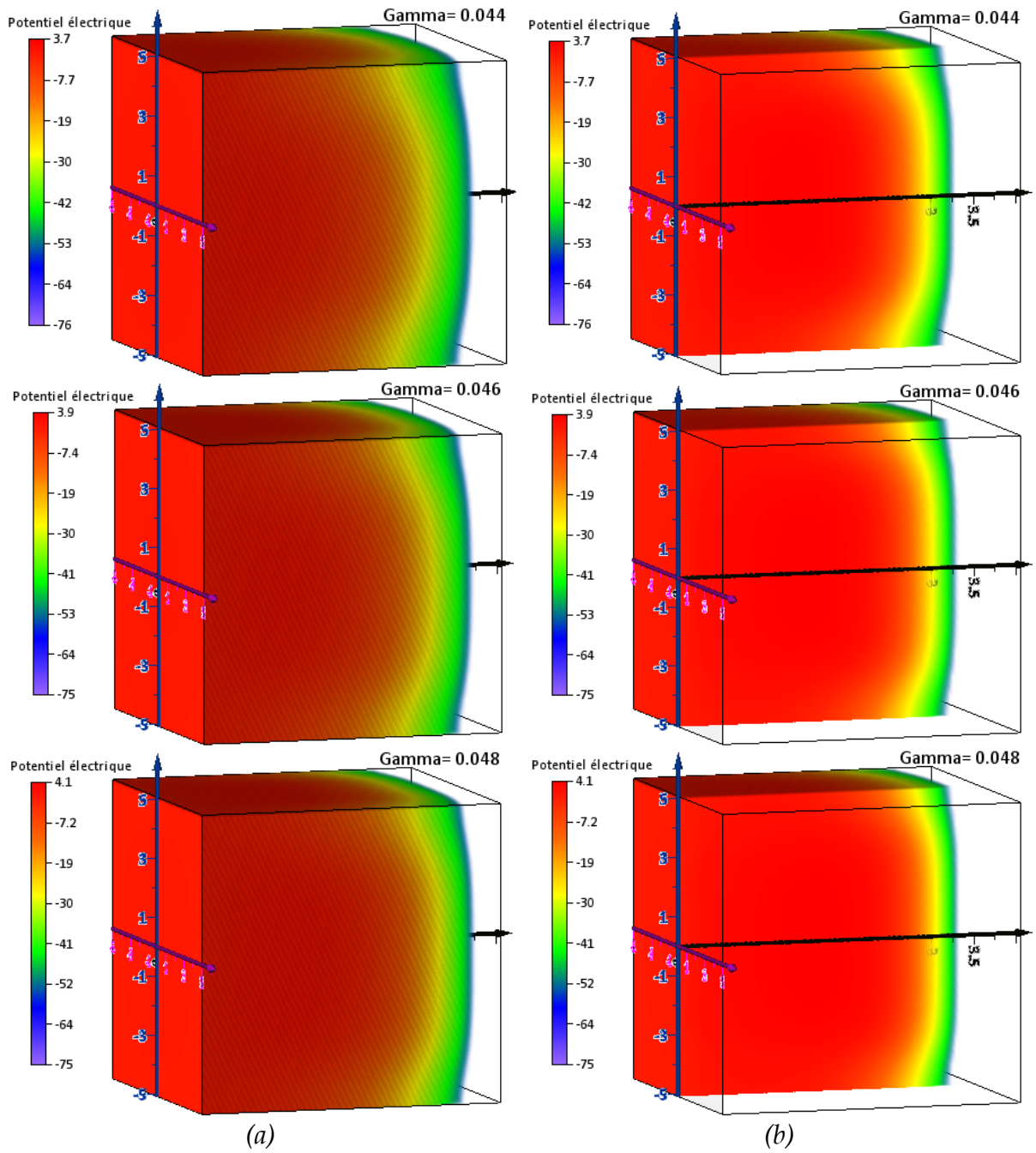


Figure IV.16: Distribution spatiale de la densité ionique pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire



(c)

Figure IV.17: Distribution spatiale du potentiel électrique pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire

