

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



Université Dr. Tahar Moulay de Saïda
Faculté de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes

En vue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Modélisation de la décharge luminescente en présence
d'atomes métastables dans l'argon avec les
données de base du logiciel BOLSIG+**

Présenté par :

**SENOUCI Mohamed
MESKINE Omar**

Devant le jury composé de :

Dr. RAOUTI Driss

Président

Pr. BOUCHIKHI Abdelaziz

Encadreur

Dr. ARZAG Kaddour

Examineur

Promotion 2019-2020

REMERCIEMENTS

Nous tiendrons tout d'abord à adresser mes plus vifs remerciements à notre encadreur, Monsieur **A. BOUCHIKHI**, qui a dirigé ce travail. Nous le remercions vivement de m'avoir aidé à réaliser notre souhait d'achever cette Mémoire dans les meilleures conditions. Sa patience, sa compétence et ses précieux conseils m'ont permis de mener à terme ce travail.

Nous exprimons mes sincères remerciements à Monsieur **D. RAOUTI**, pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette Mémoire.

Que tous les membres du jury qui ont bien voulu examiner notre travail, trouvent ici l'expression de nos plus profonds respects. Nous remercions:

Monsieur **K. ARZAG**.

LISTE SYMBOLIQUE

n_o	Densité du gaz
K_B	Constante de Boltzmann
ε_o	Permittivité du vide
e_o	La charge de l'électron
K_o^{io}	Coefficient d'ionisation
K_o^m	Coefficient d'excitation
V	Potentiel électrique
E	Champ électrique
μ_j	Mobilité d'une particule chargée
n_j	Densité d'une particule
φ_j	Flux d'une particule
S_j	Terme source d'une particule
K_m^o	Coefficient de désexcitation
K_m^{io}	Coefficient d'ionisation des atomes excités
K^{ci}	Coefficient de chimio-ionisation
ε^m	Energie d'excitation
ε^{io}	Energie d'ionisation
τ_m	La durée de vie d'atomes métastables
p^{ec}	Coefficient d'énergie perdue par électron due aux collisions élastiques des électrons avec les atomes neutres du gaz
D_j	Coefficient de diffusion d'une particule
J	Désigne d'un électron, ion ou d'atome métastable
Δt	Le pas d'intégration dans le temps
Δx	Le pas d'intégration dans l'espace

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I : DESCRIPTION GENERALE DE L'ARGON.....	3
I-1. INTRODUCTION.....	3
I-2. RAPPELS : CONDITIONS EXPERIMENTALES DU POMPAGE OPTIQUE DANS L'HELIUM 3.....	5
I-3. ARGON.....	7
I-4. PROPRIETES PRINCIPALES.....	8
I-5. ISOTOPES.....	9
I-6. COMPOSES.....	10
I-7. PRODUCTION INDUSTRIELLE ET APPLICATIONS.....	11
I-7-1. Applications industrielles.....	12
I-7-2. Applications industrielles.....	12
I-7-3. Recherche scientifique.....	13
I-7-4. Conservateur.....	14
I-7-5. Équipements de laboratoire.....	14
I-7-6. Éclairage.....	14
I-7-7. Applications diverses.....	16
I-8. HISTOIRE ET ETYMOLOGIE.....	16
I-9. DANGERS.....	17
I-10. PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES.....	17
I-10-1. Champ électrique.....	17
I-10-2. Fonction de distribution des particules.....	17
I-10-3. Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique.....	18
I-10-4. Probabilité de collision.....	19
I-11. PROCESSUS DE PRODUCTION DES ESPECES CHARGEES.....	19
I-11-1. Processus primaires.....	20
I-11-1-1. Ionisation.....	20
II-11-1-2. Attachement.....	21
II-11-1-3. Recombinaison... ..	21
I-11-2. Processus primaires.....	21
I-12. DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ POUR LES PETITS INTERVALLES.....	22
I-12-1. Le premier coefficient de Townsend.....	22
I-12-2. Le second coefficient de Townsend.....	23
I-12-3. Le coefficient de diffusion.....	23
I-13. CONCLUSION.....	24
CHAPITRE II : GENERALITE SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES.....	25
II-1. UN PEU D'HISTORIQUE	25
II-2. GENERALITE SUR LES DECHARGES ELECTRIQUE.....	25
II-3. DECHARGE ELECTRIQUE ET PLASMA DANS LA NATURE.....	26
II-3-1. La foudre.....	26
II-3-2. Aurore polaire.....	27
II-4. TYPE DE DECHARGES.....	28
II-4-1. Décharges pointe-pointe.....	28

II-4-2. Décharges pointe-plan.....	29
II-4-3. Décharges plan-plan.....	31
II-5. REGIMES DE DECHARGE DANS UN GAZ.....	31
II-5-1. Le premier régime.....	31
II-5-2. Le deuxième régime.....	32
II-5-3. Le troisième régime.....	32
II-5-4. Le quatrième régime.....	32
II-6. APPLICATIONS INDUSTRIELLES.....	33
II-6-1. Dépollution, traitements des déchets.....	34
II-6-2. Métallurgie.....	35
II-6-1. Catalyse de réactions chimiques.....	37
II-6-1. Dépôts et gravure.....	37
II-6-1. Lumière.....	38
II-7. ALIMENTATION FREQUEMMENT UTILISEES.....	39
II-7-1. Source de courant.....	39
II-7-2. Source de tension.....	40
II-8. CARACTERISTIQUE DU CLAQUAGE DANS LES GAZ.....	40
II-8-1. Avalanche électronique.....	40
II-8-2. Streamer.....	41
II-9. CARACTERISTIQUE DU GAZ IONISE.....	44
II-10. LOGICIEL BOLSIG+ ET DONNEES DE BASE	46
II-10-1. Définition.....	46
II-10-2. Méthode de fonctionnement du logiciel.....	46
II-11. DONNEES DE BASE ELECTRONIQUE DANS L'ARGON.....	47
II-12. DONNEES DE BASE IONIQUE DANS L'ARGON	52
II-13. MODELE MATHEMATIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES.....	54
II-14. CONCLUSION.....	55
CHAPITRE III: PROPRIETES PHYSIQUES DE LA DECHARGE LUMINESCENTE DANS L'ARGON EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES.....	56
III-1. INTRODUCTION	56
III-2. ETUDE PARAMETRIQUES.....	56
III-2-1. Effet de la tension appliquée	57
III-2-2-1. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.....	57
III-2-2-2. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	59
III-2-2-3. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des termes sources.....	61
III-2-2-4. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastable et de l'énergie électronique...	64
III-2-2. Effet de la pression du gaz	67
III-2-2-1. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique.....	67
III-2-2-2. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique	69
III-2-2-3. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des termes sources.....	72

III-2-2-4. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastable et de l'énergie électronique....	75
III-2-3. Effet du coefficient d'émission secondaire.....	78
III-2-3-1. Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique.....	78
III-2-3-2. Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	79
III-2-3-3. Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales des termes sources.....	83
III-2-3-4. Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastable et de l'énergie électronique.....	86
III-3. CONCLUSION.....	88
CONCLUSION.....	89
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	91

INTRODUCTION

L'étude des décharges hors-équilibres, aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique, a pour objectif de mieux comprendre les phénomènes de base pour mieux connaître les propriétés électriques du plasma pour ensuite essayer de prédire par le calcul basé sur un modèle de décharge les conditions optimales de fonctionnement de la décharge en vue de telle ou telle application.

Beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux sont menés pour étudier, caractériser et analyser les plasmas froids dans le but d'améliorer et d'optimiser les procédés qui les utilisent. Pour les applications micro et nanoélectronique, la densité électronique dans les réacteurs plasmas à faible pression est d'environ de 10^8 cm^{-3} à 10^{12} cm^{-3} , le degré d'ionisation est d'environ de 10^{-6} à 10^{-3} , correspondant à des gaz faiblement ou partiellement ionisés lorsque la pression est comprise entre quelques Torr à quelques mTorr. Pour former et maintenir ces décharges, une source électrique est appliquée à une composition gazeuse incluant un gaz tampon et gaz donneur d'oxygène pour produire notamment l'ionisation du gaz tampon.

Cette étude est motivée par l'intérêt que suscite ce type de décharge dans de nombreuses applications industrielles. En effet, 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 fort importantes. Les plasmas des décharges froides qu'elles soient luminescentes ou couronnes 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 froids 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.

A cet effet, ce mémoire est composé des chapitres suivants :

Dans le premier chapitre, est fait l'objet de connaître les états métastables de l'atome et les méthodes expérimentales de déterminer les différents états métastables de l'atome. Ensuite nous allons décrire le gaz d'argon, sa définition et l'historique de sa découverte.

Puis, nous allons voir les propriétés chimique et physique du gaz d'argon ainsi que les domaines d'application industrielle et médicale. La deuxième partie de ce chapitre est fait l'objet de décrire les processus fondamentaux des décharges électriques dans les gaz. Nous allons voir l'influence des paramètres physique sur l'amorçage et le claquage de la décharge électrique.

Le deuxième chapitre est consacré à étudier les décharges électriques, notamment les décharges électriques qui appairassent dans la nature (la foudre et l'aurore polaire). Ensuite, nous allons voir les types géométriques des électrodes qui nous servent à créer la décharge dans un gaz. Les différentes régimes qui appairassent dans la décharge dans un gaz sont bien illustrés et défini. Finalement nous allons déterminer les paramètres de transport du gaz d'argon et à aboutir le modèle hydrodynamique de la décharge dans l'argon en présence d'atomes métastables.

Le troisième chapitre est consacré à déterminer les propriétés électrique et thermique de la décharge dans l'argon en présence d'atomes métastables, nous allons également étudier l'influence de la tension, la pression du gaz et l'émission secondaire à cathode sur les propriétés physiques de la décharge.

CHAPITRE I

DESCRIPTION GENERALE DE L'ARGON

I-1 INTRODUCTION

de nombreux éléments ont pu être orientés dans leur niveau fondamental par pompage optique direct au moyen de leur raie de résonance. Toutefois, cette méthode ne s'applique pas à ^3He , de spin nucléaire $I=1/2$, car la raie de résonance de l'hélium est située dans l'ultraviolet trop lointain ($\lambda = 585\text{\AA}$). C'est pourquoi Colegrove, Schearer et Walters [1] ont mis au point une méthode de pompage optique " indirect", qui consiste à orienter au moyen de la raie $\lambda = 10830\text{\AA}$ le niveau métastable $2\ ^3\text{S}_1$, l'orientation ainsi obtenue étant ensuite transférée au niveau fondamental par les collisions dites d'échange de métastabilité (collisions de transfert d'excitation entre un atome d'hélium dans le niveau métastable et un autre dans le niveau fondamentale). l'échange de métastabilité dans l'hélium joue dans un rôle pratique important, et on comprend l'intérêt qui s'est attaché à son étude.

D'un point de vue théorique, le potentiel $V(R)$ d'interaction entre un atome d'hélium dans le niveau $2\ ^3\text{S}_1$ et un autre dans le niveau fondamentale, située à une distance R , a fait l'objet de nombreuses études. Depuis les travaux de Buckingham et Dalgarno[2], qui ont en particulier prévu l'existence d'une barrière répulsive dans le potentiel, divers calculs ont été effectués [3], [4] pour améliorer la connaissance de $V(R)$. Une fois que l'on connaît ce potentiel, on peut théoriquement en déduire la section efficace d'échange de métastabilité σ_{ech} ; cependant, les valeurs ainsi trouvées dépendent de façon critique des variations avec R de $V(R)$, notamment à grande distance, et de la hauteur de la barrière de potentiel. Les déterminations expérimentales de σ_{ech} présentent donc un grand intérêt, puisqu'elles fournissent un test de la validité du potentiel $V(R)$ calculé.

A l'heure actuelle, ce sont les expériences de pompage optique dans l'hélium qui permettent d'obtenir avec la meilleure précision la valeur de σ_{ech} , ainsi que ses variations avec la température [5] ; de plus, elles permettent également de mesurer le coefficient de diffusion d'un atome métastable 2^3S_1 dans un gaz d'hélium, c'est-à-dire la section efficace de diffusion élastique σ_d [6], [7]. C'est pourquoi les calculs récents cherchent-ils à obtenir un potentiel $V(R)$ conduisant à la fois à des valeurs de σ_{ech} et σ_d en accord avec l'expérience ([8] à [11]).

Dans ce mémoire l'accent sera mis, non sur le calcul du potentiel d'interaction $V(R)$ et celui de la valeur de σ_{ech} , mais sur l'effet des collisions d'échange de métastabilité sur les variables internes des atomes (spin électronique et nucléaire des atomes dans les niveaux fondamental et métastable). Cette étude est nécessaire pour arriver à une compréhension détaillée du mécanisme du pompage optique dans 3He , ce qui permet par exemple de calculer des valeurs correctes de σ_{ech} à partir des données expérimentales ; comme est y déjà signalé dans la référence [12], il convient de multiplier par un facteur $9/4$ les valeurs de σ_{ech} précédemment admises ; ceci modifie en conséquence la comparaison avec les données expérimentales qui permet de tester la validité d'un potentiel $V(R)$ obtenu à partir de considérations théoriques. Diverses autres caractéristiques du pompage optique de 3He seront impératives par les chercheurs scientifiques.

L'étude du couplage entre les orientations longitudinales des différents niveaux nous conduira à une description précise de la cinétique du pompage optique « indirect » dans 3He et notamment au calcul de la constante de temps longue T_1 de construction de l'orientation nucléaire ($T_1=100$ s). En ce qui concerne les orientations transversales, nous examinerons comment l'échange de métastabilité peut conduire à des effets de « circulation de cohérence », qui sont en fait proches de certains phénomènes déjà bien connus dans le cas d'un pompage optique direct par la raie de résonance [13].

Un certain nombre d'auteurs ont étudié, théoriquement ou expérimentalement, plusieurs des problèmes qui nous intéressent ici ; nous les citerons dans le texte de mémoire, au fur et à mesure que ces problèmes seront abordés. Cependant, nous utiliserons ici une approche différente de la leur pour étudier l'évolution des atomes soumis au pompage optique. En effet, on décrit habituellement cette évolution en écrivant les équations d'évolution des populations des différents sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins $F=3/2$ et $F=1/2$ du niveau métastable 2^3S_1 , ainsi que du niveau

fondamental ; ceci conduit à un système de 8 équations non linéaires couplées, c'est-à-dire à un système relativement compliqué, bien que soluble dans certains cas. Quant aux cohérences Zeeman des matrices densité, elles obéissent à des équations encore moins maniables. Or, dans une expérience de pompage optique, on ne détecte pas telle population ou telle cohérence, mais des combinaisons linéaires de ces quantités, qui sont les valeurs moyennes d'observables atomiques (orientations, alignement). La méthode que nous proposons ici est d'utiliser directement les équations qui régissent l'évolution de ces observables ; bien que cette façon de faire soit en théorie équivalente à la précédente, elle apporte en pratique une grande simplification et, de plus, conduit à un point de vue plus physique. Nous verrons ainsi que l'on peut donner une description théorique complète et relativement simple du pompage optique dans ^3He , bien que les phénomènes soient plus complexes pour un pompage indirect que dans le cas habituel.

I-2 RAPPELS : CONDITIONS EXPERIMENTALES DU POMPAGE OPTIQUE DANS L'HELIUM 3

La figure 1 représente le schéma des premiers niveaux de l'atome ^3He : le niveau fondamental 1^1S_0 possède un moment cinétique d'origine purement nucléaire (le spin nucléaire I vaut $1/2$) ; le niveau métastable 2^3S_1 se compose de deux sous-niveaux hyperfins $F=3/2$ et $F=1/2$ approximativement distants de 6 600 MHz. Dans une cellule scellée contenant du gaz de ^3He sous faible pression ($0,1 \leq p \leq 5$ torr), on entretient une décharge peu intense de manière à porter un certain nombre d'atomes dans le niveau métastable (la densité d'atomes métastables est $n \approx 10^{10}$ à 10^{11} atomes/cm³, celle d'atomes fondamentaux $N \approx 10^{15}$ à 10^{17} atomes/cm³).

Les atomes métastables sont orientés par voie optique, au moyen de la raie $\lambda = 10.830 \text{ \AA}$ (transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$, voir Fig. 1) ; pour cela, on éclaire la cellule à l'aide d'un faisceau lumineux polarisé circulairement issu d'une lampe à hélium. Comme nous l'avons déjà dit plus haut, ce sont les collisions d'échange de métastabilité qui assurent un fort couplage entre les orientations des niveaux métastable 2^3S_1 et fondamental 1^1S_0 ; il en résulte une importante polarisation nucléaire du niveau fondamental (de l'ordre de 5 %).

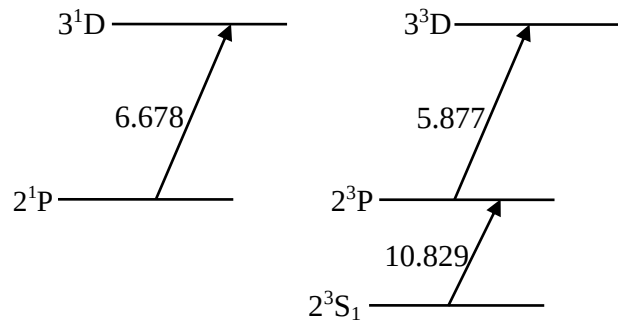


Figure I-1: Schéma des premiers niveaux excités de l'atome d'hélium. La figure n'est pas à l'échelle. Les longueurs d'onde sont données en angstrom.

Pour détecter optiquement cette orientation nucléaire, plusieurs techniques sont possibles. On utilise souvent la mesure de l'absorption par les atomes métastables d'un faisceau de longueur d'onde $\lambda = 10.830 \text{ Å}$ circulairement polarisé (par exemple le faisceau de pompage) ; les coïncidences isotopiques entre ^3He et ^4He sont telles que, lorsque ce faisceau est issu d'une lampe à ^4He , on observe l'orientation du sous niveau $F=3/2$ du niveau métastable [14], [15], le couplage dû à l'échange de métastabilité imposant à cette orientation d'être proportionnelle à celle du niveau fondamental.