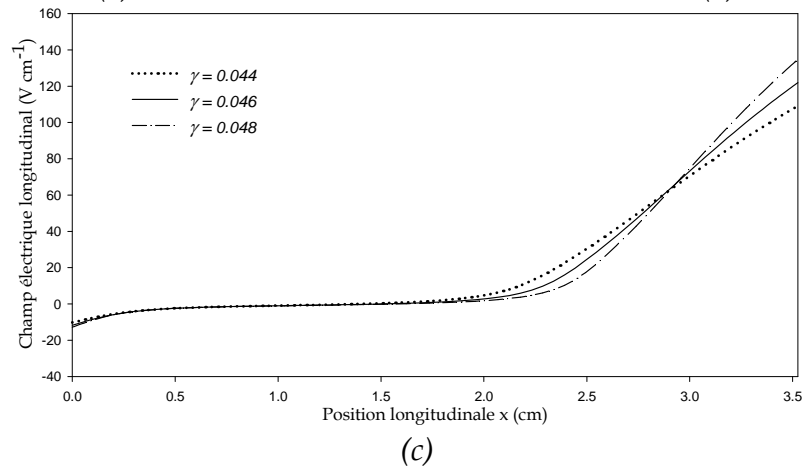
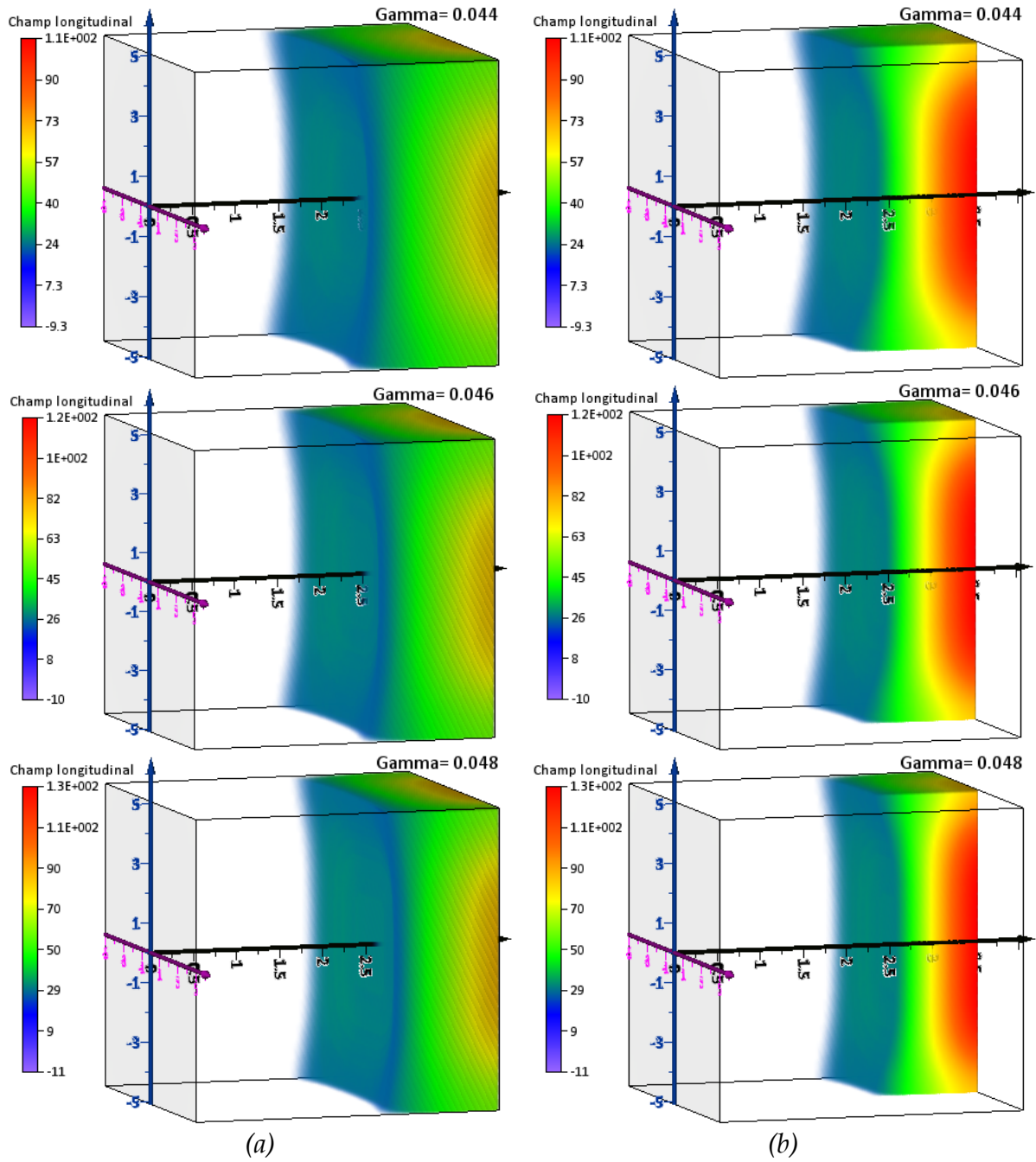
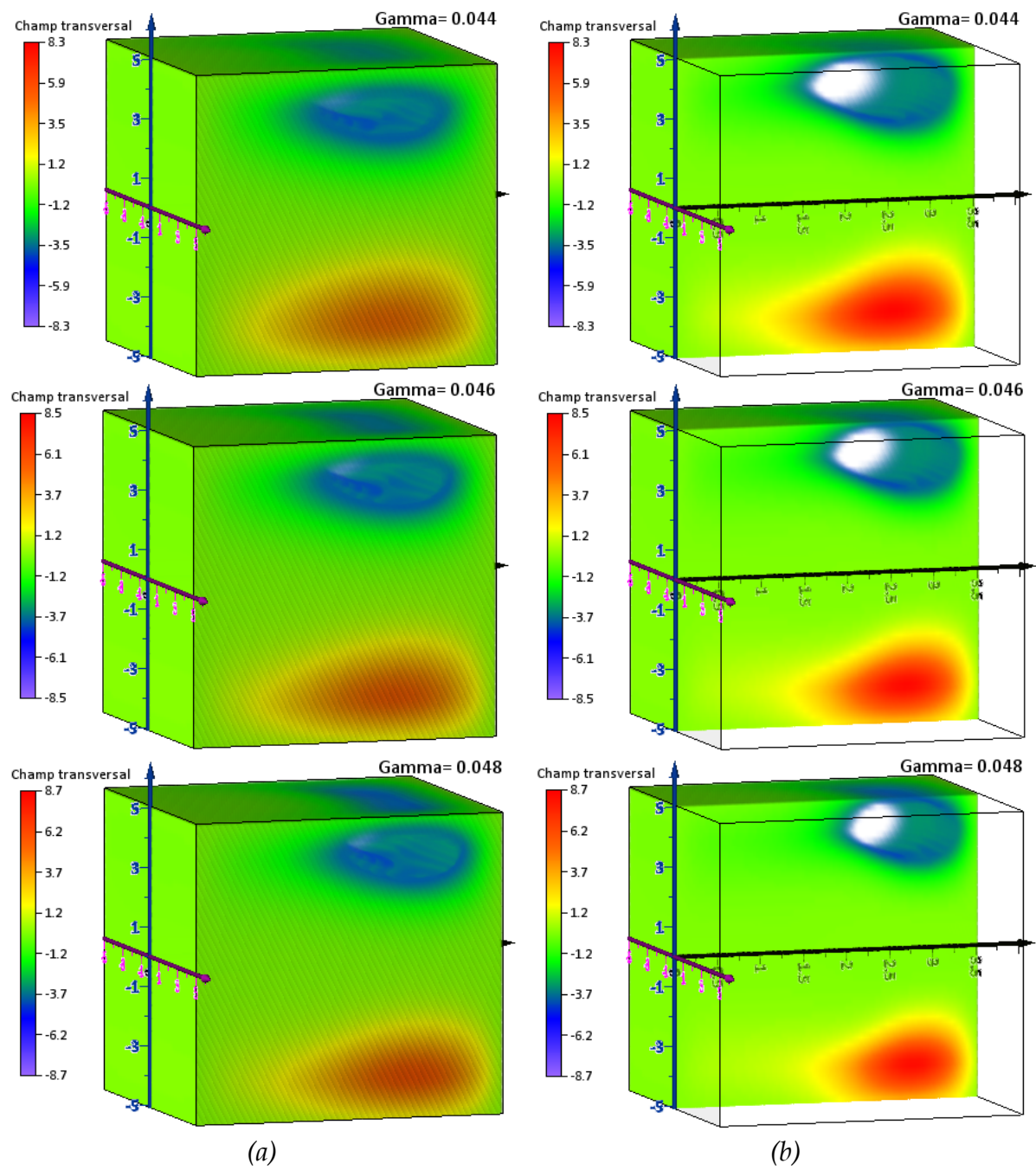


Figure IV.18: Distribution spatiale du champ électrique longitudinal pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire



*Figure IV.19: Distribution spatiale du champ électrique transversal pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire ( $V.cm^{-1}$ )*



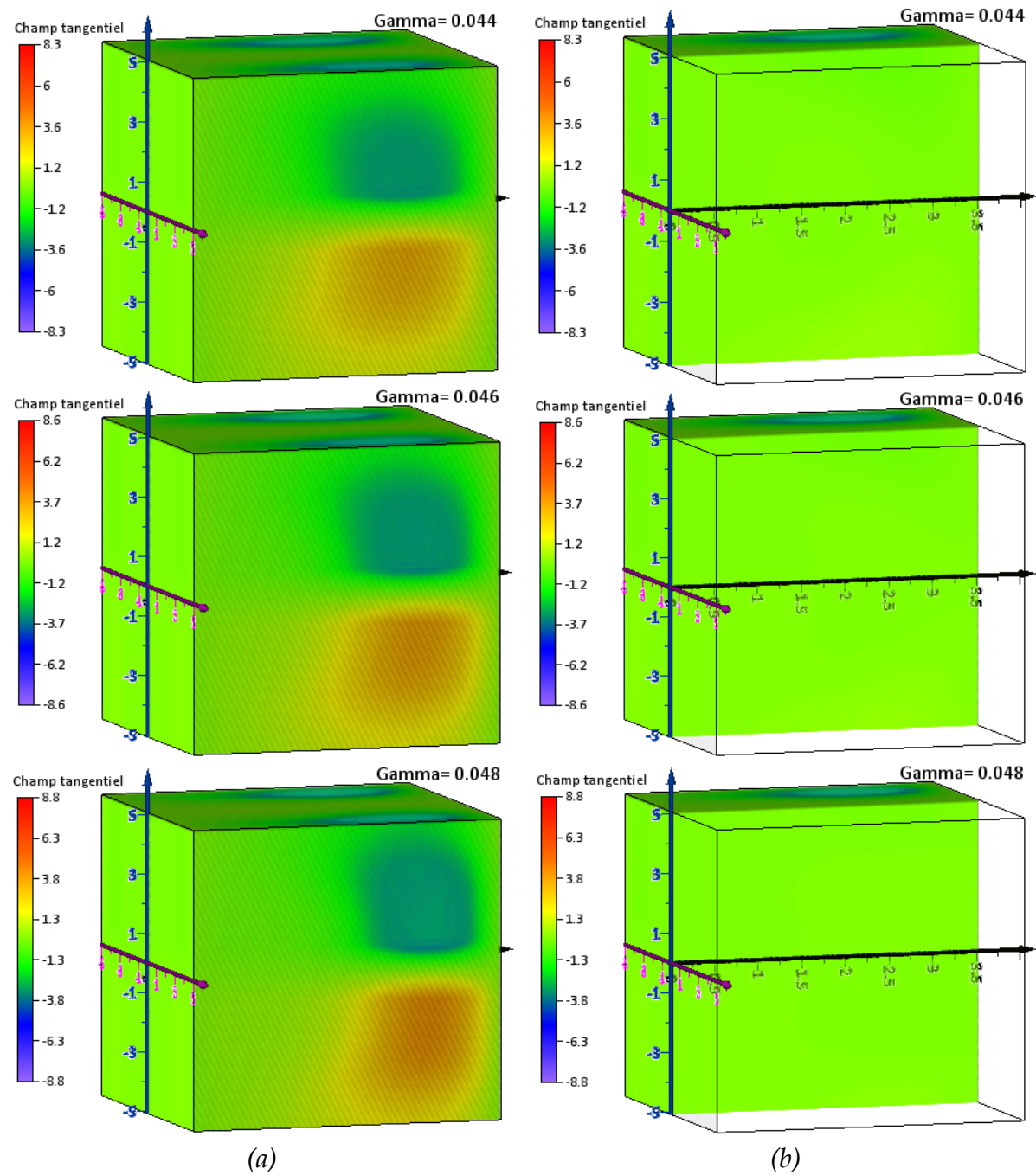


Figure IV.20: Distribution spatiale du champ électrique tangentiel pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire ( $V.cm^{-1}$ )