Une variante de cette méthode consiste à mesurer l'alignement du niveau $F=3/2$ [16], [17] (le faisceau de détection est alors linéairement polarisé) ; son inconvénient pour détecter l'orientation nucléaire est de donner des signaux proportionnels au carré de cette orientation (voir référence [12]), et par suite très faibles. Dans les expériences décrites précédemment (voir référence [11]), nous utilisons une autre méthode, mise au point antérieurement [18], qui consiste à observer la polarisation circulaire de certaines raies optiques de l'hélium (par exemple $\lambda = 5.876 \text{ Å}$ ou 6.678 Å , voir figure I-1) émises par la décharge : on utilise le fait que l'orientation nucléaire des atomes portés par la décharge dans divers niveaux excités est partiellement transformée en orientation électronique sous l'effet du couplage hyperfin ; les signaux de détection enregistrés reflètent ainsi directement l'orientation des atomes de ^3He dans le niveau fondamental.

La figure I-2 schématise un montage typique de pompage optique dans ^3He ; on applique suivant la direction Oz du faisceau de pompage un champ magnétique B_0 ; l'adjonction d'un champ oscillant $B_1 \cos(\omega t)$, perpendiculaire à B_0 , permet d'effectuer des

expériences de résonance magnétique ; on détecte l'orientation nucléaire longitudinale (I_z) en mesurant la polarisation de la lumière émise par la décharge dans la direction Oz.

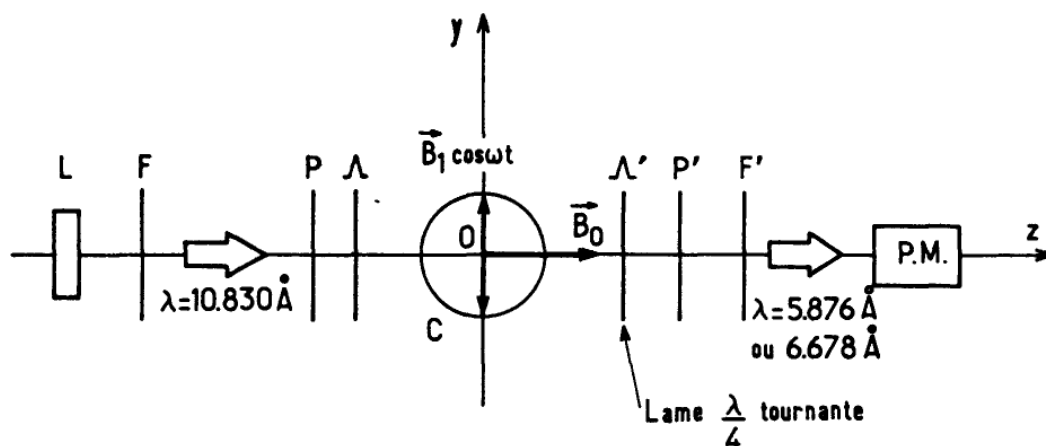


Figure I-2: Schéma du dispositif expérimental de pompage optique dans ^3He . Un faisceau de pompage ($\lambda = 10.830 \text{ \AA}$), issu d'une lampe L, traverse un filtre infrarouge F, un polariseur linéaire P, une lame quart d'onde Λ et tombe sur la cellule de résonance C dans laquelle est entretenue une décharge faible. La détection utilise les raies émises par cette décharge ($\lambda = 5.876 \text{ \AA}$ ou $\lambda = 6.678 \text{ \AA}$) ; le faisceau de détection traverse successivement - une lame quart d'onde tournante Λ' , un polariseur P', un filtre interférentiel F' et tombe sur un photomultiplicateur PM.

I-3 ARGON

L'argon est l'élément chimique de numéro atomique 18 et de symbole Ar. Il appartient au groupe 18 du tableau périodique et fait partie de la famille des gaz nobles, également appelés « gaz rares », qui regroupe également l'hélium, le néon, le krypton, le xénon et le radon. L'argon est le 3^{ème} constituant le plus abondant de l'atmosphère terrestre, avec une fraction massique de 1,288 %, correspondant à une fraction volumique de 0,934 % (soit 9 340 ppm), et est le gaz noble le plus abondant de l'écorce terrestre, dont il représente 1,5 ppm. L'argon de l'atmosphère terrestre est presque entièrement constitué d'argon 40, nucléide radiogénique provenant de la désintégration du potassium 40, tandis que l'argon observé dans l'univers est essentiellement constitué d'argon 36, produit par nucléosynthèse stellaire dans les supernovae.

Le nom argon provient du grec ancien ἀργόν, signifiant « oisif », « paresseux », en référence au fait que cet élément est chimiquement inerte. Sa configuration électronique présente une couche de valence saturée à l'origine de sa stabilité et de la quasi

impossibilité d'établir des liaisons covalentes. La température de 83,805 8 K de son point triple est l'un des points de référence de l'Échelle internationale de température de 1990 (ITS-90).

L'argon est produit industriellement par distillation fractionnée d'air liquéfié. Il est utilisé essentiellement comme atmosphère inerte pour le soudage et divers procédés industriels à haute température faisant intervenir des substances réactives. On utilise ainsi une atmosphère d'argon dans les fours à arc électrique au graphite pour éviter la combustion de ce dernier. On emploie également l'argon dans l'éclairage par lampes à incandescence, tubes fluorescents et tubes à gaz. Il permet de réaliser des lasers à gaz bleu-vert.

I-4 PROPRIETES PRINCIPALES

L'argon est incolore, inodore, ininflammable et non toxique aussi bien à l'état gazeux que liquide ou solide. Sa solubilité dans l'eau est à peu près comparable à celle de l'oxygène et vaut 2,5 fois celle de l'azote. Il est chimiquement inerte dans à peu près toutes les conditions et ne forme aucun composé chimique confirmé à température ambiante.

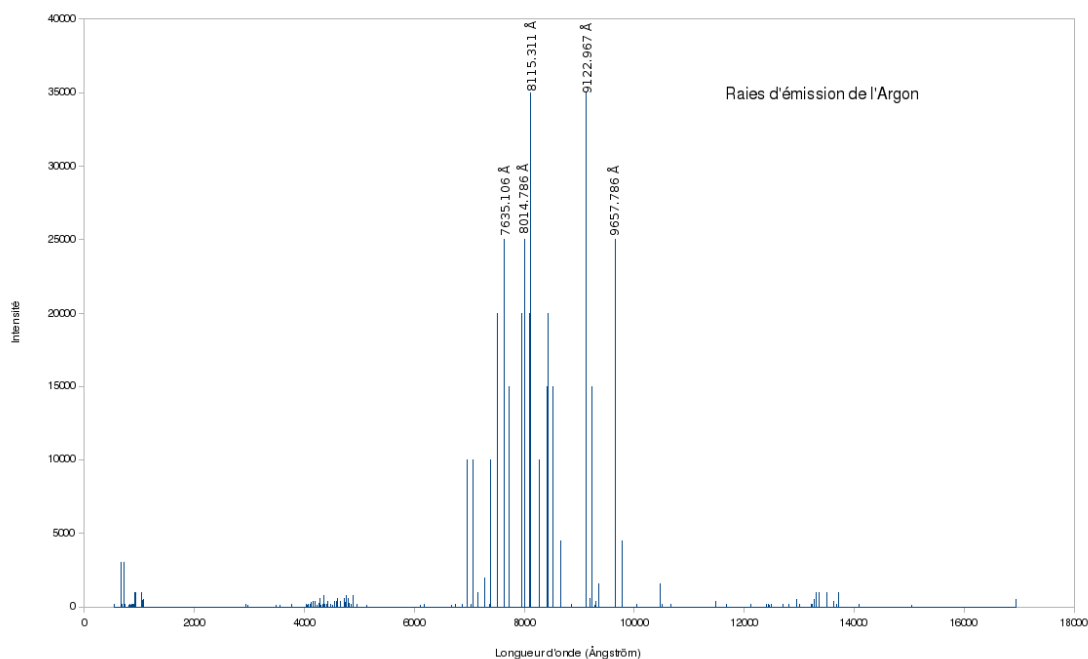


Figure I-3: Raies d'émission de l'argon.

L'argon est cependant susceptible de former des composés chimiques dans certaines conditions extrêmes hors équilibre.

Le fluorohydrure d'argon HArFa ainsi été obtenu par photolyse ultraviolette de fluorure d'hydrogène HF dans une matrice cryogénique d'iodure de césium CsI et d'argon Ar ; stable en dessous de 27 K (−246,15 °C), il a été identifié par spectroscopie infrarouge [19]. Le fluorohydrure d'argon est le seul composé connu de l'argon qui soit neutre et stable à l'état fondamental.

L'argon peut également former des clathrates dans l'eau lorsque ses atomes sont emprisonnés dans le réseau tridimensionnel formé par la glace [20]. Il existe par ailleurs des ions polyatomiques contenant de l'argon, comme le cation hydrure d'argon ArH^+ , et des exciplexes, tels qu' Ar_2^* et ArF^* . Divers composés présentant des liaisons Ar–C et Ar–Si stables ont été prédits par simulation numérique mais n'ont pas été synthétisés en laboratoire [22].

I-5 ISOTOPES

Les principaux isotopes d'argon présents dans l'écorce terrestre sont l'argon 40 (^{40}Ar) pour 99,6 %, l'argon 36 (^{36}Ar) pour 0,34 % et l'argon 38 (^{38}Ar) pour 0,06 %. Le potassium 40 (^{40}K) se désintègre spontanément à raison de 11,2 % en argon 40 par capture électronique ou émission de positron et à raison de 88,8 % en calcium 40 (^{40}Ca) par désintégration β^- avec une période radioactive (demi-vie) de 1,25 milliards d'années. Cette durée et le rapport entre les sous-produits formés permettent de déterminer l'âge de roches par la méthode de la datation au potassium-argon [23].

Dans l'atmosphère terrestre, l'argon 39 est produit essentiellement par l'interaction du rayonnement cosmique sur l'argon 40 par capture neutronique suivie par une double émission de neutron [24]. Dans le sous-sol, il peut être également produit à partir de potassium 39 par capture neutronique suivie par une émission de proton.

L'argon 37 est produit lors d'essais nucléaires souterrains à partir de calcium 40 par capture neutronique suivie d'une désintégration α ; il présente une période radioactive de 35 jours [25].

L'argon est remarquable par le fait que sa composition isotopique varie sensiblement d'une région du Système solaire à l'autre. L'argon dont la source principale est la désintégration radioactive du potassium 40 des roches est constitué majoritairement d'argon 40, comme sur les planètes telluriques retenant une atmosphère : Vénus, la Terre et Mars. En revanche, l'argon formé directement par nucléosynthèse stellaire est essentiellement constitué d'argon 36 produit par réaction

alpha, ce qui est le cas du Soleil, dont l'argon est à 84,6 % de l'argon 36 selon les mesures du vent solaire [26]. Il en est de même dans les planètes géantes, où l'abondance relative des isotopes $^{36}\text{Ar} : ^{38}\text{Ar} : ^{40}\text{Ar}$ vaut 8400 : 1600 : 1 [27].

Outre l'atmosphère terrestre, qui présente une fraction volumique de 0,934 % d'argon, soit 9 340 ppm, l'atmosphère de Mercure en contient 0,07 ppm, celle de Vénus en contient 70 ppm, et celle de Mars en contient 19 300 ppm, soit 1,93 % [28].

La prédominance de l'argon 40 radiogénique dans l'atmosphère terrestre est responsable du fait que la masse atomique de l'argon terrestre, de l'ordre de 39,95 u, est supérieure de 0,85 u à celle du potassium, qui le suit dans le tableau périodique des éléments et dont la masse atomique est de l'ordre de 39,10 u. Ceci semblait paradoxal lors de la découverte de l'argon en 1894 [29] car Dmitri Mendeleïev avait rangé son tableau périodique par ordre de masse atomique croissante, ce qui conduisait à devoir placer l'argon entre le potassium et le calcium, de masse atomique voisine de 40,08 u et confondue avec celle de l'argon à 0,13 u près, alors qu'il y avait une différence de masse atomique de 3,65 u entre le chlore (35,45 u) et le potassium (39,10 u). Ce problème fut résolu par Henry Moseley, qui démontra en 1913 que le tableau périodique devait être rangé par ordre de numéro atomique croissant, et non par masse atomique croissante, ce qui classait les éléments dans le bon ordre.

L'abondance atmosphérique relative de l'argon par rapport aux autres gaz nobles — 9 340 ppm d'argon, contre 5,24 ppm d'hélium, 18,18 ppm de néon, 1,14 ppm de krypton et 0,087 ppm de xénon — peut aussi être attribuée à l'argon 40 radiogénique : l'argon 36 présente en effet une abondance de seulement 31,5 ppm (0,337 % de 9 340 ppm), du même ordre de grandeur que celle du néon (18,18 ppm).

I-6 COMPOSES

L'atome d'argon présente une couche de valence saturée d'électrons, avec des sous-couches s et p complètes. Ceci rend cet élément chimiquement inerte et très stable, c'est-à-dire qu'il ne forme de liaison chimique avec d'autres atomes que très difficilement. Jusqu'en 1962, les gaz nobles étaient considérés comme totalement inertes et impropres à la formation de composés chimiques ; à cette date cependant, la synthèse de l'hexafluoroplatinate de xénon [30] XePtF_6 ouvrit la voie à la chimie des gaz nobles.

Le premier composé d'argon avec le pentacarbonyle de tungstène, de formule chimique $\text{W}(\text{CO})_5\text{Ar}$, fut publié en 1975, mais son existence réelle demeura contestée. En

août 1962 fut synthétisé à l'Université d'Helsinki le fluorohydrure d'argon HArF par photolyse ultraviolette de fluorure d'hydrogène HF dans une matrice cryogénique d'iodure de césium CsI et d'argon Ar, composé stable en dessous de 27 K (−246,15 °C) identifié par spectroscopie infrarouge [25]. Cette découverte fit accepter l'idée que l'argon puisse former des composés faiblement liés.

Le dication métastable ArCF_2^{2+} , isoélectronique avec le fluorure de carbonyle COF_2 et le phosgène COCl_2 du point de vue des électrons de valence, a été observé en 2009 [27], mettant en œuvre une liaison carbone–argon. L'ion moléculaire $^{36}\text{ArH}^+$, correspondant au cation hydrure d'argon 36 (argonium), a été détecté dans le milieu interstellaire au niveau de la nébuleuse du Crabe; c'est le premier composé de gaz noble détecté dans l'espace.

L'hydrure d'argon solide $\text{Ar}(\text{H}_2)_2$ est un composé de van der Waals présentant la même structure cristalline que la phase de Laves MgZn_2 . Il se forme à des pressions comprises entre 4,3 et 220 GPa, bien que des résultats obtenus par spectroscopie Raman suggèrent que les molécules H_2 du composé $\text{Ar}(\text{H}_2)_2$ se dissocient au-dessus de 175 GPa.

I-7 PRODUCTION INDUSTRIELLE ET APPLICATIONS

L'argon est produit industriellement par distillation fractionnée d'air liquéfié dans des unités cryogéniques de distillation de l'air, procédé qui permet de séparer l'azote liquide, qui bout à 77,3 K, de l'argon, qui bout à 87,3 K, et de l'oxygène liquide, qui bout à 90,2 K. La production mondiale d'argon est de l'ordre de 700 000 tonnes par an.

L'argon présente plusieurs propriétés intéressantes qui justifient son utilisation industrielle :

- c'est un gaz chimiquement inerte ;
- c'est une alternative bon marché lorsque l'azote n'est pas suffisamment inerte ;
- il a une faible conductivité thermique (c'est donc un isolant thermique) ;
- ses propriétés électroniques (ionisation, spectre d'émission) sont mises à profit dans certaines applications d'éclairage.

D'autres gaz nobles présentent des propriétés semblables et pourraient être également utilisés, mais l'argon est de loin le moins cher de tous, étant obtenu comme sous-produit de l'extraction de l'oxygène et de l'azote de l'air par distillation fractionnée cryogénique.

I-7-1 Applications industrielles

L'argon est utilisé dans certains procédés industriels à haute température au cours desquels des substances chimiquement inertes tendent à devenir réactives. Une atmosphère d'argon est ainsi utilisée dans les fours électriques à électrodes de graphite afin de prévenir la combustion de ce matériau.

Pour certains de ces procédés, la présence d'azote ou d'oxygène provoquerait des défauts dans le matériau. L'argon est utilisé dans certains types de soudage à l'arc comme le soudage MIG-MAG et le soudage TIG, ainsi que dans le traitement du titane et d'autres éléments réactifs. On fait également croître les cristaux de silicium et de germanium destinés à l'industrie des semi-conducteurs sous atmosphère d'argon pour en assurer la qualité cristalline.

L'argon est utilisé dans l'industrie avicole comme méthode d'abattage par atmosphère contrôlée pour asphyxier les volailles, que ce soit pour un abattage de masse après l'apparition d'une maladie ou comme moyen d'abattage alternatif à l'électronarcose. La densité relative de l'argon par rapport à l'air le fait rester près du sol lors du gazage. Sa nature non réactive le rend compatible avec les produits alimentaires, et le fait qu'il se substitue partiellement à l'oxygène dans les tissus allonge la durée de conservation alimentaire.

L'argon est parfois utilisé pour éteindre des incendies en préservant les équipements de valeur, comme des serveurs informatiques, qui seraient endommagés par l'utilisation d'eau ou de mousses.

I-7-2 Applications médicales

Des procédures de cryochirurgie telles que la cryoablation utilisent l'argon liquide pour détruire des tissus comme des cellules cancéreuses. On a pu l'employer dans une procédure dite argon-enhanced coagulation, qui est une forme d'électrochirurgie par torche à plasma, mais qui présente un risque d'embolie gazeuse matérialisé par la mort d'au moins un patient [30].

Des lasers bleus à argon sont utilisés en chirurgie pour la suture des artères, détruire des tumeurs, en chirurgie oculaire, ou encore pour l'électrocoagulation par voie endoscopique de lésions responsables de saignements digestifs.

L'argon a également été expérimenté pour remplacer l'azote dans le gaz respiratoire appelé Argox afin d'accélérer l'élimination de l'azote dissous dans le sang.



Figure I-4 : Bouteilles d'argon d'une installation d'extinction automatique à gaz pour salles de serveurs informatiques.

I-7-3 Recherche scientifique

L'argon liquide est utilisé comme cible pour la détection des neutrinos et les recherches sur la matière noire. Les interactions entre les hypothétiques WIMPs et les noyaux des atomes d'argon devrait produire une scintillation observable à travers des tubes photomultiplicateurs. Les détecteurs à deux phases contenant de l'argon gazeux sont utilisés pour détecter les électrons produits par ionisation lors des interactions WIMP-noyaux d'argon. Comme les autres gaz nobles liquéfiés, l'argon liquide a un taux de scintillation élevé (environ 51 photons/keV), est transparent pour sa propre scintillation, et est relativement facile à purifier. Il est moins cher que le xénon et présente un profil temporel de scintillation différent, ce qui permet de distinguer les interactions électroniques des interactions nucléaires. Il présente en revanche une plus forte radioactivité β en raison de sa contamination par l'argon 39, sauf à utiliser de l'argon issu du sous-sol terrestre, appauvri en ^{39}Ar , dont la période radioactive n'est que de 269 ans et dont le stock n'est pas reconstitué par l'interaction $^{40}\text{Ar} (n,2n) ^{39}\text{Ar}$ du rayonnement cosmique sur l'argon atmosphérique.

Dans un autre registre, l'argon 39 a été employé notamment pour dater des eaux souterraines et des carottes de glace en Antarctique. La datation par le potassium-argon et

la datation argon-argon sont également employées pour la datation radiométrique de roches sédimentaires, métamorphiques et ignées.

I-7-4 Conservateur

L'argon, numéro E938, est utilisé comme conservateur alimentaire afin d'éliminer l'oxygène et l'humidité de l'atmosphère contenue dans les emballages et retarder leur date limite de consommation. L'oxydation par l'air, l'hydrolyse et les autres réactions qui dégradent les produits sont ainsi retardées ou entièrement bloquées. Les réactifs chimiques et les molécules pharmaceutiques sont parfois emballés sous atmosphère d'argon. Ce gaz noble est également utilisé comme conservateur pour les vernis, le polyuréthane ou encore les peintures.

L'argon est également utilisé en vinification pour protéger le vin de l'oxygène et prévenir son oxydation ainsi que les interactions bactériennes indésirables (notamment les bactéries acétiques, qui produisent de l'acide acétique et font tourner le vin en vinaigre). Il peut également être utilisé comme gaz propulseur pour sprays.

I-7-5 Équipements de laboratoire

L'argon peut être utilisé comme gaz inerte pour rampe à vide et boîte à gants ; il est préféré à l'azote, moins cher, car l'azote est susceptible de réagir avec des composés particulièrement réactifs, ainsi qu'avec certains équipements.

L'argon peut être utilisé comme gaz porteur en chromatographie en phase gazeuse et en ionisation par électronébuliseur. C'est le gaz de prédilection pour le plasma utilisé en spectrométrie à plasma à couplage inductif. L'argon est utilisé préférentiellement en dépôt par pulvérisation cathodique sur les spécimens à étudier par microscopie électronique à balayage et pour le nettoyage des wafers en microfabrication.

I-7-6 Éclairage

Une lampe à incandescence est généralement remplie d'argon afin de préserver son filament de l'oxydation à haute température. L'argon est également utilisé pour son rayonnement par ionisation, comme dans les lampes à plasma et les calorimètres en physique des particules. Les lampes à décharge remplies d'argon pur produisent une lumière violette pâle tirant sur le bleu lavande, qui devient bleue en ajoutant un peu de mercure.

L'argon est également utilisé pour les lasers ioniques bleus et verts.

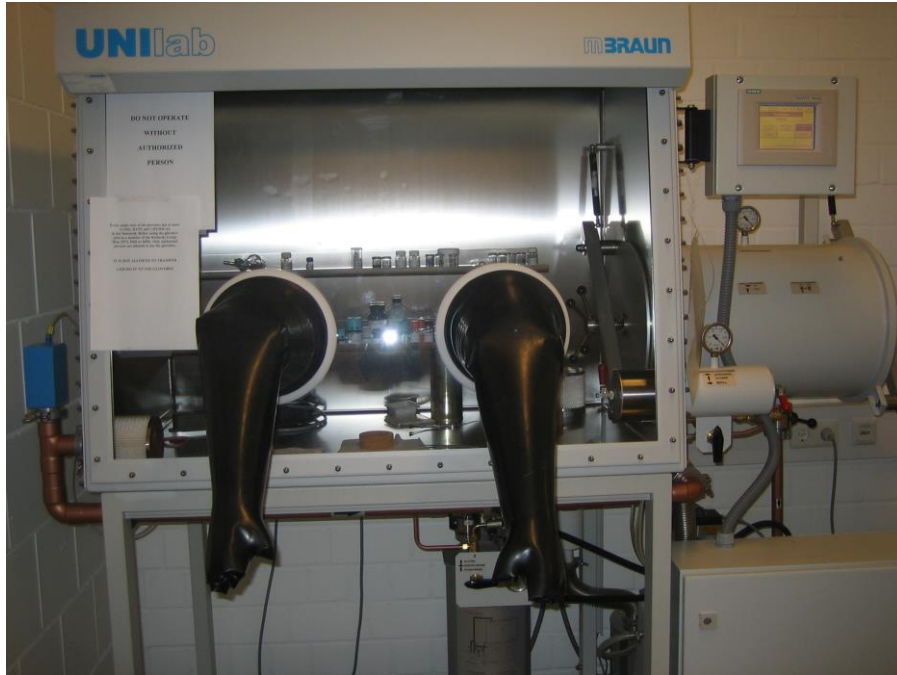


Figure I-4: *Boîte à gants*

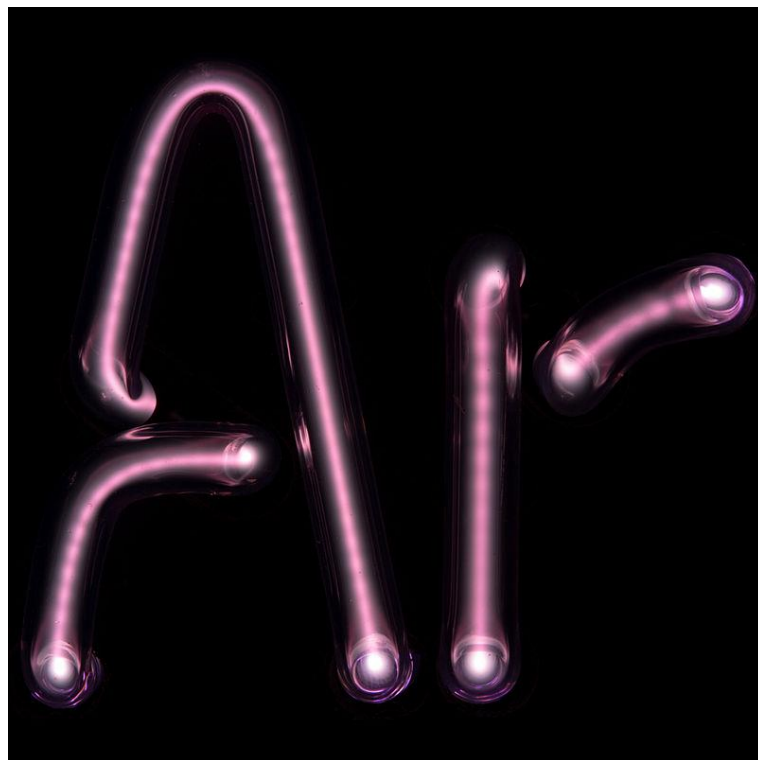


Figure I-5: *Lampe à décharge remplie d'argon*

I-7-7 Applications diverses

L'argon est utilisé comme isolant thermique pour double vitrage. On l'utilise également pour le remplissage des combinaisons étanches pour plongée en scaphandre autonome en raison de son inertie chimique et de sa faible conductivité thermique.

L'argon est l'un des gaz pouvant être utilisé en astronautique comme propulseur des VASIMR. Dans le domaine de l'armement aérien, il est utilisé sous pression pour refroidir, en se détendant, la tête de certains missiles air-air, dont des missiles AIM-9 Sidewinder.

L'argon a été utilisé en athlétisme comme dopant simulant l'hypoxie. Il a de ce fait été inclus, avec le xénon, à la liste des méthodes et des substances interdites par l'Agence mondiale antidopage en 2014.

I-8 HISTOIRE ET ETYMOLOGIE

Le mot argon dérive du grec ancien ἀργός / argós (« oisif », « paresseux », « stérile »), formé du préfixe grec privatif ἀ et du mot ἔργον / ergon (« travail »), cette étymologie évoquant le caractère inerte de l'élément.

La présence dans l'air d'un gaz chimiquement inerte fut suspectée par Henry Cavendish dès 1785 mais sa découverte par Lord Rayleigh et Sir William Ramsay à l'University College de Londres attendit 1894. Ils procédèrent en éliminant d'un échantillon d'air pur son oxygène, son dioxyde de carbone, sa vapeur d'eau et son azote, ce qui laissait un gaz inerte qu'ils appelèrent argon. Ces deux scientifiques firent à la Royal Society la communication officielle de leur découverte le 31 janvier 1895.

Ils furent mis sur la piste par le fait que l'azote produit chimiquement était 0,5 % plus léger que celui extrait de l'air par élimination des autres gaz atmosphériques connus à l'époque. La distillation fractionnée d'air liquéfié leur permit de produire une quantité notable d'argon en 1898 et par la même occasion d'isoler deux autres gaz nobles le néon et le xénon.

L'argon fut également observé en 1882 au cours de travaux indépendants par H. F. Newall et W. N. Hartley, qui notèrent des raies spectrales dans le spectre d'émission de l'air ne correspondant à aucun élément chimique connu.

Le symbole chimique de l'argon fut A jusqu'en 1957, date à laquelle il devint Ar.

I-9 DANGERS

Tout comme l'hélium, l'argon n'est pas dangereux à faible concentration. Toutefois, il est 38 % plus dense que l'air, et l'inhalation d'une grande quantité d'argon comporte des risques d'asphyxie par privation d'oxygène (anoxie) ; ceci peut se produire par exemple lors d'opérations de soudage dans un espace confiné.

I-10 PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES

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

I-10-1 Champ électrique

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 :

$$\text{div}E = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Eq.I-1})$$

E est le champ électrique, ρ étant la densité des charges électriques et ϵ_0 la permittivité de l'espace libre.

D'où :

$$E = -\nabla U \quad (\text{Eq.I-2})$$

I-10-2 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 $f \equiv f(v, r, t)$

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 [31-32] : Fermi Dirac, Bose Einstein et celle de Maxwell Boltzmann.

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 :

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

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

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

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v} \frac{2e}{m} E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_i(v) f(v) dv \quad (\text{Eq.I-4})$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v} \frac{2e}{m} E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_{at}(v) f(v) dv \quad (\text{Eq.I-5})$$

α est le coefficient d'ionisation, η 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, $f(v)$ 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.

I-10-3 Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique

Les phénomènes de collisions atomiques prennent une place importante en physique atomique et moléculaire, Ils jouent un rôle dans la physique des décharges électriques, physique des plasmas....Ces collisions se passent, soit entre les particules élémentaires et les systèmes atomiques, soit entre les systèmes atomiques eux-mêmes.

Si on considère un faisceau de particules A qui se dirigent vers une particule cible B ; trois processus peuvent être distingués:

- Les deux particules A et B sont diffusées sans aucun changement dans leur structure interne suivant $A+B \rightarrow A+B$: C'est ce qu'on appelle collision élastique

- Les deux particules A et (ou) B subissent un changement de leur état quantique interne par exemple $A+B \rightarrow A+B^*$
 B^* indique l'état excité de la particule B, de tels processus sont appelés collisions inélastiques
- Le système composé ($A+B$) : se divise en deux particules C et D différentes de A et B suivant l'équation $A+B \rightarrow C+D$, Ou il en résulte plus de deux particules comme suit $A+B \rightarrow C_1+C_2+C_3$; Ce processus de collision est appelé réaction.

Les valeurs propres de l'équation de Schrödinger pour un tel atome donnent son spectre (ses niveaux d'énergie E_n) qui nous permet de calculer les fréquences des photons résultants des transitions entre ces niveaux et les énergies d'ionisation.

- On dit qu'un atome est excité, quand un électron de sa couche externe reçoit une énergie suffisante pour passer d'un niveau énergétique à un autre supérieur. Ce phénomène est conditionné par les règles de sélection.
- On dit qu'un atome est ionisé lorsqu'un électron de sa couche externe subit une énergie suffisante pour l'extraire de cet atome.

Les paramètres qui caractérisent la dynamique des collisions sont : la section efficace de collision, la probabilité de collision, le libre parcours moyen et l'énergie de collision.

I-10-4 Probabilité de collision

La probabilité (P) de collision est définie comme étant le nombre moyen de collisions effectuées par une particule par unité de longueur. Elle est reliée à la section efficace par la relation suivante :

$$P = \frac{dn}{dx} = n\sigma \quad (\text{Eq.I-6})$$

n est nombre de particules existantes dans le gaz et σ est la section efficace.

I-11 PROCESSUS DE PRODUCTION DES ESPECES CHARGÉES

Une décharge électrique est basée essentiellement sur les processus de collision qui sont responsables de la production des espèces chargées (électrons, ions) ou des pertes (attachement, recombinaison ; que ce soit dans le volume (gaz) ou à la surface des électrodes.

Elle dépend de nombreux paramètres tels que :

- Le type du gaz : nature, concentration, pression.
- La géométrie : forme des électrodes (plan-plan, cylindres coaxiaux, cylindres parallèles à diamètres égaux, cylindre -plan sphère -plan...), distance inter- électrodes.
- L'alimentation électrique : tension continue, alternative (fréquence, forme du signal, temps d'application, ...).

Les processus de production des espèces chargées sont classés en : processus primaires et secondaires qui sont détaillés ci après.

I-11-1 Processus primaires

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

I-11-1-1 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: 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 τ , 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. Les électrons qui possèdent une énergie suffisante peuvent extraire d'autres électrons des ions par le processus de collision électron- ion.

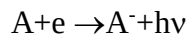
Lorsque la concentration des ions dans le gaz est non uniforme ; alors ces ions se déplacent des régions à haute concentration vers des régions de faible concentration. Le processus par lequel l'équilibre est réalisé est appelé la diffusion. Ce processus provoque :

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

I-11-1-2 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



I-11-1-3 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-11-2 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. 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.

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

$$n = n_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{Eq.I-7})$$

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

I-12 DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ POUR LES PETITS INTERVALLES

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. Le développement des décharges électriques dans les gaz est géré par les coefficients macroscopiques : le premier et le second coefficient de Townsend et les coefficients de diffusion. Pour notre étude qui concerne les petits intervalles inter-électrodes, deux mécanismes (Townsend et streamer) sont présentés ci-après.

I-12-1 Le 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-1). 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.

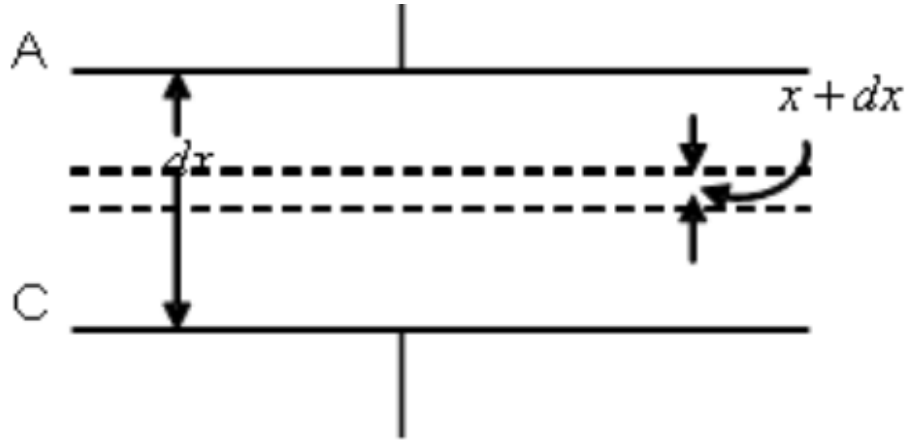


Figure I-6: Schéma représentatif de l'intervalle inter-électrodes

I-12-2 Le 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 γ est défini comme étant le nombre d'électrons produits par un ion positif.

$$n = (n_0 + n_+) \exp(\alpha d) \quad (\text{Eq.I-8})$$

I-12-3 Le coefficient de diffusion

Le processus de diffusion est gouverné par un coefficient dit de diffusion qu'on peut obtenir en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \Gamma = q \quad (\text{Eq.I-9})$$

En présence du champ électrique le flux

$$\Gamma_{\pm} = \pm n \mu_{\pm} E - D \nabla n \quad (\text{Eq.I-10})$$

Le coefficient de l'énergie de la collision élastique perdue par électron est défini par l'expression suivante :

$$P^{ec} = \frac{3}{2} v_e \left(\frac{2m_e}{M_a} k_b (T_e - T_g) \right) \quad (\text{Eq.I-11})$$

Où v_e est la fréquence électronique due à la collision de transfert de la quantité de mouvement.

m_e et M_a sont les masses de l'électron et de l'atome du gaz. T_e et T_g sont les températures de l'électron et du gaz.

La longueur de relaxation énergétique est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_\varepsilon = 2D_e (\nu_t)^{-0.5} \quad (\text{Eq.I-12})$$

Où D_e est le coefficient de diffusion électronique et ν_t est la fréquence total due à la collision.

I-13 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons vu une description générale sur l'état métastable de l'atome, notamment les conditions expérimentales du pompage optique dans l'hélium 3.

Ensuite nous avons vu un survol bibliographique sur l'argon notamment ses propriétés principales, les différents isotopes et sa composition ainsi que leur production industrielle et application.

Nous avons également décrire les processus fondamentaux des décharges électriques dans les gaz. Nous avons vue l'influence des paramètres physique sur l'amorçage et le claquage de la décharge électrique. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier les décharges électriques.

CHAPITRE II

GENERALITE SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES

II-1 UN PEUT D'HISTORIQUE

Les premières tentatives de compréhension des plasmas et des décharges électriques ne sont pas récentes, même si l'apparition du concept de plasma ne date que des années 1930.