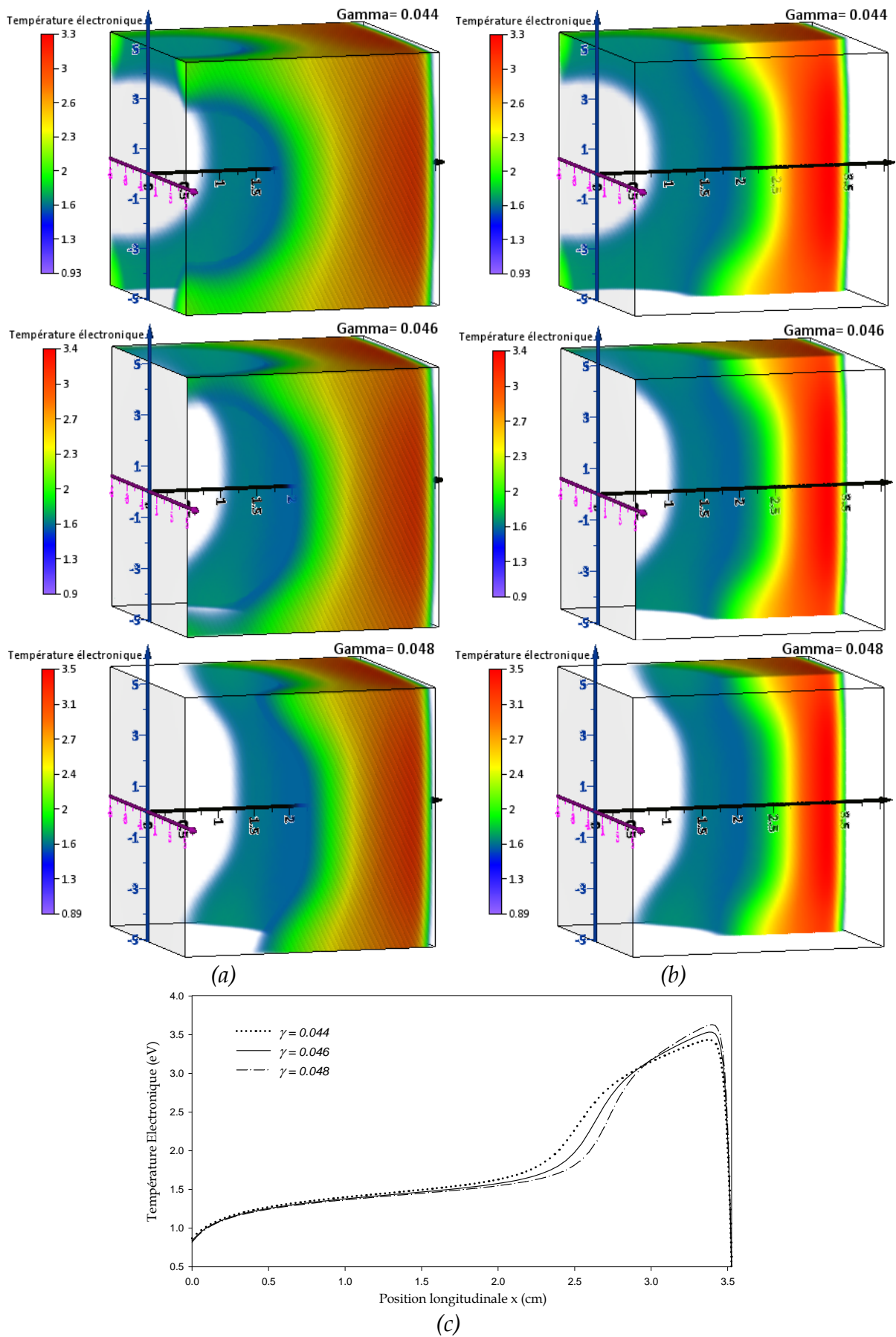


Figure IV.21: Distribution spatiale de la température électronique pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire

#### IV.4 CONCLUSION

Les résultats de l'étude paramétrique présentés dans ce chapitre ont donné une idée précise sur la capacité de notre code 3D de reproduire avec une certaine précision les propriétés physique et électrique de la décharge luminescente pour différentes valeurs de la tension appliquée, de la pression du gaz et du coefficient d'émission secondaire. Cette étude, nous a démontré que le comportement de la décharge dépend fortement des trois paramètres considérés.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

---

Le travail présenté dans cette thèse avait pour but l'élaboration d'un code numérique capable de décrire d'une manière plus réaliste le comportement de la décharge luminescente basse pression en géométrie tridimensionnelle.

Dans le chapitre I, nous avons rappelé quelques notions de base sur les caractéristiques et les paramètres définissant les plasmas en général, sur leurs propriétés électriques ainsi que les différentes collisions mises en jeu dans ce quatrième état de la matière. Nous avons par la suite démontré l'importance du domaine par l'explication de quelques exemples d'applications industrielles et les améliorations qu'a apporté l'utilisation des procédés plasmas aux techniques déjà applicables dans l'industrie.