Des phénomènes naturels, souvent spectaculaires, mettent en jeu des arcs et des plasmas. Ils ont intrigué les hommes et motivé des recherches qui débouchent aujourd'hui sur l'utilisation industrielle des plasmas.

Mais d'abord, définissons ce que sont un arc et un plasma. Un arc électrique est une décharge lumineuse à travers un gaz, caractérisé par une grande densité de courant et un faible gradient de potentiel. Le plasma est souvent considéré comme le quatrième état de la matière ; c'est un ensemble, plus ou moins dense, de particules ionisées. Après avoir montré où l'on observe ces phénomènes, nous verrons quels sont les chercheurs qui ont contribué à leur compréhension.

II-2 GENERALITE SUR LES DECHARGES ELECTRIQUE

Les plasmas de décharges réalisés au laboratoire et utilisés pour des applications technologiques sont des milieux faiblement ionisés contenant des électrons libres, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs. Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation ces plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories :

Les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre [13-15].

Selon les techniques utilisées pour les générer, la pression appliquée et la géométrie des électrodes, les plasmas hors équilibre se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique (DBD).

La décharge luminescente est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de 10 mbar), entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques. Les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique (comme dans les tubes fluorescents). Toutefois, les décharges luminescentes source que l'on appelle aussi les décharges glow, ne sont pas adaptées pour la synthèse chimique [16]. Notons que des décharges luminescentes à pression atmosphérique ont été développées très récemment.

La décharge couronne est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (i.e. système pointe-plan)[17-18].

En effet, lors de la décharge, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz [33].

La décharge à barrière diélectrique, ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge glow avec les caractéristiques haute pression de la couronne.

Dans ce type de décharges, un diélectrique couvre l'une des électrodes. la surface entière de l'électrode devient effective pour les réactions chimiques.

La DBD est initiée en chaque point du gap. Les charges ainsi cumulées sur le diélectrique forment un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué et permet d'interrompre le courant pendant quelques nanosecondes.

La durée du pulse de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz ainsi que de la nature du matériau diélectrique.

II-3 DECHARGE ELECTRIQUE ET PLASMAT DANS LA NATURE

Deux phénomènes naturels connus mettent en jeu les éléments que nous étudions.

II-3-1 La foudre

Lorsque de l'air froid recouvre de l'air chaud, les conditions sont favorables au déclenchement des orages. De violents courants d'air verticaux entraînent l'humidité, les fragments de glace, les grêlons et les gouttelettes d'eau à l'intérieur des nuages. On ne

connaît pas encore exactement les mécanismes à l'origine de la tension qui se forme dans les nuages d'orage, mais cette tension est influente sur des dizaines, voire des centaines de kilomètres.

Lorsque la tension est suffisante, on peut observer des éclairs entre les nuages et le sol (25% d'entre eux) ou entre les nuages eux-mêmes. Ces arcs ont des vitesses de propagation de l'ordre de 200km/sec.

Leur tension est de l'ordre de 100 millions de Volts et ils sont parcourus un courant de 30000 Ampères. Ce sont donc des phénomènes développant beaucoup de puissance et très visibles pour l'homme.



Figure II-1: Foudre (Photo Fédération Française de Montagne et d'Escalade)

II-3-2 Aurore polaire

les aurores polaires apparaissent, vues depuis la Terre, comme des taches ou des bandes de lumière, souvent striées, un peu comme des rideaux lumineux se balançant dans un courant d'air. Elles sont surtout de couleur verte ou rouge. On peut les observer pendant plusieurs dizaines de minutes. On les observe à des latitudes voisines de 70 degrés, c'est-à-dire en Scandinavie, au Nord de la Sibérie, au Canada, en Alaska, ou - au Sud - aux abords du continent Antarctique.

Ces lumières aurorales sont émises à des altitudes comprises entre 80 et 150 kilomètres, dans l'ionosphère. La lumière des aurores provient des collisions entre des particules rapides provenant de la magnétosphère et les atomes et ions de l'ionosphère.

Les aurores boréales sont les aurores polaires que l'on observe dans l'hémisphère Nord ; les aurores australes sont observées dans l'hémisphère Sud.



Figure II-2 : *Aurore boréale (Photo Vincent Génot)*

Beaucoup d'autres phénomènes naturels font intervenir les plasmas, mais se développent ailleurs que sur terre. Les étoiles, les comètes... peuvent être constituées de plasma et génèrent des vents de plasmas autour d'eux.

En cela, l'élément que nous étudions a beaucoup marqué l'imagination commune ; l'homme a cherché à comprendre, puis à domestiquer ce phénomène.

II-4 TYPE DE DECHARGES

Les caractéristiques électriques des décharges dépendent fortement de la géométrie des électrodes. On classe celle-ci en trois familles qui induisent des comportements électriques et des applications différentes.

II-4-1 Décharges pointe-pointe

L'utilisation de pointes métalliques pour l'étude des décharges est assez courante. Cela est dû à l'effet de pointe, qui permet d'obtenir localement un champ intense (au niveau des pointes et des angles métalliques). Ce champ intense favorise le claquage électrique des gaz.

C'est pour cela que l'on utilise des pointes comme paratonnerre et que la machine de Watson était équipée d'une pointe... L'utilisation de pointes a l'avantage de stabiliser le lieu de la décharge puisqu'on est sûr du point de départ et du point d'arrivée de celle-ci (mais rien n'impose que le trajet entre ces deux points soit une ligne droite).

Ce sont souvent des décharges entre deux électrodes métalliques ; on n'utilise que rarement cette configuration avec des décharges à barrière diélectrique.

II-4-2 Décharges pointe-plan

Ce sont des arcs dont le chemin peut être instable ; c'est à dire que l'on connaît de manière certaine le point de départ de l'arc mais qu'on ne peut pas prédire quel sera le point d'arrivée sur le plan ni même le chemin parcouru.

On peut distinguer trois types de décharge pointe-plan : les arcs transférés, les arcs non transférés et les arcs glissants, qui ont des utilisations industrielles différentes.

Les arcs transférés ou non transférés sont utilisés tous les deux en sidérurgie pour obtenir des gaz à de très hautes températures, à l'aide de courants importants (plusieurs centaines d'Ampères).

Arc transféré: Un arc transféré est un arc pointe-plan utilisé couramment pour la soudure. La pointe est l'électrode utilisée par le soudeur et le plan est la plaque de métal à souder.

Il arrive qu'on utilise un gaz sous pression pour protéger la zone de soudage (protection contre les oxydations) mais cela ne change pas fondamentalement le trajet de l'arc qui va naturellement d'une électrode à l'autre.

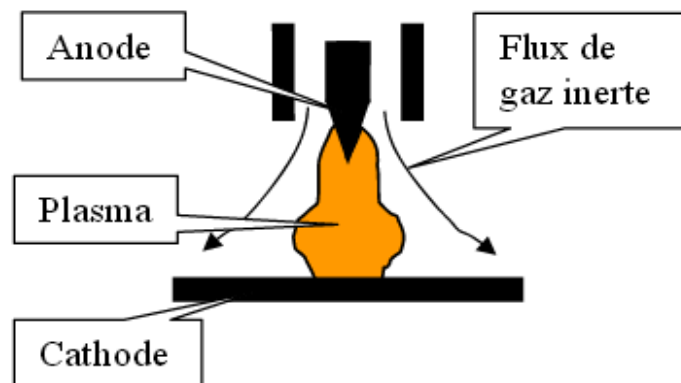


Figure II-3 : Arc transféré

Arc non transfère: La pointe de cet arc est le centre du dispositif et le plan est le tube qui entoure la pointe (cathode le plus souvent).

La différence essentielle avec l'arc précédent est que celui-ci est soufflé par un flux de gaz (gaz plasmagène), ce qui crée un arc projeté (jet de plasma) ; c'est une torche à plasma. La plupart du temps, on se sert de ce type de dispositif pour réaliser des dépôts de métaux sur différents matériaux.

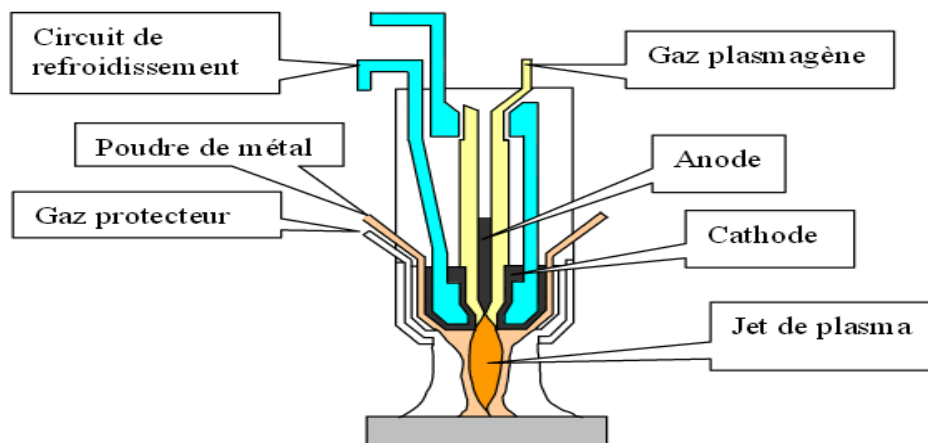


Figure II-4 : Arc non transféré (torche à plasma)

Décharge glissante: Dans certains cas, on cherche à faire glisser l'arc en le soufflant le long d'une des électrodes, dans une configuration géométrique de décharge plan-plan ou pointe-plan. Ce sont des dispositifs à arc glissant, généralement caractérisés par un courant de faible intensité ; l'allongement de la longueur de l'arc qui résulte du soufflage peut conduire à des tensions élevées relativement à celles qui seraient obtenues sans soufflage.

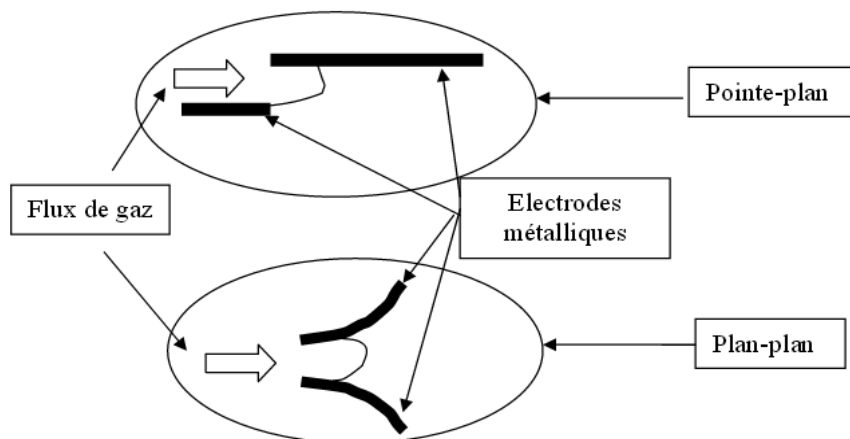


Figure II-5 : Décharges glissantes

II-4-3 Décharges plan-plan

Les décharges plan-plan sont rarement des décharges entre électrodes métalliques.

En effet, dans le cas d'une utilisation d'électrodes métalliques planes, on ne connaît ni le point de départ de la décharge, ni le point d'arrivée et, sans traitement particulier sur ces électrodes, on n'obtient pas un arc homogène, réparti sur toute la surface des électrodes: on observe un arc unique se déplaçant dans l'espace inter électrodes, ou parfois, plusieurs arcs apparaissant et disparaissant dans ce même espace.

Dans la plupart des cas, on utilise des électrodes qui sont recouvertes d'une couche de diélectrique côté décharge. Avec ce type de dispositif, il est beaucoup plus facile d'obtenir une décharge homogène sur tout le plan.

Ce type de décharge met en jeu des tensions importantes (dizaine(s) de kV) et des courants relativement faibles (quelques centaines de mA pour des sections de l'ordre de 10 cm²).

On utilise ces décharges À barrière diélectrique, entre autre, pour la production d'ozone.

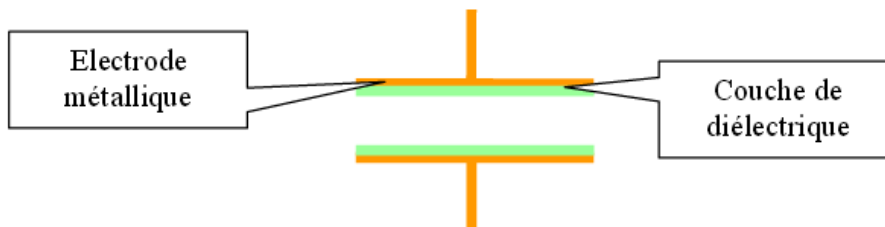


Figure II-6 : *Electrode de décharge à barrière diélectrique (DBD)*

II-5 REGIMES DE DECHARGE DANS UN GAZ

Les caractéristiques courant- tension de la figure (II-7), présentent les différents régimes de décharge que l'on peut observer dans l'air, à pression atmosphérique, entre une pointe et un plan.

II-5-1 Le premier régime

Consiste à la collecte des espèces chargées présentes naturellement dans le milieu, ces espèces sont produites par l'impact de rayons cosmiques ou de particules issues de la

désintégration spontanée de certains atomes (radioactivité naturelle) sur le gaz présent dans l'espace inter-électrode.

II-5-2 Le deuxième régime

Qui se produit à partir d'une tension seuil v_0 , traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge. La décharge est qualifiée de non-autonome car elle dépend de processus d'ionisation externes pour donner naissance aux électrons germes. Pour ce régime, le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.

II-5-3 Le troisième régime

L'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes d'ionisation extérieurs : la décharge est auto-entretenu.

C'est le régime de la décharge couronne, où apparaissent les darks (streamers) responsables de la composante impulsionnelle du courant. Au-delà d'une tension appliquée v_r , la température du canal augmente fortement, ce qui provoque la dilatation brutale du gaz. Le champ réduit (E/N) est alors suffisamment important pour que les phénomènes d'ionisation deviennent majoritaires par rapport à l'attachement électronique.

II-5-4 Le quatrième régime

Correspond au régime d'arc. Celui-ci 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.

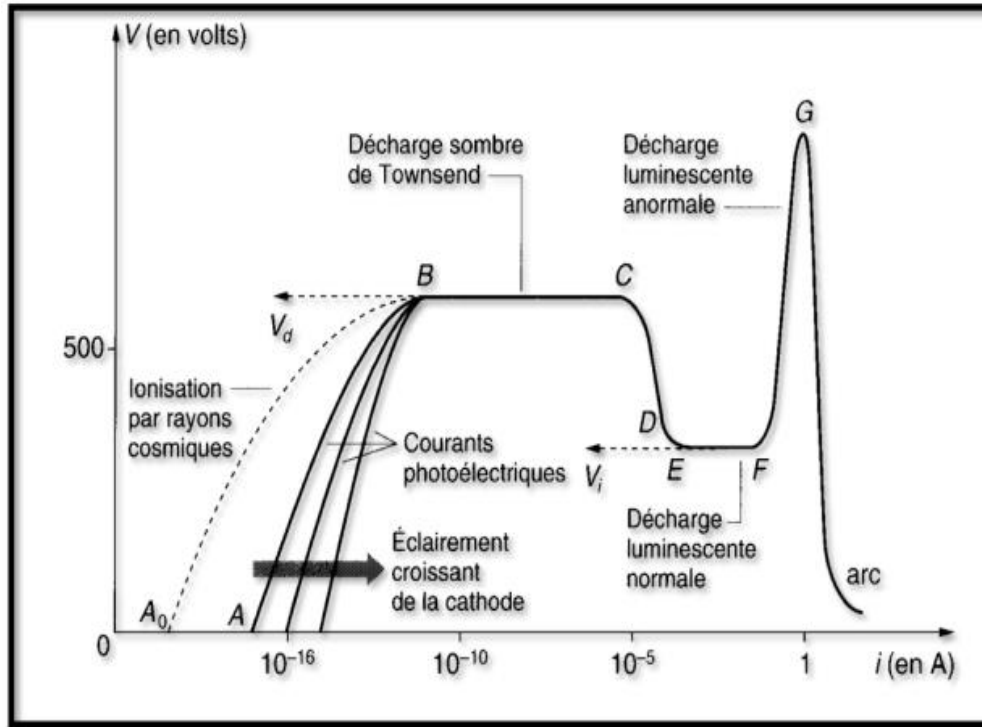


Figure II-7 : Régimes de décharge en courant continu

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-6 APPLICATIONS INDUSTRIELLES

Les applications industrielles des décharges électriques sont très variées et touchent à des domaines d'applications assez hétérogènes. Les plasmas sont utilisés à différents titres.

Pour leurs hautes températures, parce qu'ils sont riches en espèces réactives chimiquement et également pour leurs propriétés lumineuses. La diversité de ces applications fait que les sources électriques, qui leurs sont liées, ont des caractéristiques variées.

II-6-1 Dépollution, traitements des déchets

Une première utilisation des hautes températures des plasmas est le traitement de déchets afin de limiter la toxicité de certains résidus ou de recycler des matières métalliques.

Décontamination du sol : les déchets (terre polluée par des produits chimiques) sont mis en suspension dans de l'eau et le tout est injecté au centre d'un dard de plasma d'arc non transféré de 350 kW. Ce type de procédé permet de transformer les déchets chimiques et non organiques, qui sont nocifs pour l'environnement, en un matériau vitreux stable et non toxique ; ce procédé a été expérimenté par Pyrolyses Systems Inc.

Incinération des déchets ménagers : l'utilisation de plasmas permet de limiter au maximum la pollution engendrée ; en effet, les déchets ménagers sont dans un premier temps triés pour être recyclés. La partie non recyclable des déchets est incinérée. De cette incinération, il subsiste des déchets solides en bas du four (mâchefer) qui servent à fabriquer des enduits pour les routes et le REFIOM (Résidu d'Epuration de Fumées d'Incinérateurs d'Ordures Ménagères). On utilise alors une torche à plasma pour vitrifier celui-ci. Le produit de cette vitrification est concassé et utilisé pour faire des dalles, des pavés ou des bordures de trottoir (source Euro plasma).