Dans le chapitre II, nous avons commencé par une description brève des particules présentes dans un plasma ainsi que l'influence de certains paramètres électriques et physiques sur le développement de la décharge. Nous avons par la suite, présenté une description plus détaillée des décharges électriques notamment

celles de type luminescent auquel nous nous sommes intéressés dans cette thèse, le but était de comprendre les phénomènes qui régissent leurs différentes régions caractéristiques. D'un point de vue électrique et physique, elles sont constituées de trois principales régions dans le volume séparant les électrodes, la région cathodique, la colonne positive et la région anodique.

La dernière partie de ce chapitre a été consacré entièrement à la présentation de différentes approches physiques pour caractériser les décharges luminescentes. Nous avons montré qu'il existe trois types de modèles: le modèle fluide répond à de nombreuses approximations, mais permet, sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapide. Il existe à l'opposer une approche dite microscopique ou particulaire traitant directement l'équation de Boltzmann; Des modèles hybrides à mi-chemin ont également été évoqués.

Dans le chapitre III, nous avons détaillé le modèle fluide d'ordre deux pour la modélisation en 3D de la décharge luminescente en régime continu. A cet effet nous avons introduit les équations de conservation des particules chargées à résoudre. Ce sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et d'énergie qui sont couplées à l'équation de Poisson pour tenir compte de la charge d'espace. Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode du pas en temps fractionné dont le principe consiste à remplacer les équations de transports tridimensionnelles par une succession d'équations monodimensionnelles dans chacune des trois directions de l'espace considérée. La résolution des équations de transport en 1D obtenues après transformation a été effectuée en utilisant le schéma des différences finies implicite à flux exponentiel.

L'utilisation de ces schémas numériques dans notre code, a donné entière satisfaction à nos attentes de départ qui étaient celui de mettre au point des outils de calcul performants et rapides pour la modélisation des décharges luminescente en 3D.

Nous avons présenté en fin de ce chapitre de notre thèse, les profils en 3D des caractéristiques macroscopiques de la décharge luminescente basse pression à l'état stationnaire. Il s'agit des distributions spatiales en 3D des densités des particules chargées, du potentiel, des trois composantes du champ électrique et de la température des électrons.

Les résultats obtenus révèlent la capacité du modèle physique et des méthodes numériques utilisées à décrire les phénomènes essentiels se produisant dans le type de décharge électrique objet de notre étude.

La validation du modèle numérique 3D est effectuée dans le cas d'une géométrie monodimensionnelle (cas d'étude bien détaillé dans la bibliographie) en considérant nos résultats sur l'axe de symétrie du réacteur. Les simulations effectuées montrent un bon accord qualitatif et quantitatif avec les travaux existants. Cette étape permet ainsi de valider l'implantation numérique de notre modèle physique.

Finalement, il nous semble important d'effectuer une étude paramétrique sur les caractéristiques tridimensionnelles de la décharge en fonction de la tension appliquée, de la pression du gaz et du coefficient d'émission secondaire. Les résultats de cette étude présentés dans le chapitre IV ont donné des informations importantes confirmant l'efficacité et la validité de notre code numérique 3D.

Les perspectives de ce travail visent à s'approcher le plus possible de la réalité décrite par les expériences:

Le temps de calcul reste toujours une contrainte pour la modélisation en 3D et une accélération de l'algorithme serait donc particulièrement utile. L'utilisation d'un maillage convenable serait l'une des possibilités.

La précision des calculs issus de notre code 3D dépend en grande partie des données de base. Nous prévoyant donc, de réaliser un couplage entre le code 3D élaboré dans le cadre de cette thèse avec le code de Monte Carlo afin de déterminer les paramètres de transport nécessaires.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [Al-1] A. Alkaa, P. Segur, A. Zahraoui, and M. Kadri-H, "*Monte Carlo treatment of the transport of electrons in a gas including electron-electron interaction*", *Physical Review* 50 (4), 3006-3017 (1994).
- [Am-1] E. Amanatides, A. Hammad, E. Katsia, and D. Mataras , "*On the high pressure regime of plasma enhanced deposition of microcrystalline silicon*", *J. Appl. Phys.* 97, 073303, 2005
- [An-1] A.M. Antoine, B. Drévillon, and P. Roca i Cabarrocas, *J. of Appl. Phys.* 61 (1987) 2501.
- [Ar-1] R. R. Arslanbekov, "*Two-dimensional simulations of the transition from Townsend to glow discharge and subnormal oscillations*", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36: 2986-2994, 2003.

- [Ba-1] N. Baguer, A. Bogaerts, and R. Gijbels, "Hybrid model for a cylindrical hollow cathode glow discharge and comparison with experiments", *Spectrochimica Acta Part B*, 57:311–326, 2002.
- [Ba-2] L. Bardoš and H. Barankova, "Characterization of the cold atmospheric plasma hybrid source", *J. Vacuum Science & Technology A*, 23(4):933–937, 2005.
- [Be-1] S. Béchu "Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression", publications de l'université de Saint-Étienne, pp (159-223), 2004.
- [Be-2] D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani, A. Settaoui, "PIC MC Using Free Path for the Simulation of Low Pressure RF Discharge in Argon", *IEEE Trans.on Plasma Science*, 38, 4, 902, 2010.
- [Be-3] D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani, "RF discharge characteristics from particle model based on two optimized Monte Carlo methods for collision treatment", ICPIG Cancun 13-18July, 2009.
- [Be-4] Ph. Belenguer, and J.P. Boeuf *Physical Review*, 41, 4447 (1990).
- [Be-5] D. Benyoucef, "Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques", Thèse de l'Université de Paul Sabatier Toulouse, 10 Mai 2011.
- [Be-6] Ph. Belenguer, "Modélisation des décharges radio fréquence en régime collisionnel", Thèse de Doctorat, Université de Nancy, France, (1999).
- [Bo-1] T.J.M. Boyd and J.J. Sanderson "The Physics of Plasmas", Cambridge University Press (2003)
- [Bo-2] K. Bonsor, "<http://science.howstuffworks.com/fusion-propulsion.htm>", 13 July 2008.
- [Bo-3] J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* 63, 1342 (1988).
- [Bo-4] A. Bogaerts, R. Gijbels, and W.J. Goedheer, "Hybrid Monte Carlo- fluid model of a direct current glow discharge", *J. Appl. Phys.* 78(4), 2233-2241 (1995).
- [Br-1] W. J. M. Brok, "Modelling of transient phenomena in gas discharges", Rap. Tech. Univ. Eindhoven, 2005.
- [Ca-1] L.T. Canham, W.Y. Leong, M.I.J. Beale, T.I. Cox and L. Taylor, *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992) 2563