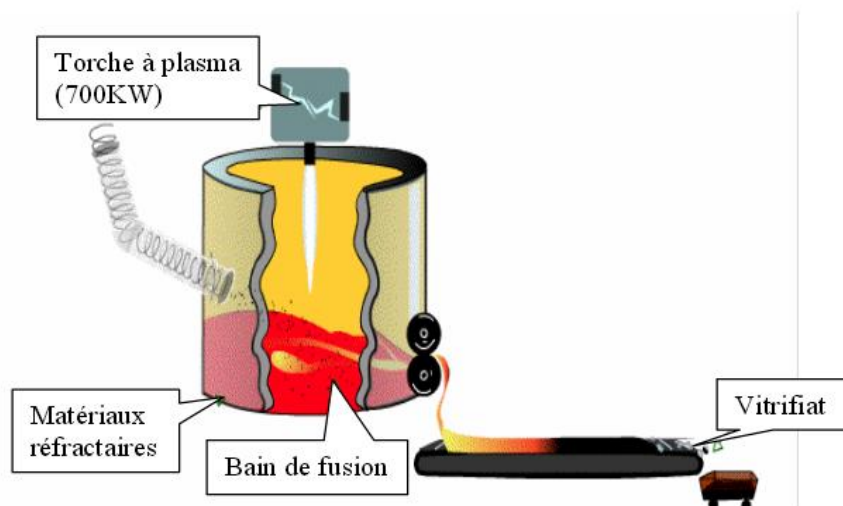


Figure II-8 : Vitrification du REFIOM source Euro plasma

Récupération de métaux précieux : des installations de récupération de métaux précieux (palladium, platine, iridium...) contenus dans les catalyseurs de pot d'échappement sont développés en utilisant des torches à plasma.

Traitement des crasse d'aluminium : le terme de « crasse d'aluminium » désigne les déchets restés collés aux parois des cuves où l'aluminium se trouvait à l'état liquide. L'entreprise Hydro-Quebec (Canada) a développé, vers 1987, des essais de traitement des crasses d'aluminium avec une torche PEC (torche d'arc transféré à électrode froide) de 150kW dans un four avec de l'air comme gaz plasmagène. En 1988, une usine pilote de 1 MW est construite et en 1991, Plasma Processing Corporation construit aux USA une usine de capacité de 40000t/an. Ce procédé de traitement par torche à plasma permet de récupérer 90,5 % de l'aluminium contenu dans les crasses, avec toutefois d'importantes pertes énergétiques.

II-6-2 Métallurgie

La métallurgie utilise les fours à arc pour obtenir les températures élevées nécessaires au traitement de l'acier. Les fours destinés à cet usage peuvent fonctionner en courant alternatif ou en courant continu. Ce sont de gros consommateurs d'électricité, puisque leur consommation totale représente près de 4% de la consommation de la grande industrie en France. La capacité des fours modernes avoisine les 200 t avec une consommation énergétique comprise entre 400 et 500 kWh/t .

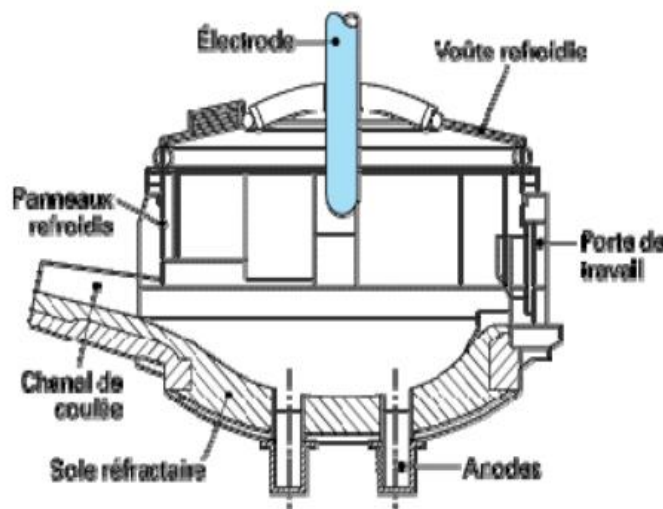


Figure II-9 : Four à courant continu

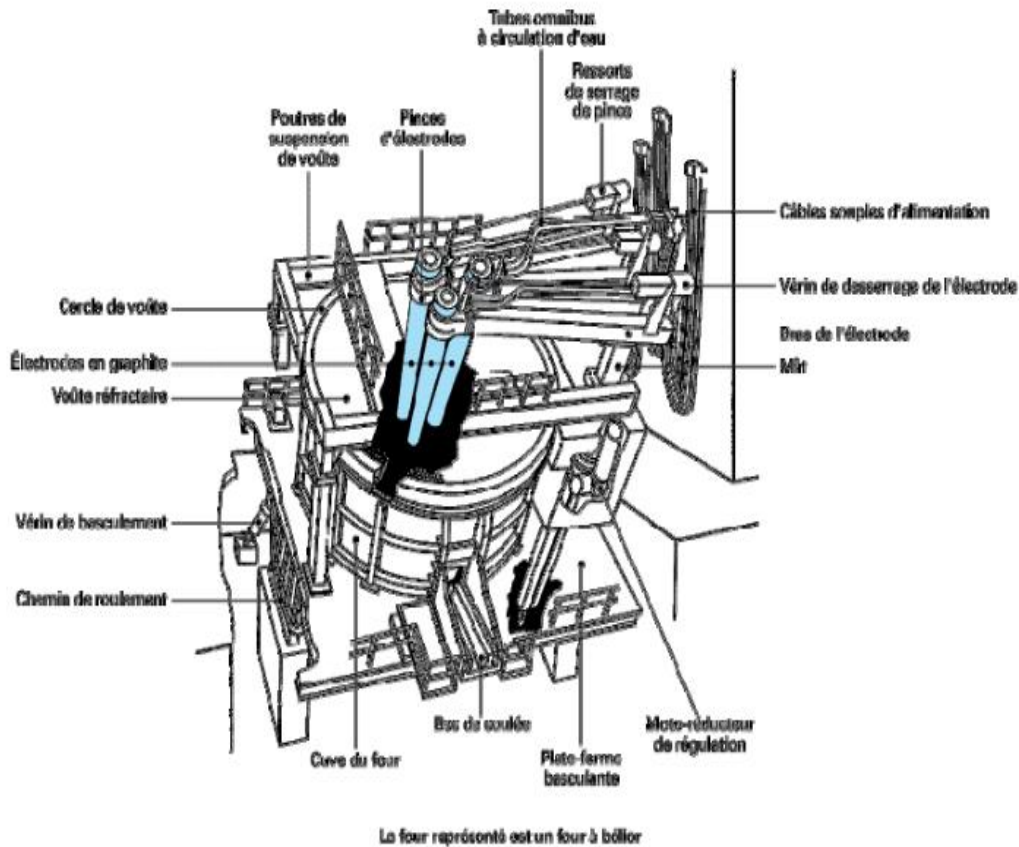


Figure II-10 : Four triphasé

Cette consommation de puissance est telle qu'elle génère des problèmes sur les réseaux électriques (des papillotements de l'éclairage ou « flicker »).

Cela est dû aux variations de tension sur le réseau, provoquées par les instabilités des arcs des fours. Les fours à arc sont composés d'un récipient dans lequel repose le métal en fusion et d'électrodes en graphite situées au dessus.

Ce récipient qu'il est possible de faire basculer pour recueillir le métal en fusion, dispose d'éléments pour refroidir sa voûte et retenir la chaleur du métal en fusion.

La hauteur des électrodes est réglable afin de contrôler la tension de la décharge. Dans le cas des fours à courant continu, il y a une électrode au dessus et une électrode intégrée dans le fond du récipient contenant le métal en fusion.

Dans le cas de four utilisant la tension triphasée alternative, les trois électrodes sont au dessus du bain. C'est le four triphasé qui est le plus utilisé aujourd'hui mais les avantages (meilleur chauffage du métal et meilleur rendement) du four à courant continu tendent à le rendre plus rentable.

II-6-3 Catalyse de réactions chimiques

Les espèces chimiques présentes dans les plasmas sont réactives et permettent de catalyser des réactions chimiques.

C'est notamment le cas du reformage de l'hydrogène à partir d'hydrocarbure. Bien que ce ne soit pas la seule voie possible, elle est étudiée, entre autre, au CENERG. Le principe de ce type de dispositif est de mélanger les réactifs à l'état gazeux dans le réacteur où on entretient une décharge électrique.

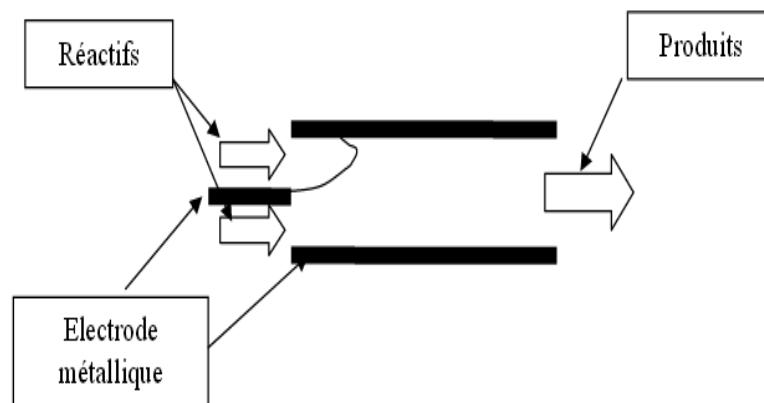


Figure II-11 : Réacteur de catalyse du reformage d'hydrogène

On peut également obtenir la création de nano-tubes de carbone par des procédés plasma. L'utilisation d'un plasma thermique pour la synthèse de nano-particules de carbone est un procédé novateur, protégé par plusieurs brevets. Ce procédé est fondé sur un système à arc plasma triphasé.

Les décharges à barrières diélectriques peuvent être utilisées pour la synthèse d'ozone.

II-6-4 Dépôts et gravure

L'utilisation de plasmas permet de réaliser des traitements de surface, afin d'obtenir ou d'améliorer certaines propriétés spécifiques. On peut ainsi solidifier des pièces métalliques, graver avec précision ou déposer des molécules sur des matériaux plastiques pour en changer les propriétés.

Rechargement des pièces usées : certaines pièces de métallurgie s'usent de manière importante, notamment lorsqu'elles sont sujettes à de fortes contraintes mécaniques :

Pièces de centrales nucléaires, pièces de matériaux de forage... Ces pièces peuvent être traitées et renforcées en y déposant du carbure de tungstène ou d'autres composés en fonction des propriétés recherchées (anticorrosion...).

Cette opération de « rechargement » est effectuée à l'aide de torches à plasma.

Gravure de semi-conducteur : On utilise des décharges à barrière diélectrique pour effectuer la gravure du silicium de composants microélectroniques. Cela permet de réaliser des gravures très précises.

Ce type de technologie est également utilisé dans certaines disciplines des sciences de la vie, pour créer des substrats d'étude de cellules isolées ou canalisées.

Dépôts de matériaux chimiques sur film plastique : les propriétés de surface des films plastiques peuvent être modifiées par dépôts ou altération de leur composition chimique locale ; on peut ainsi améliorer leur imperméabilité à l'oxygène, leur propriétés d'adhésion. Les procédés qui supposent le traitement de surfaces importantes sont généralement réalisés à l'aide de décharges à barrière diélectrique.

II-6-5 Lumière

Les décharges électriques possèdent des propriétés lumineuses qui sont exploitées dans divers domaines, notamment l'éclairage, où on cherche à obtenir des caractéristiques d'éclairages précises (longueur d'onde, intensité...) mais également pour les écrans plasmas.

Tube fluorescent : le tube fluorescent, ou tube néon, est très utilisé pour l'éclairage dans des bâtiments accueillant du public ; celui-ci consomme peu d'énergie pour un éclairage important. D'autres lampes à décharge, au sodium à haute pression (SHP), sont très utilisées pour l'éclairage des routes la nuit. Dans le cadre d'un éclairage public, c'est l'efficacité énergétique qui est recherchée. Or, les lampes SHP ont le rapport lumens (unité permettant de mesurer l'efficacité de l'éclairement) par watt le plus élevé, (70 à 100 lumens par Watt), surtout par rapport aux lampes à incandescence (15 lumens/W).

Ecran plasma : Les écrans plasma utilisent des décharges à barrière diélectrique pour exciter un gaz et générer une image. Le gaz utilisé dans les écrans plasma est un mélange d'argon (90%) et de xénon (10%). Ce gaz est contenu dans des cellules, correspondant aux pixels ; chaque cellule est adressée par une électrode ligne et une électrode colonne qui permettent d'exciter le gaz. En modulant la valeur de la tension appliquée entre les électrodes et la fréquence de l'excitation, il est possible de définir jusqu'à 256 valeurs d'intensités lumineuses. Le gaz ainsi excité produit un rayonnement lumineux ultraviolet (donc invisible pour l'œil humain). Grâce à des luminophores respectivement bleus, verts et rouges répartis sur les cellules, le rayonnement lumineux ultraviolet est converti en lumière visible.

II-7 ALIMENTATION FREQUEMMENT UTILISEES

On distingue deux types principaux de sources électriques d'alimentation, selon la forme de leur caractéristique électrique dans le plan tension-courant : les sources de courant (caractéristique parallèle à l'axe des tensions) et les sources de tension (caractéristique parallèle à l'axe des courants). Ce sont les premières qui sont le plus utilisées, car leurs caractéristiques sont plus appropriées pour alimenter une décharge ;

II-7-1 Source de courant

La grande majorité des alimentations pour décharge électrique est composée de dipôles possédant une caractéristique qui les apparente à des sources de courant. Cela est nécessaire, nous le verrons ensuite, par le caractère « source de tension » (au niveau local) des décharges électriques. Ces sources sont souvent réglables en courant. On peut distinguer deux types de sources.

Dipôle constitué d'une source de tension placée en série avec une résistance, ou plus généralement une impédance : ce type de montage est souvent utilisé en laboratoire pour sa simplicité de réalisation et d'utilisation. Il permet de contrôler le courant moyen en faisant varier la résistance de sortie du générateur et le courant de sortie est relativement stable.

Le défaut de ce type de sources est leur très mauvais rendement énergétique (maximum théorique de 50%, dans le cas où l'impédance série est une résistance) et la difficulté pour régler le courant en temps réel, inconvénients qui restreignent leur usage au domaine de l'expérimentation. Ce très faible rendement impose un refroidissement important de la résistance qui règle la valeur du courant puisque c'est elle qui dissipe la majorité de l'énergie. Ce sont donc souvent des alimentations qui présentent des volumes importants et qui sont relativement bruyantes à cause des ventilateurs de refroidissement.

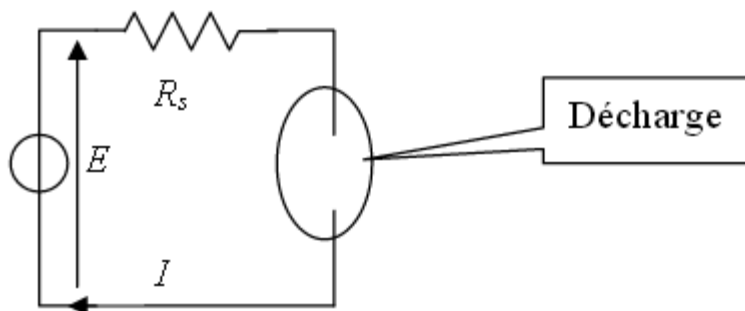


Figure II-12 : Source de tension continu (redresneur) mis en série avec une résistance

Dipôles régulés en courant : c'est le cas des redresseurs contrôlés, utilisés dans l'industrie métallurgique pour contrôler le courant dans les fours à arc. Ce type d'alimentation a l'avantage de limiter les phénomènes de flicker et d'augmenter en partie le rendement. Ces convertisseurs supportent des courants de plusieurs milliers d'ampères.

Remarque : dans le cas des fours à arc fonctionnant en alternatif, on utilise des inductances en série sur le réseau : cette solution permet de disposer d'une caractéristique « source de courant » en instantané, ce qui contribue à limiter les phénomènes de flicker et améliore la qualité du chauffage du métal.

II-7-2 Source de tension

En continu, les sources de tensions ne sont presque jamais utilisées pour l'alimentation de décharges électriques. Cela est dû aux caractéristiques électriques propres du gaz qui ne permettent pas ce type de fonctionnement.

En alternatif, certains dispositifs de décharge présentant naturellement une impédance en série avec le gaz (comme par exemple les décharges à barrière diélectrique) peuvent être alimentés à l'aide d'une source de tension.

II-8 CARACTERISTIQUE DU CLAQUAGE DANS LES GAZ

Les Claquages électriques, visibles à l'œil nu par l'étincelle ou la décharge produite correspond au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de la décharge.

Les mécanismes de claquage dans les gaz sont principalement, le mécanisme de l'avalanche et le mécanisme du Streamer.

II-8-1 Avalanche électronique

Si on considère un gaz contenu entre deux électrodes, il peut exister dans ce gaz en l'absence de tout champ électrique appliqué, un certain nombre de charges créées par des mécanismes naturels, tels que rayonnement ultraviolet ou radioactivité, soit par des mécanismes artificiels, par exemple en bombardant ultraviolet pour en extraire des électrons.

Si un champ électrique est appliqué, les électrons sont suffisamment accélérés par le champ pour produire d'autres électrons par les collisions, qui à leur tour acquièrent par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et ainsi de suite, et le

nombre d'électrons libres continuera à augmenter comme ils continuent à se déplacer sous l'action du champ électrique. C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'électrode. Le claquage a donc lieu fait du phénomène d'avalanche ceci est montré sur la figure II-13.

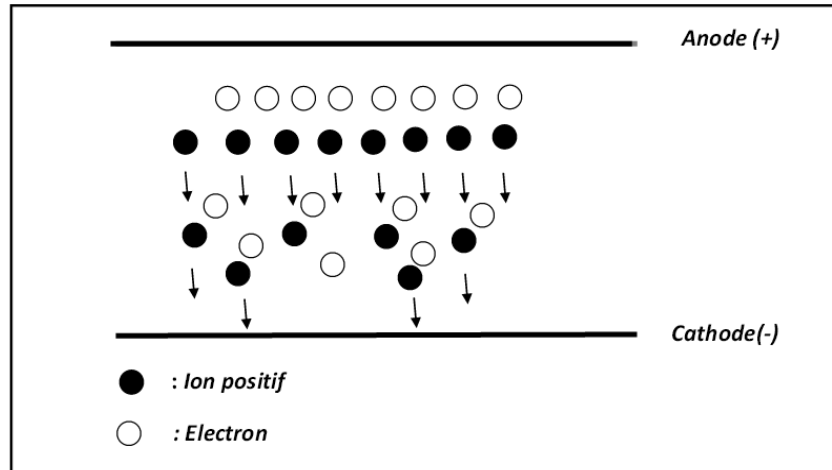


Figure II-13 : Avalanche électronique

Cette avalanche peut être étudiée quantitativement à partir de la connaissance de coefficient d'ionisation de Townsend. α représente le nombre d'électrons (ou ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué.

Une expression empirique exploitable considère que l'énergie thermique des électrons est acquise par le travail du champ électrique sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen. Or ce dernier est inversement proportionnel à la pression.

en introduisant les constantes A et B déterminées expérimentalement on a:

$$\alpha = AP \exp(-BP/E)$$

II-8-2 Streamer

La théorie sur les streamers a été développée suite aux travaux de Loeb, Meek et Raether en 1940. Les nombreuses expériences menées par les groupes de Raether sur des décharges planes et de Loeb sur les décharges couronnes ont mis en évidence en l'occurrence, avant la phase de claquage (formation d'une étincelle), de pulses de courant ayant des durées largement inférieures au temps caractéristique de dérive des électrons et des ions.

Ces pulses de courant durent en Général moins d'une centaine de nano-secondes, ont des intensités de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de milliampères et sont accompagnés d'une émission lumineuse moins intense que celle caractérisant les étincelles. Cette émission dessine un canal ayant un rayon de l'ordre d'une centaine de microns qu'on appellera micro décharge.

Dans le cas de décharges couronnes fortement asymétriques, ces phénomènes lumineux ont également été observés dans des zones où le champ laplacien est quasi-nul. La présence de ces pulses indique l'occurrence d'un phénomène permettant d'entretenir une ionisation importante même en absence de champ électrique Laplacien significatif. Cette ionisation ne pouvait donc être entretenue que par un champ de charge d'espace. Le problème qui se posait dès lors concernait la source de la charge d'espace. La réponse à cette question a été encore une fois amenée par les expérimentateurs. Ces derniers ont en effet clairement montré soit par des analyses de courant, des visualisations en chambre de Wilson (Figure II-14) ou à l'aide de diagnostics par caméra streak que la production de ces micros décharges était toujours précédée par la formation et le développement d'avalanches.

Dans le cas d'électrodes fortement asymétriques, ces phénomènes d'avalanche avaient lieu au voisinage de l'électrode à forte courbure où le champ Laplacien est significatif.

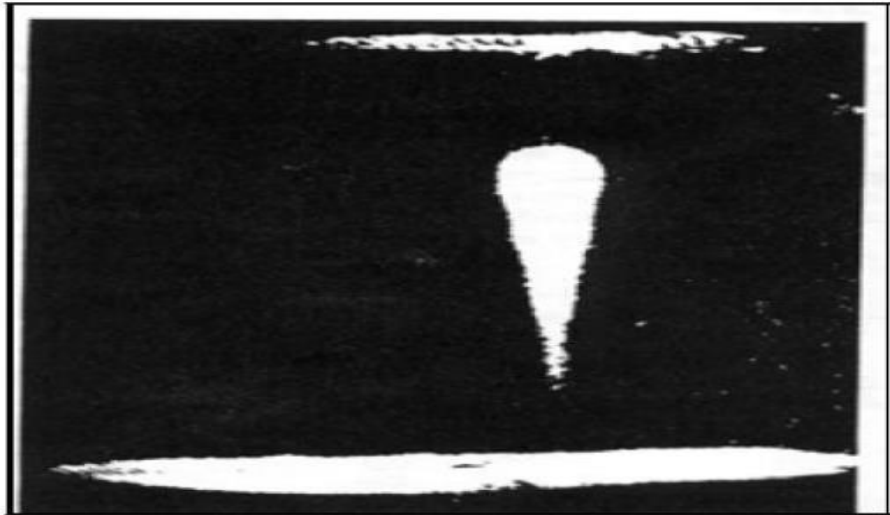


Figure II-14: *photographie dans une chambre*

À partir de ces observations il a été possible de proposer un autre mécanisme de claquage dans les décharges à haute pression. Le scénario stipule que le claquage commence d'abord par la formation d'une avalanche. Celle-ci va se développer jusqu'à ce

que son champ de charge d'espace devienne plus important que le champ Laplacien. A partir de cet instant c'est le champ de charge d'espace qui pilote la dynamique de la décharge. On obtient une onde d'ionisation qui se propage sous l'effet de son propre champ de charge d'espace. C'est cette onde d'ionisation qu'on appelle streamer. Un nombre important de travaux ont ensuite été menés pour bien caractériser la transition avalanche-streamer.

Il s'agissait notamment de définir le niveau à partir duquel une avalanche devenait assez importante pour donner lieu à la formation d'un streamer.

Des modèles semi-analytiques associés à des mesures de tailles d'avalanche ont montré que ceci avait lieu à partir du moment où l'avalanche contenait entre 10^8 et 10^9 ions. Comme la propagation d'un streamer ne dépend que de son propre champ de charge d'espace, elle peut à priori avoir lieu vers la cathode ou vers l'anode. Cette possibilité permet de distinguer deux types de streamers : les streamers anodiques et les streamers cathodiques.

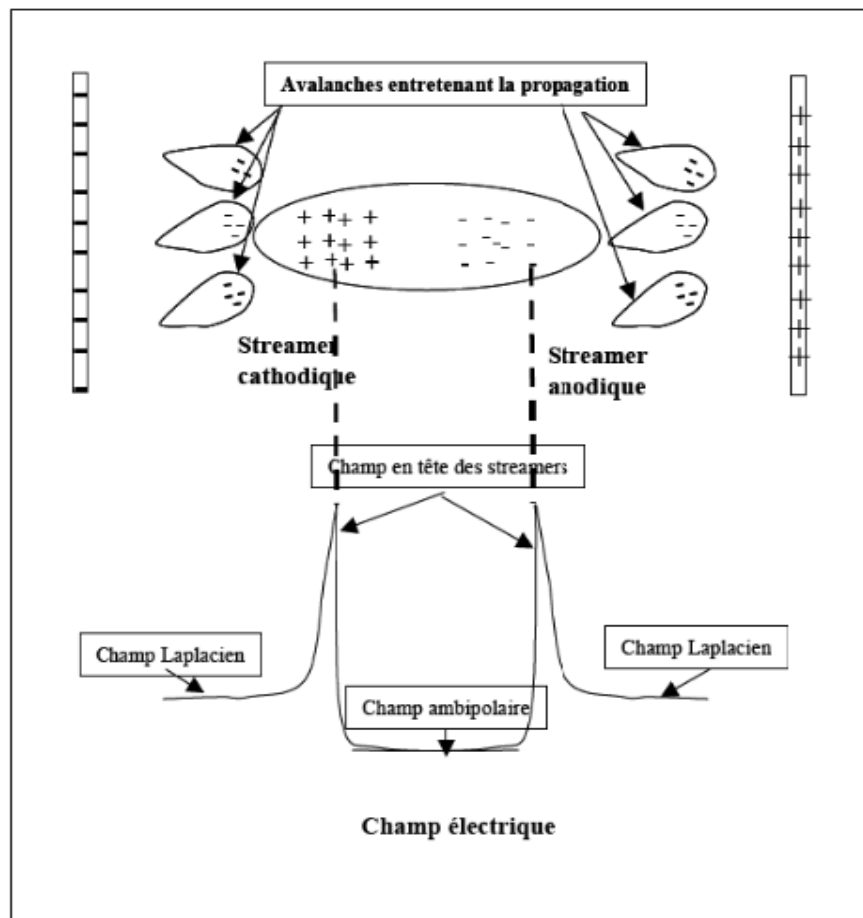


Figure II-15 : principe de streamer

II-9 CARACTERISTIQUE DU GAZ IONISE

On cherche ici à connaître la caractéristique statique, dans le plan tension/courant, des dispositifs à décharges. Chaque dispositif a sa caractéristique propre et on s'intéresse ici à établir les éléments principaux dont cette caractéristique est issue. Examinons, à titre d'exemple, la caractéristique statique d'un volume d'air compris entre deux électrodes de type pointe, pour différentes distances inter électrode.

Il faut souligner ici que l'utilisation de grandeur telle que le courant et la tension est inappropriée vis à vis de la physique ainsi que d'une description générale des décharges électriques ; nous justifions maintenant les termes de cette remarque. La caractéristique statique présentée ici est celle d'un arc avec une distance inter électrode de 1 à 5mm, à la pression atmosphérique, avec une composition du gaz précise et avec une certaine géométrie des électrodes. Si la pression est plus faible, alors la tension de claquage est plus faible ; si les pointes sont plus affûtées, la tension de claquage diminue également.

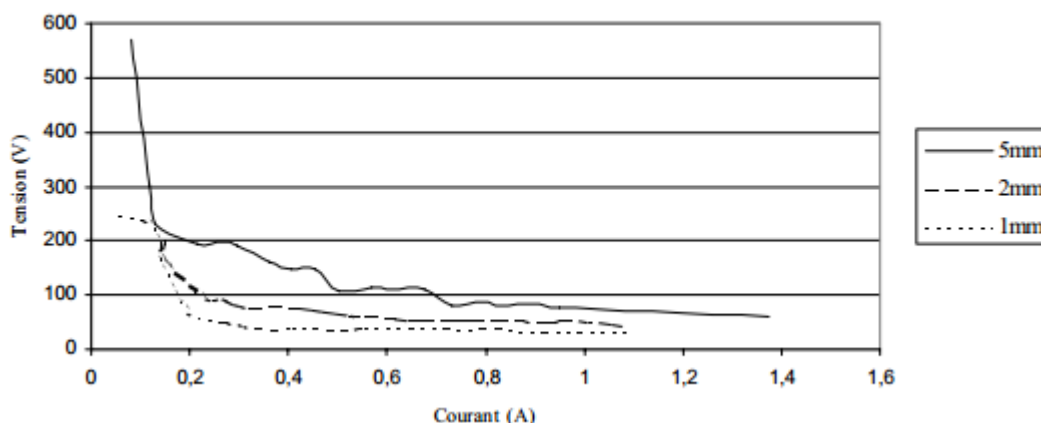


Figure II-16 : Caractéristique tension/courant du gaz pour 1, 2 et 5mm

La grandeur physique que subit un volume élémentaire de gaz est un champ électrique et ce champ électrique sera la cause d'un courant local ; il faut noter que ces deux grandeurs sont *locales* et peuvent connaître des variations d'un point à l'autre de la décharge. Donc, la caractéristique invariante d'un gaz seul est une caractéristique, champ électrique fonction d'un courant local, puisque les phénomènes physiques de la décharge dépendent du champ électrique (et non de la tension aux bornes) et du courant local (et non du courant total).

Ainsi, la caractéristique tension/courant, vue des bornes d'un dispositif, résulte du couplage entre (Figure II-16) :

- la caractéristique du gaz (à pression et composition données), qui associe au champ électrique, un courant local.

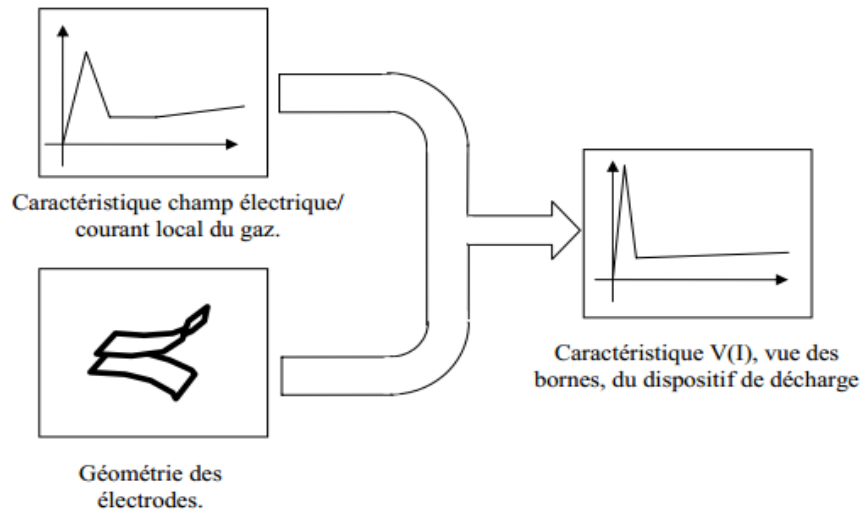


Figure II-17 : *Origine de la caractéristique $V(I)$ d'un dispositif de décharge*

- la géométrie du dispositif, qui associe :

- 1) à une tension donnée, un champ électrique
- 2) aux courants locaux, le courant total.

On ne peut donc pas présenter une caractéristique statique du gaz générale dans le plan tension/courant puisque celle-ci est propre à la géométrie de chaque dispositif associé à un gaz ; néanmoins dans la majorité des cas, elle aura une forme analogue à celle présentée ici.

Si on veut être assez complet dans la compréhension électrique des dispositifs à décharge, il faut prendre en compte les deux contributions (celle liée à la géométrie ainsi que celle qui est caractéristique du gaz).

On étudie donc maintenant les principales grandeurs et les principaux phénomènes de la physique des plasmas qui définissent les caractéristiques électriques statique et dynamique du gaz.

II-10 LOGICIEL BOLSIG+ ET DONNEES DE BASE

II-10-1 Définition

Le Logiciel BOLSIG+ est un outil numérique et est développé par G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford dans le laboratoire de Laplace Toulouse-France. Ce logiciel permet de donner les paramètres de transport du gaz et les coefficients du processus chimique en fonction du champ électrique réduit et/ou l'énergie électronique.

II-10-2 Méthode de fonctionnement du logiciel

Tout d'abord, on introduit les sections efficaces des gaz à partir d'une Base de Donnée (Read Collision). Après, on exécute l'opération à partir du bouton (New Run). On sélectionne la gamme d'énergie d'électron, à titre d'exemple de 2 jusqu'à 40 eV. Puis, on introduit la température du gaz en Kelvin et le degré d'ionisation, généralement ce degré est compris entre 10^{-6} et 10^{-3} . Finalement on clique sur la bouton (Run) et on sauvegarde le fichier.

À titre d'exemple pour le réglage numérique et/ou de mode on doit ajuster les paramètres suivants:

- La densité du plasma (m^{-3})
- La précision
- La convergence
- La nature de la fonction de distribution électronique EEDF (que ce soit Maxwellien ou non- Maxwellien)

Un exemple est bien détaillé dans l'annexe.

Définir	Signes	Valeurs	Unités
Constante de Boltzmann	K_b	1.38062×10^{-23}	J/K°
Charge	E	1.6021×10^{-19}	C
Température	Tg	300	K°
Masse atomique (Argon)	Ma	39.96×10^{-3}	Kg/mole
Masse d'électron	Me	9.10956×10^{-31}	Kg
Nombre d'Avogadro	η	6.02217×10^{23}	1/mole

Tableau II-1: Constantes physique d'un gaz

II-11 DONNEES DE BASE ELECTRONIQUE DANS L'ARGON

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les paramètres de transport et les coefficients du processus chimiques. Le choix du gaz est l'argon. La gamme d'énergie utilisée dans le logiciel est de 1 à 50 eV. La température du gaz est de 300 K.

La figure II-18a représente la mobilité électronique en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On remarque que la mobilité électronique varie quelque soit la valeur de l'énergie électronique. La mobilité électronique est très importante pour des valeurs faibles par rapport aux valeurs grandes de l'énergie électronique. Ce paramètre est nécessaire pour la modélisation de la décharge électrique. A partir de la mobilité électronique on peut connaître la vitesse des électrons et le courant de la décharge.

La figure II-18b représente le coefficient de diffusion électronique en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On remarque que le coefficient de diffusion électronique varie avec la variation de l'énergie électronique. Cette variation est traduite par une augmentation du coefficient de diffusion avec l'augmentation de l'énergie électronique. Ce paramètre traduit la diffusion spatiale des particules chargées. A partir de ce paramètre on peut calculer le courant de la décharge dans les gaz.

La figure II-18c représente la mobilité d'énergie électronique en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. Ce paramètre est calculé à partir de l'équation ($\mu_{ee} = \mu_e \epsilon_e^{5/3}$). On remarque que la mobilité d'énergie électronique varie quelque soit la valeur de l'énergie électronique. Ce paramètre est nécessaire pour le troisième moment de l'équation de Boltzmann.

La figure II-18d représente le coefficient de diffusion d'énergie électronique en fonction d'énergie électronique dans l'argon. Ce paramètre est calculé par l'équation ($D_{ee} = D_e \epsilon_e^{5/3}$). On remarque que le coefficient de diffusion d'énergie électronique augmente avec l'augmentation de l'énergie électronique. Ce paramètre est très utile dans le troisième moment de l'équation de Boltzmann.

La figure II-19a représente le taux d'excitation en fonction de l'énergie dans l'argon. On observe une certaine variation de ce coefficient avec la variation de l'énergie électronique. Ce paramètre est nécessaire pour le terme source de l'équation de continuité d'atomes métastables.

La figure II-19b représente le taux d'ionisation en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On observe une certaine variation du taux d'ionisation quelque soit la valeur de l'énergie électronique. Ce paramètre représente un gain dans le terme source de l'équation de continuité.

La figure II-19c représente le taux désexcitation en fonction de l'énergie dans l'argon. On observe une certaine variation de ce coefficient avec la variation de l'énergie électronique. Ce paramètre représente une quantité de perte dans le terme source de l'équation de continuité d'atomes métastables.

La figure II-19d illustre le coefficient de l'énergie de la collision élastique perdue par électron en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On remarque que le coefficient de l'énergie de la collision élastique est important pour des valeurs de l'énergie électronique grandes par rapport aux valeurs faibles de l'énergie électronique. Ce paramètre est nécessaire dans le terme source du troisième moment de l'équation de Boltzmann.