- [Ca-2] L. Caillault, "*Etude expérimentale et modélisation d'un réflecteur à plasma dans l'Hélium pour des applications radar*", Thèse de l'Université de Versailles Saint Quentin, 25 Janvier 2002
- [Ca-3] K. L. Cartwright, J. P. Verboncoeur and C. K. Birdsall, "*Nonlinear hybrid Boltzmann-particle-in-cell acceleration algorithm*", Phys. Plasma Vol. 7, N° 8, 3252-3264, August 2000
- [Ca-4] R.J Carman and R.P. Mildren, "*Electron energy distribution functions for modelling the plasma kinetics in dielectric barrier discharges*", J. Phys. D: Appl. Phys, pp 99, 33, August 2000
- [Ch-1] A. R. Choudhuri "*The Physics of Fluids and Plasmas: an introduction for astrophysicist*", Cambridge University Press (1998)
- [Ch-2] F. Chen, Jane P. Chang, "*Principles of Plasma Processing*", university of California, Los Angeles, pp (1, 4, 16-18), 2002.
- [Ch-3] Christian Sarra-Bournet "*Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux*", Thèse pour l'obtention du grade de maître ès sciences de l'université de Laval (2007).
- [Ch-4] J. Charles MATÉO-VÉLEZ, "*Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnées et de son interaction avec l'aérodynamique*", Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 18 décembre 2006
- [Ch-5] F. Chen "*Introduction to plasma physics dans Plenum*" Press, New york, 1974
- [Ch-6] L. G. Christophorou, L. A. Pinnaduwege, (1990) "*Basic Physics of Gaseous Dielectrics*". IEEE Transactions on Electrical Insulation , 25 (1), pp. 55-74.
- [Ch-7] Chapman, B. "*Glow discharge processes*", sputtering and plasma etching. New York: John Wiley and Sons, (1980).
- [Co-1] G. A. Coduti, "*Etude de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un plasma d'air à température ambiante*", Thèse de l'Université de Paris 11 Orsay, 28 Janvier 2005
- [Da-1] M. Davoudabadi and F. Mashayek, "*Numerical modeling of dust particle configurations in a cylindrical radio-frequency plasma reactor*", Phys. Rev., E 76, 056405, November 2007

- [Da-2] A.J. Davies, "Numerical solution of continuity equations and plasma growth", Workshop, plasma chaud et modélisation des décharges, CIRM, luminy. Pp 45, 1992. Dept of physix, University of college of Swansea Singleton Park, Swansea, SA2 8PP, Great Britain.
- [De-1] J.-L. Delcroix, A. Bers "Physique des plasmas", , Eds., Paris 1994
- [De-2] Antoine Descoeur, "Characterization of electrical discharge machining plasmas", Thèse de l'Ecole polytechnique de Lausanne, 2006
- [De-3] P. Degond, S. Jin, L. Mieussens, "A Smooth transition model between kinetic and hydrodynamic equations", J. Comput. Phys. Vol 209, Issue 2, 665-694, 2005
- [Dr-1] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, "The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure", Rev. Mod. Phys., 12(2), 87, 1940.
- [Du-1] O. Ducasse and all, "Critical Analysis on Two-Dimensional Point-to-Plane Streamer Simulations Using the Finite Element and Finite Volume Methods", IEEE Trans. On plasma sci., Vol. 35, NO. 5, 1287, October 2007
- [El-1] Elghazaly M.H., Solyman S., "Electron impact ionization and excitation rate coefficients in the negative glow region of a glow discharge", Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 103 (2007), 260-271
- [Er-1] I. Er-rifai, "Polymérisation et greffages induits par plasma froid basse pression de composés organophosphorés et fluorés pour l'amélioration des performances retard au feu du polyamide", Thèse de l'Université Lille 1, 17 Juin 2005
- [Fe-1] J. H. Ferziger, & H. G. Kaper, "Mathematical Theory of Transport Processes in Gases", North-Holland Pub. Co, (1972).
- [Fi-1]: Richard Fitzpatrick "Introduction to Plasma Physics", PHY380L, spring 1998, the University of Texas, pp (6-11).
- [Fi-2] A. Fiala "Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge luminescente à basse pression", Thèse de Doctorat ès-sciences, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).
- [Fi-3] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J.-P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharge", Physical Review E 49 (6), 5607-5622 (1994).
- [Fr-1] R. N. Francklin, Journal of Physics D (Applied Physics) 2003, 36, 309.