La figure II-20a représente la fréquence totale de collision en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On remarque une certaine variation de ce coefficient avec la variation de l'énergie électronique surtout pour des valeurs viables de l'énergie. Ce paramètre est nécessaire pour calculer la longueur de relaxation énergétique.

La figure II-20b représente le coefficient d'ionisation de Townsend en fonction de l'énergie électronique dans l'argon. On observe une certaine variation de ce coefficient dans toute la gamme de l'énergie. Ce paramètre est très important pour évaluer le comportement de la décharge.

La figure II-20c représente la longueur de relaxation énergétique en fonction de l'énergie dans l'argon. Ce paramètre est très important pour valider l'application du modèle fluide dans la description de la décharge. À titre d'exemple, pour une décharge de 1 cm de distance inter-électrode, on remarque que la longueur de relaxation énergétique pour une pression de 0.2 Torr est inférieure à 1 cm. Ce qui implique que le modèle fluide est strictement valable pour la description de la décharge dans ce cas-là.

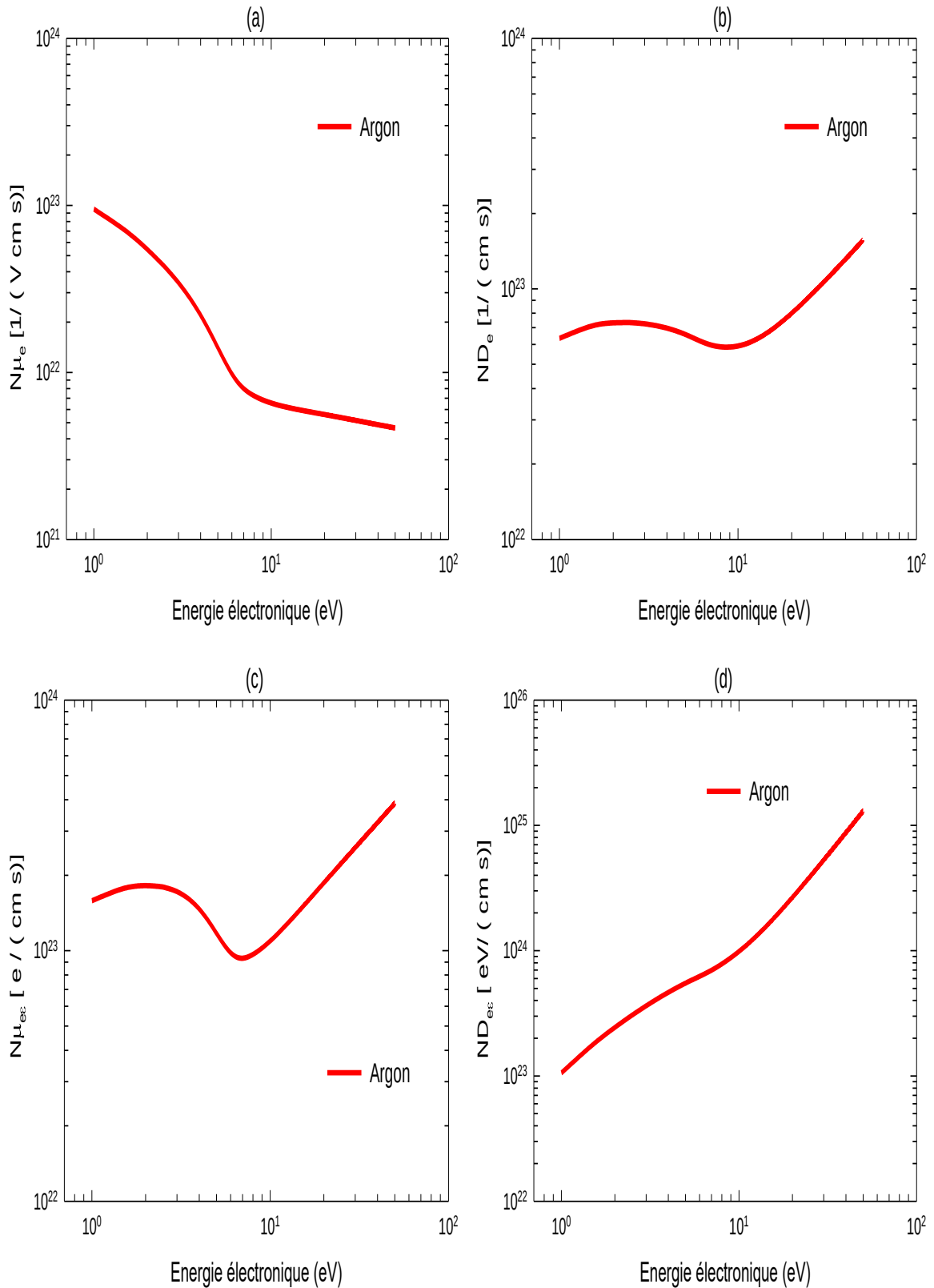


Figure II-18 : (a) Mobilité électronique, (b) Coefficient de diffusion électronique, (c) Mobilité d'énergie électronique et (d) Coefficient de diffusion d'énergie électronique en fonction de l'énergie électronique dans l'argon Calculés à l'aide du logiciel BOLSIG+.

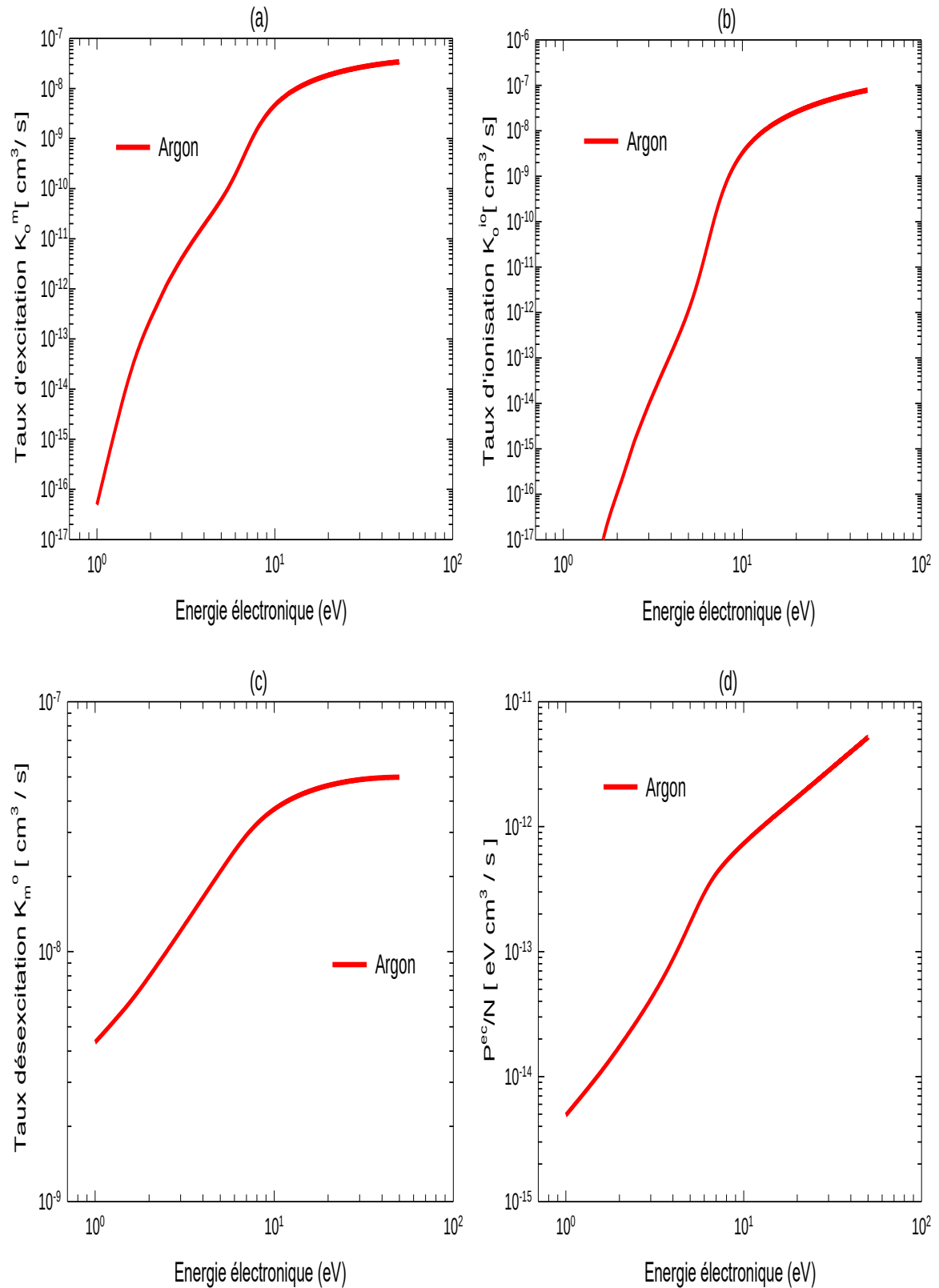


Figure II-19 : (a) Taux d'excitation, (b) Taux d'ionisation, (c) Taux désexcitation en fonction de l'énergie électronique dans l'argon Calculés à l'aide du logiciel BOLSIG+ et (d) Coefficient de l'énergie de la collision élastique perdue par électron en fonction de l'énergie électronique calculé par l'équation Eq.I-11.

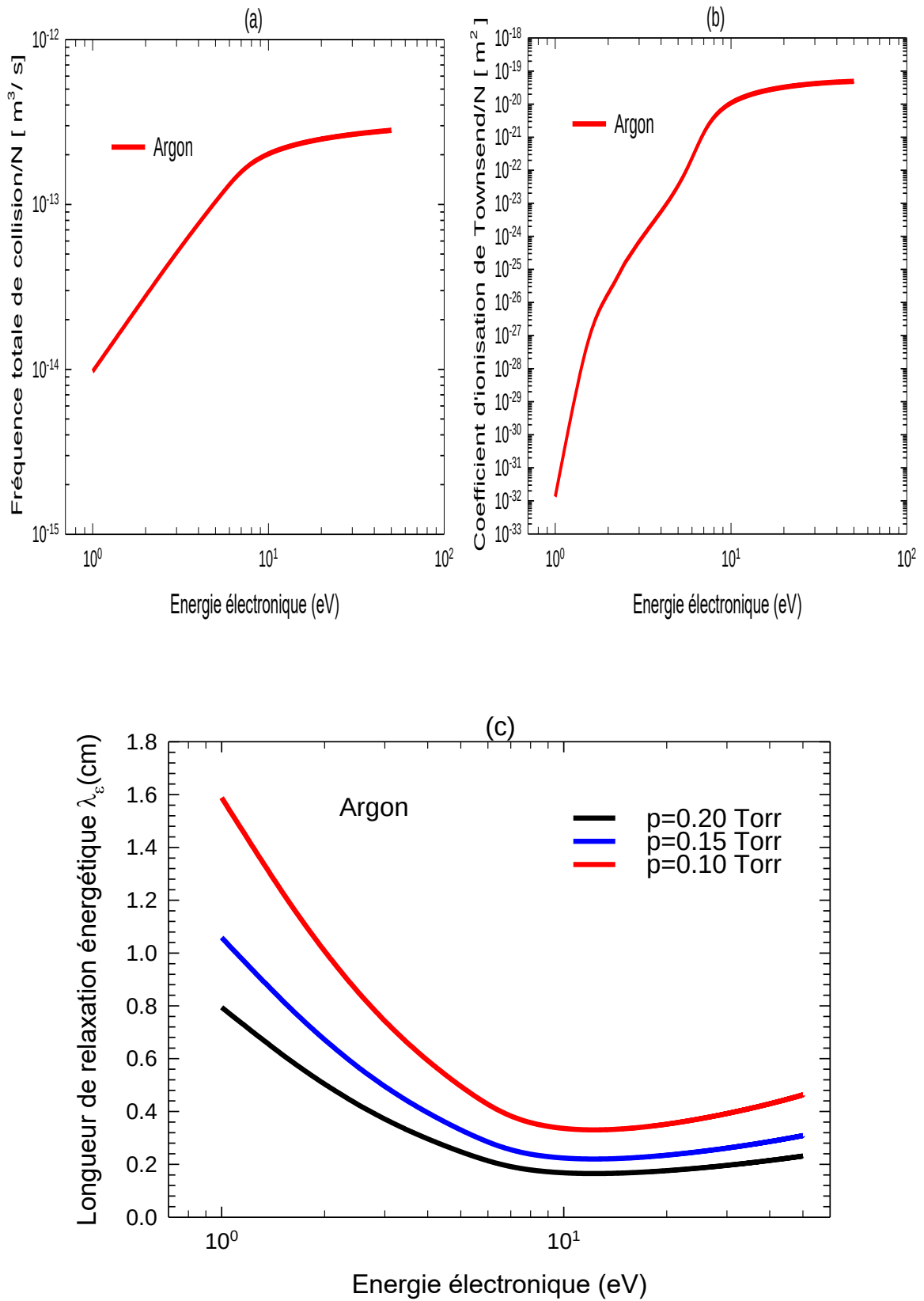


Figure II-20 : (a) Fréquence totale de collision, (b) Coefficient d'ionisation de Townsend en fonction de l'énergie électronique dans l'argon Calculés à l'aide du logiciel BOLSIG+ et (c) Longueur de relaxation énergétique en fonction de l'énergie électronique calculée à l'aide de l'équation Eq.I-12.

II-12 DONNEES DE BASE IONIQUE DANS L'ARGON

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les paramètres de transport des ions positifs en fonction du champ électrique réduit. Le choix du gaz est l'argon. La température du gaz est de 300 K.

La vitesse de dérive des ions positifs Ar^+ dans l'argon donnée par la relation de Phelps et Petrović [34] comme suit:

$$w_{\text{Ar}^+}^{\text{Ar}} = \frac{4E / n_0}{((1 + (0.007E / n_0)^{1.5})^{0.33}} \quad (\text{Eq.II-1})$$

$w_{\text{Ar}^+}^{\text{Ar}}$ en (m/s) avec E/n_0 en Td.

La figure II-21 représente la vitesse de dérive des ions positifs d'argon dans l'argon en fonction du champ électrique réduit (E/n_0). On remarque que la vitesse de dérive calculer par Phelps et Petrović [34] et par Himoudi [35] sont en bon accord avec ceux mesurées par Ellis et al [36]. Dans la gamme du champ électrique réduit de 4×10^3 à 8×10^3 Td, on observe que la vitesse de dérive de Himoudi est légèrement supérieure à ceux calculer par Phelps et Petrović.

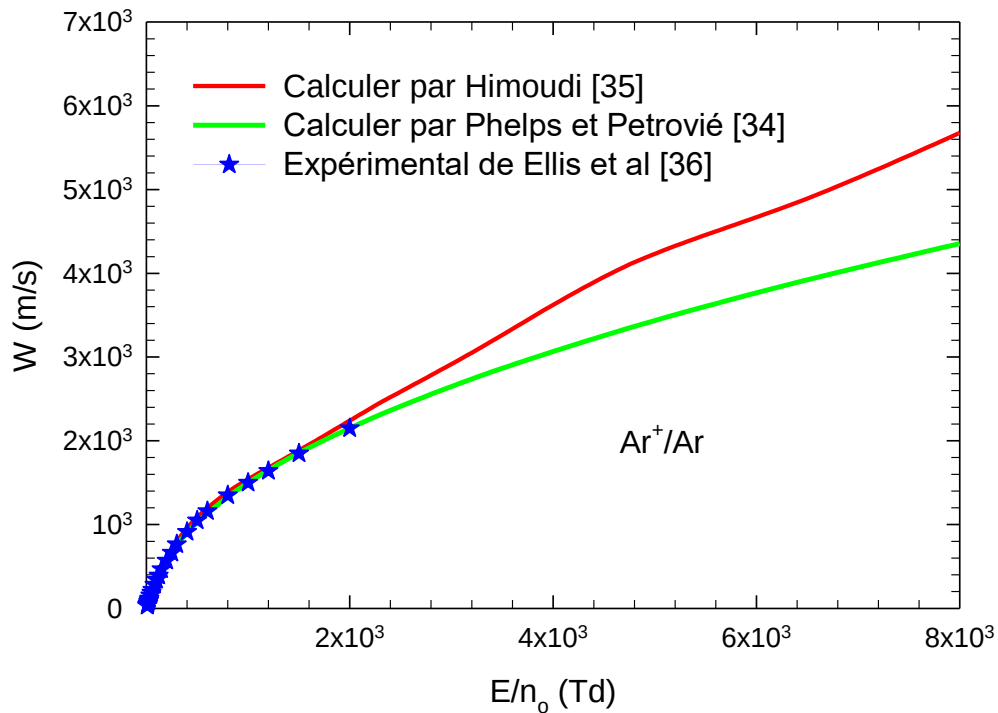


Figure II-21 : Vitesse de dérive des ions Ar^+ dans Ar en fonction du champ électrique réduit.

Cette divergence influe directement sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique. Bouchikhi [37] est montré que la relation de Phelps et Petrović est bien adaptée au modèle fluide par rapport à ceux obtenu par Himoudi.

Le coefficient de diffusion des ions est calculé à partir de la mobilité des ions positives dans le gaz on utilisant la relation d'Einstein :

$$D_{\text{gaz}^+}^{\text{gaz}} = \frac{\mu_{\text{gaz}^+}^{\text{gaz}} K_B T}{e} \quad (\text{Eq.II-2})$$

Avec T est la température du gaz en Kelvin et K_B est la constante de Boltzmann.

La figure II-22 représente le coefficient de diffusion ionique dans l'argon en fonction du champ électrique réduit. Une est calculer par Himoudi et l'autre est on déduire à partir de la relation d'Einstein. Dans la gamme du champ électrique réduit de 10^2 à 10^3 Td, On remarque qu'ils sont divergents mais cette divergence est petite dans l'ordre de grandeur.