- [Gr-1] D. B. Graves and K. F. Jensen, "A Continuum Model of DC and RF Discharges", J. Appl Phys. 62, 88 1987.
- [Gr-2] G.K. Grubert, D. Loffhagen, and D. Uhrlandt, "Two-fluid modelling of an abnormal low-pressure glow discharge", Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference 2005 Frankfurt
- [Gr-3] D. B. Graves and K. F. Jensen, "A continuum model of dc and rf discharges", IEEE Trans. On plasma Sci., 78, 1986.
- [Gu-1] Z. Guo, H. Liu, L.-S. Luo and K. Xu, "A comparative study of the LBE and GKS methods for 2D near incompressible laminar flows", J. Comp. Phys 227, 4955-4976, January 2008.
- [Ha-1] G. J. M. Hagelaar, F. J. de Hoog and G. M. Kroesen, "Boundary conditions in fluid models of gas discharges", Phys. Rev. E, Vol 62, N 1, 1452-1454, July 2000.
- [Ha-2] G. J. M. Hagelaar, "Modelling of micro-discharge for display technology", These Univ. Eindhoven, 13 November 2000.
- [Ha-3] E. Havlícková, "Fluid Model of Plasma and Computational Methods for Solution", WDS '06 Proceedings of Contributed Papers, Part III, 180-186, 2006.
- [He-1] D. Herrebout, "Modelling of methane, acetylene and silane plasmas: study of the plasma chemistry", Thesis University Antwerpen, 2003.
- [He-2] A. Hennad, "Cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulations de Monte Carlo classique et optimisée : détermination des données de base dans l'air ", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2458 (1996).
- [Hu-1] Hundsdorfer W., Portero L., "A note on iterated splitting schemes", Journal of Computational and Applied Mathematics, 201(2007), 146-152
- [Ko-1] J. Korprnicky, "Modèles de conductivité électrique pour lampes à décharge", Thèse de l'Université de Paul Sabatier Toulouse, 14 février 2008
- [Kr-1] B. Kraloua, "Modélisation bidimensionnelle des décharges électriques à basse pression: Modèle fluide du deuxième ordre", Thèse de l'Université des sciences et de la technologie d'Oran USTO-MB, 2011.
- [Kr-2] Kraloua B., Hennad A., "Multidimensional numerical simulation of glow discharge by using the N-BEE-Time splitting method", Plasma Science and Technology, Vol.14, Sep(2012), No.9

- [Ku-1] E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel, "*High Voltage Engineering Fundamentals*" (2nd ed.). Butterworth-Heinemann. (2000).
- [La-1] A. Labergue "*Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements*", Thèse de l'Université de Poitiers, 25 novembre 2005
- [La-2] J. Larbre, "*Décontamination de surface par un procédé plasma froid à pression atmosphérique*", Thèse de l'Université de Paris Sud XI, 26 Juin 2006
- [Li-1] Yi-Hung Lin, Raymond A. Adomatis, " *A Global basis Function Approach to DC Glow Discharge Simulation* ", Physics letters A 243, 142, 1998.
- [Li-2] Y.-H. Lin, "*From Detailed Simulation to Model Reduction: Development of Numerical Tools for a Plasma Processing Application*", Ph.D. University of Maryland, College Park, 1999.
- [Li-3] W. Liao, Y. Peng and L.-S. Luo, "*Modified gas-kinetic scheme for shock structures in argon*", Prog. Comput. Fluid. Dyn., Vol. 8, N° 1-4, 97, 2008
- [Lo-1] L. B. Loeb, "*Electrical breakdown of gases with steady or direct current impulse Potentials*", Encyclopedia of Physics, Berlin, 1956.
- [Lu-1] Luque A., Ebert U., "*Density models for streamer discharges: Beyond cylindrical symmetry and homogeneous media*", Journal of Computational Physics 231 (2012) 904-918
- [Ma-1] E. Marode, "*Le traitement des effluents gazeux par plasmas froids*", REE N° 4, p. 99, avril 1998.
- [Ma-2] T. Martens, A. Bogaerts, W. J. M. Brok and J. and J. A. M. van der Mullen, "*Modeling study on the influence of the pressure on a dielectric barrier discharge micro-plasma*", J. Anal. At. Spectrom, Vol.22, 1033-1042, June 2007.
- [Me-1] J. M. Meek, J.D.Craggs, (1953). "*Electrical breakdown of gases*". Oxford: Clarendon Press.
- [Me-2] J. Meichsner, (2005). "*Plasma Physics*". Springer.
- [Me-3] J. M. Meek and J. D. Craggs, "*Gas discharge physics*", Berlin, 1991
- [Me-4] A. Merad, "*Modélisation fluide des décharges radiofréquences basse pression, à couplage capacitif, et considération de la présence de poudres*", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2932 (1998).

- [Me-5] M. Meyyappan and J. P. Kreskovsky J. Appl. Phys. 68, 1506 (1990).
- [Ni-1] T.E. Nitchke, and D.B. Graves, "A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges", J. Appl. Phys. 76, 5646-60 (1994).
- [No-1] J. P. Nougier "Méthodes de calcul numérique ", 2<sup>e</sup> édition Masson, Paris (1985).
- [Pa-1] L. Pavese, J. Phys. Condens. Matter 15 (2003) R1169.
- [Pe-1] P.D. Persans "Properties of Amorphous Silicon and its Alloys", edited by T. Searle, EMIS Data review Series published by INSPEC, The Institution of Electrical Engineers N° 19 (1998) 284.
- [Pe-2] M. M. Pejovic, G. S. Ristic and Jugoslav P Karamarkovic, (2002). "Electrical breakdown in low pressure gases". J. Phys. D: Appl. Phys. 35 , pp. R91-R103.
- [Pe-3] C. Pedoussat, "Modélisation auto-coherente de la pulvérisation cathodique dans les décharges luminescentes basse pression", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n°3524 (1999).
- [Pi-1] S. Pillai, K.R. Catchpole, T. Trupke, G. Zhang, J. Zhao, and M. Green, Appl. Phys. Lett. 88 (2006) 161102.
- [Pi-2] L. C. Pichford, N. Ouadoudi, J.P. Boeuf, M. Legentil, V. Puech, J. C.Thomaz, and M. A. Gundersen, "Triggered breakdown in low-pressure hollow cathode (pseudospark) discharge", J. Appl. Phys. 78, 77-89 (1995).
- [Ph-1] Phelps, A.V. and Z.L. petrovic, "Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons". Plasma Sources Sci. Technol. P. R21-R44. (1999).
- [Po-1] Anne-Marie Pointu, Jérôme Perrin, Jacques Jolly "Plasmas froids de décharge", Technique de l'ingénieur, D 2830, pp (4, 6-8).
- [Ra-1] G. G. Raju, "Dielectrics in Electric Fields", (Power Engineering, 19) (1<sup>st</sup> ed.). New York: CRC Press. (2003)
- [Ra-2] K. Radouane, B. Despax, M. Yousfi, J. P. Couderc, E. Klusmann, H. Meyer, R. Schulz, and J. Schulze, " Two-dimensional electrical modeling of asymmetric radiofrequency discharges for geometry effect analysis: comparison with experiments", J. App. Phys., 90, 9, 4346, 2001.
- [Ra-3] Raizer, Y.P., "Gas discharge physics". Springer-Verlag, (1991).

- [Re-1] L. Reichel, "*Modern cours in statistical physics*" A wiley-interscience publication. (1997)
- [Ri-1] A. Ricard, "*Apportt des technologies plasma dans la stérilisation médicale*". La revue trimestrielle du Réseau ECRIN - N° 55, Université Paul Sabatier Toulouse
- [Ri-2] A. D. Richards, B. E. Thompson and H. H. Sawin, "*Continuum modeling of argon radio frequency glow discharge*", Appl. Phys. Lett., 492, 1987.
- [Sa-1] i. Savin de Larclause, "*Dépôt organosilicie par plasma froid basse pression et pression atmosphérique sur substrats microstructures*", These de doctorat de l'universite de Toulouse (2008)
- [Sa-2] C. Sarra-bournet, "*Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans les domaines des biomatériaux*", Mémoire de maîtrise à l'Université Laval Québec, 2007
- [Sc-1] W. Schmitt, W. Köhler, and H. Ruder J. Appl. Phys. 71, 5783 (1992).
- [Sc-2] L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices **16**, 64 (1969).
- [So-1] T. J. Sommerer and M. J. Kushner, "*Numerical investigation on the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, He/N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>, He/CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>, and SiH<sub>4</sub>/NH<sub>3</sub> using a Monte Carlo-fluid hybrid model*", J. Appl. Phys., 1654, 71, 1992.
- [So-2] D. Soderstrom, "*Modelling and Applications of the Hollow Cathode Plasma*", Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Universite
- [Su-1] M. Surendra, and M. Dalvie, "*Moment analysis of rf parallel-plate discharge simulations using the particle-in-cell with Monte Carlo collisions technique*", Physical Review E 48 (5), 3914-3924, (1993).
- [Ta-1] M. Taguchi, A. Terakawa, E. Maruyama, and M. Tanaka, Prog. Photovolt. Res. Appl. 13 (2005) 481.
- [Te-1] C. Tendo "*Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques*", Thèse de doctorat de l'université de Limoges (2005).
- [To-1] J. S. Townsend, "*Electricity in Gases*", Clarendon Press, Oxford, 1915

- [Va-1] E. M. Van Veldhuizen, "*Electrical discharges for environmental purposes. Fundamentals and applications*", New York: NOVA Science Publishers, 2000.
- [Va-2] V. Vahedi and M. Surenda, "*A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: Application to argon and oxygen discharge*", *Comput. Phys. Commun.*, 87, 1,2, 179, 1995.
- [Va-3] V. Vahedi, C. K. Birdsall, M. A. Lieberman, G. DiPeso, and T. D. Rognlien, "*Verification of frequency scaling laws for capacitive radio-frequency discharges using two-dimensional simulations*", *Phys. Fluids*, 5, 7, 2719, 1993.
- [Ve-1] J P Verboncoeur, "*Particle simulation of plasmas: review and advances*", *Plasma Phys. Control. Fusion* 47, A231–A260, 19 April 2005.
- [Vo-1] E. I. Vorobyov and C. Theis, "*Boltzmann moment equation approach for the numerical study of anisotropic stellar discs*", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 373, 197–208, 2006.
- [Wa-1] R.J. Walters, G.I. Bourianoff and H.A. Atwater, *Nature Materials* 4 (2005) 143.
- [Wa-2] A.L. Ward, *Phys. Rev.* 112, 1852 (1958).
- [Wa-3] A.L. Ward, *J. Appl.Phys.*33, 2789 (1962).
- [Yu-1] Yu Qian, Deng Yong Feng, "*Numerical study on characteristics of argon radio-frequency glow discharge with varying gas pressure*", *Chin.Phys.Lett.* Vol. 25(2008), No. 7, 2569
- [Zh-1] Y. Zheng, "*Analysis of Kinetic Models and Macroscopic Continuum Equations for Rarefied Gas Dynamics*", PhD University of Victoria, 2004.