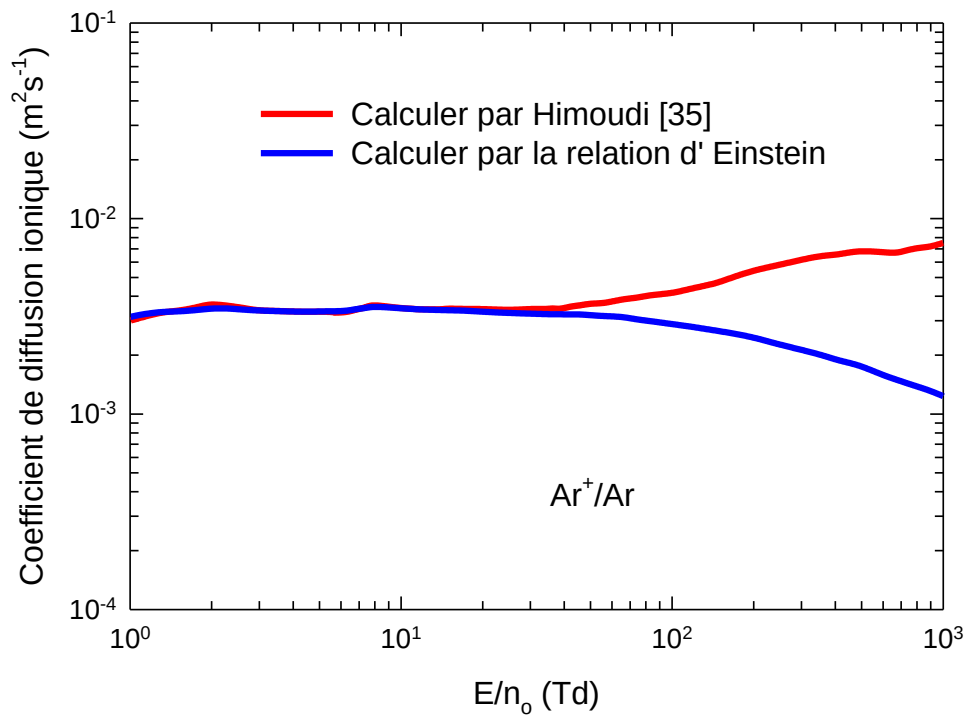


Figure II-22 : Coefficient de diffusion des ions Ar^+ dans Ar en fonction du champ électrique réduit.

II-13 MODELE MATHEMATIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES

Dans cette section, nous allons présenter le modèle mathématique d'une décharge lumineuse en présence d'atomes métastables.

Le modèle fluide en 1D pour l'argon est de la forme suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = n_e (n_o K_o^{io} + n_m K_m^{io}) + n_m n_m K^{ci} \quad (\text{Eq.II-3})$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial \phi_+}{\partial x} = n_e (n_o K_o^{io} + n_m K_m^{io}) + n_m n_m K^{ci} \quad (\text{Eq.II-4})$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m}{\partial x} = n_e (n_o K_o^m - n_m K_m^o - n_m K_m^{io}) - 2n_m n_m K^{ci} - \frac{n_m}{\tau_m} \quad (\text{Eq.II-5})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_e n_e}{\partial t} + \frac{\partial \phi_{ee}}{\partial x} = & -e\phi_e E + \varepsilon^m n_e n_m K_m^o + \varepsilon^{ci} n_m n_m K^{ci} \\ & - n_e P^{ec} - n_e (\varepsilon^m n_o K_o^m + \varepsilon^{io} n_o K_o^{io} + (\varepsilon^{io} - \varepsilon^m) n_m K_m^{io}) \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-6})$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\varepsilon_o} (n_+ - n_e) \quad (\text{Eq.II-7})$$

Les équations des moments de transfert des électrons, les ions, des atomes métastables et l'énergie électronique [14, 38, 39] sont données:

$$\phi_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-8})$$

$$\phi_+ = n_+ \mu_+ E - \frac{\partial D_+ n_+}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-9})$$

$$\phi_m = -D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-10})$$

$$\phi_{ee} = -n_e E \mu_{ee} - \frac{\partial n_e D_{ee}}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-11})$$

Le modèle mentionné ci-dessus a été discrétiser par le schéma de Scharfetter et Gummel [40] et le système d'équations obtenues est résolu par l'algorithme de Thomas, pour plus ample détail voit la référence [41].

II-14 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons décrit brièvement une généralité sur les décharges électriques dans l'industrie et la nature, notamment le phénomène de la foudre et l'aurore polaire. Ensuite, nous avons vu les types géométriques des électrodes qui nous servent à créer la décharge dans un gaz. Après, Nous avons montré les différents régimes qui apparaissent lors de la décharge électrique dans un gaz. Finalement, nous avons montré les applications industrielles de la décharge.

La deuxième partir de ce chapitre a été consacré à la détermination des paramètres de transport électronique et les coefficients des différents processus chimiques dans l'argon. Ils s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques, les taux d'ionisation, d'excitation et désexcitation ainsi que différents coefficients qui ils sont très utiles dans le modèle fluide de la décharge.

Enfin de ce chapitre nous avons élaboré le système d'équations hydrodynamique qui décrire le comportement physique de la décharge en présence d'atomes métastables.

CHAPITRE III

PROPRIETES PHYSIQUES DE LA DECHARGE LUMINESCENTE DANS L'ARGON EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES

III-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons étudier les propriétés physiques de la décharge luminescente dans l'argon en présence d'atomes métastables avec les données de base qui sont totalement déterminées par le logiciel BOLSIG+. Le modèle est basé sur les trois moments de l'équation de Boltzmann et a tenant compte l'état métastable. Afin de prendre l'effet du champ électrique sur la décharge, les équations de Boltzmann sont couplés d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Ce présent modèle nous permet de prendre les données de base dans l'argon en fonction de l'énergie électronique. Ce chapitre a pour but de présenter les distributions spatiales des densités particule chargées, la densité d'atome métastable, le champ et le potentiel électrique, l'énergie électronique aussi bien que les différents termes sources à l'état stationnaire de la décharge. Afin d'examiner l'effet de la tension appliquée, de la pression du gaz, du coefficient d'émission secondaire sur les propriétés électriques de la décharge luminescente nous allons mener ce chapitre par cette étude paramétrique.

III-2 ETUDE PARAMETRIQUES

Dans cette section, nous allons effectuer une étude paramétriques de la décharge luminescente dans l'argon en présence des atomes métastables en utilisant les données de BOLSIG+. Les paramètres de transport et les taux des processus sont toujours en fonction

de l'énergie électronique. Donc, nous allons faire varier les grandeurs suivantes : la tension appliquée entre les électrodes; la pression du gaz et le coefficient d'émission secondaire.

III-2-1 Effet de la tension appliquée

Dans cette sub-section, nous allons étudier l'influence de la tension appliquée au réacteur à plasma sur les distributions spatiales de la décharge luminescente en présence d'atomes métastables. Pour se faire la gamme de la tension est -250, -300 et -350 volts. La pression du gaz est de 1 Torr. Le coefficient d'émission secondaire est de 0.06 et la distance inter-électrodes est toujours fixée à 1cm.

III-2-1-1 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel et du champ électrique en fonction de la tension appliquée est représenté à l'état stationnaire respectivement sur les figures III-1 et III-2.

Nous observons une chute de potentiel importante sur le profil du potentiel électrique dans la région de la gaine cathodique à cause de la présence d'une charge d'espace nette qui est très importante, ce qui induit un champ électrique intense dans cette région.

L'effet de la tension appliquée sur le profil du potentiel électrique est très perceptible. On constate que la région du plasma contracte avec l'augmentation de la tension appliquée. Ce qui amène à l'élargissement de la gaine cathodique. Ce phénomène-là est due essentiellement à la contraction de la charge d'espace nette.

Sur la figure III-2 on observe que le champ électrique croît avec l'augmentation de la tension appliquée dans la région cathodique à cause de l'augmentation de la charge d'espace.

Dans les régions du plasma et l'anodique le champ et le potentiel électrique ne change pas avec la tension appliquée à cause de la charge d'espace qui reste toujours négligeable.

Le tableau III-1 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils du potentiel et du champ électriques.

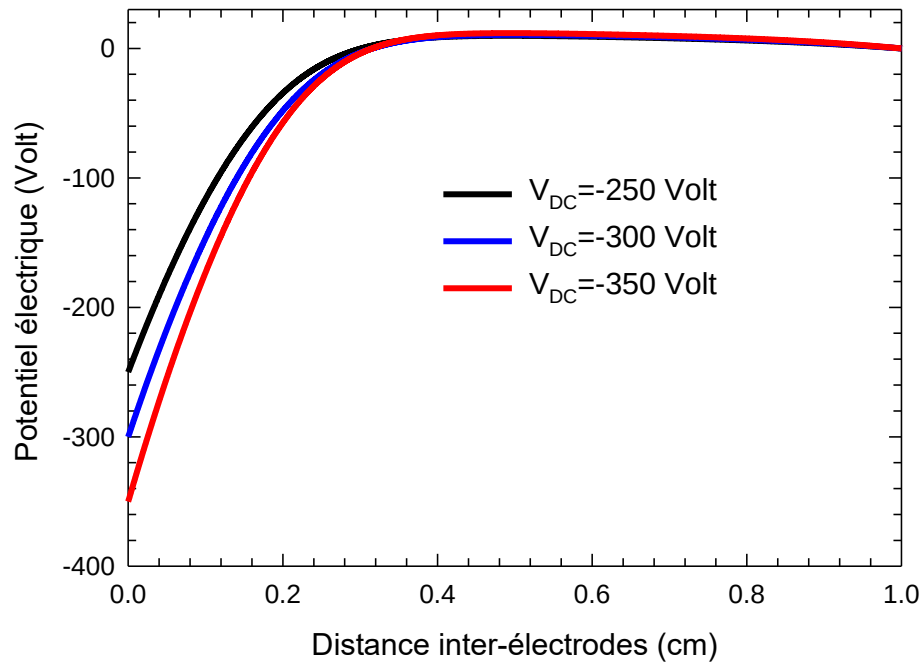


Figure III-1: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du potentiel électrique

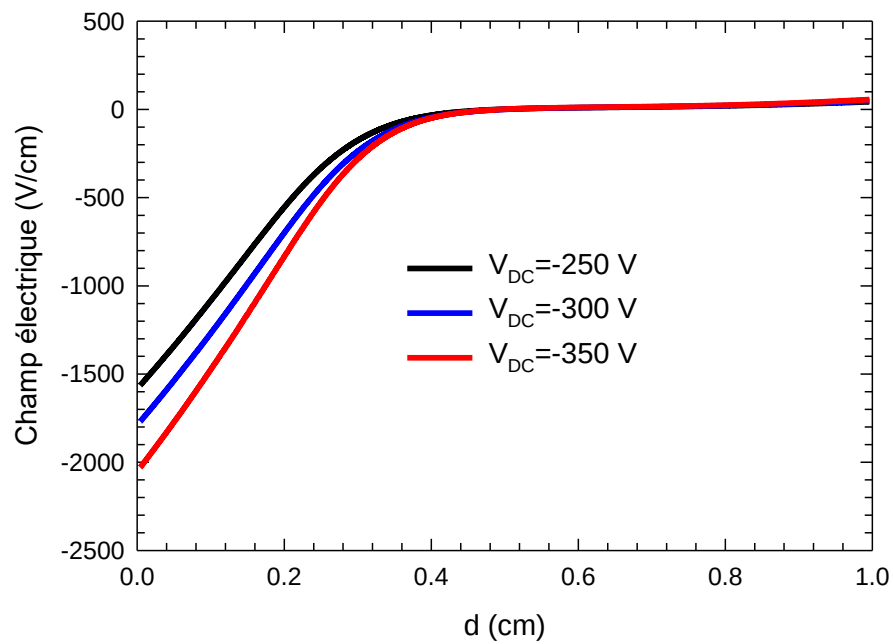


Figure III-2: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du champ électrique

Tension appliquée (Volts)	V_{diff} (Volts)	X (cm)	E à la cathode (V/cm)
-250	9.7729	0.4900	-1564.50
-300	10.5036	0.4980	-1769.12
-350	11.8557	0.4940	-2030.05

Tableau III-1 : Caractéristiques de la décharge pour différentes tension appliquée, V_{diff} est la différence entre la tension maximale dans la région du plasma et la tension anodique, X est l'abscisse du V_{diff}

III-2-1-2 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique des densités électronique et ionique en fonction de la tension appliquée est illustré à l'état stationnaire respectivement sur les figures III-3 et III-4.

On constate que la densité ionique est très importante par rapport à la densité électronique dans la gaine cathodique, ce qui entraîne une charge d'espace importante qui est due à la vitesse de propagation des électrons qui se déplacent rapidement vers l'anode par rapport à la vitesse de propagation des ions qui se déplacent lentement vers la cathode. On note que le maximum de la densité ionique est localisé dans la région cathodique.

Dans la région du plasma on remarque que les densités électronique et ionique sont identiques, ce qui induit une charge d'espace nulle, autrement dit c'est la région d'accumulation des espèces chargées. On peut noter aussi que le maximum de la densité électronique est localisé dans la région du plasma.

On observe que la densité électronique ne change pas avec la tension appliquée dans la région cathodique, tandis que la densité ionique augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.

Dans la région du plasma les densités électronique et ionique croissent avec l'augmentation de la tension appliquée à cause de l'augmentation du processus d'ionisation d'atomes neutres, d'atomes métastables et l'augmentation du processus de chimio-ionisation. Cette augmentation va entraîner à chaque fois l'augmentation de la charge d'espace nette.

Par conséquent la largeur de la région du plasma diminué et la largeur de la gaine cathodique augmentent en fonction de la tension appliquée.

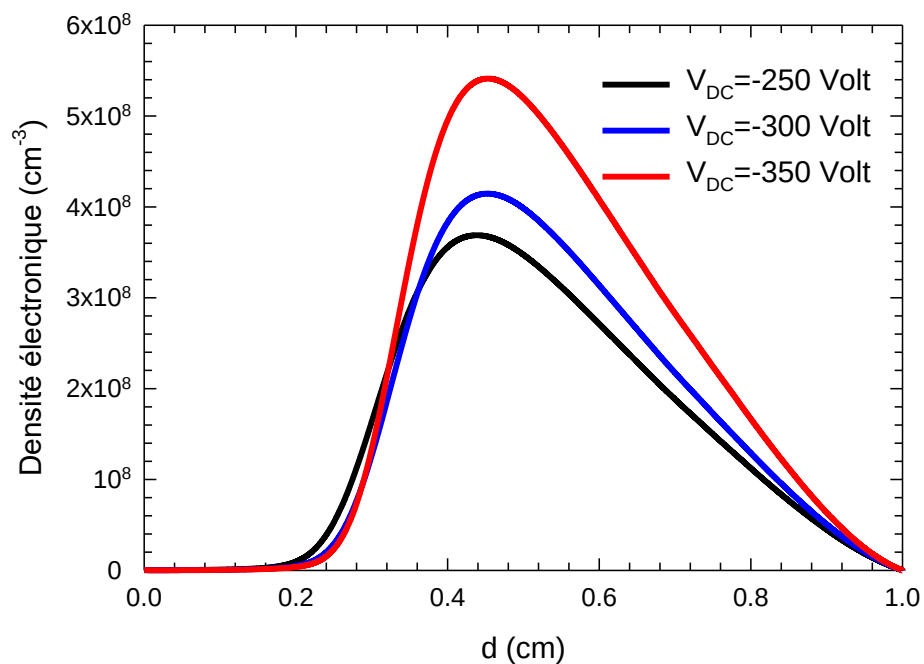


Figure III-3: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité électronique

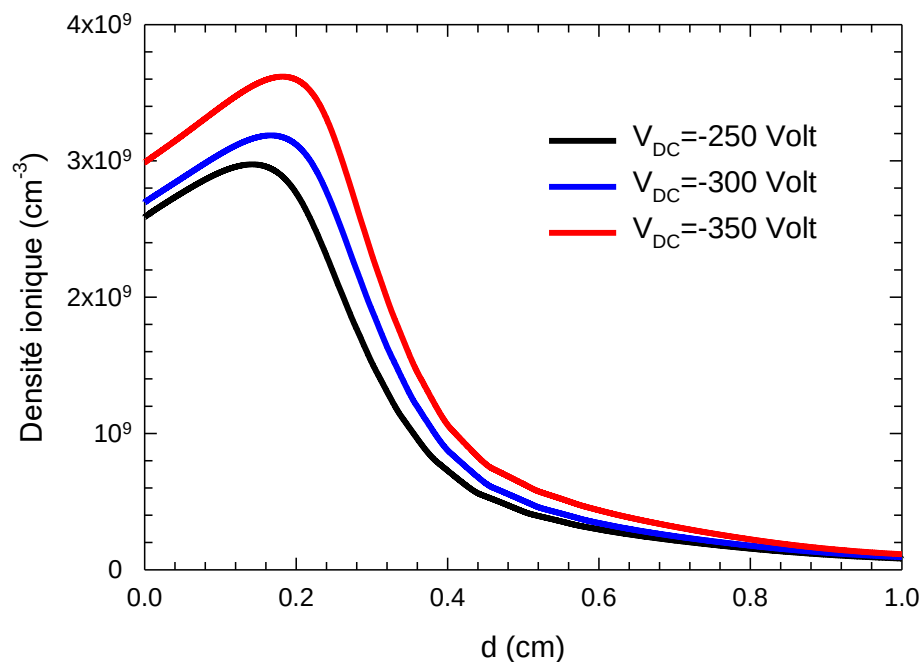


Figure III-4: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique

Le tableau III-2 résume notre constatation de l'effet de la tension appliquée sur les profils des particules chargées.

Tension appliquée (Volts)	n_+ maximale (cm^{-3})	n_e maximale (cm^{-3})	X_{n+} (cm)	X_{ne} (cm)
-250	2.9740×10^9	3.6877×10^8	0.1406	0.4378
-300	3.1865×10^9	4.1456×10^8	0.1647	0.4538
-350	3.6177×10^9	5.4120×10^8	0.1807	0.4538

Tableau III-2 : Caractéristiques de l'effet de la tension appliquée sur les profils des particules chargées, X_{n+} est l'abscisse de la valeur maximale de la densité ionique et X_c est l'épaisseur de la gaine cathodique

III-2-1-3 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des termes sources

L'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-5. On remarque que le terme source d'ionisation est important dans la région cathodique et négligeable dans les régions du plasma et l'anodique. On peut expliquer ce comportement-là par le fait que le champ électrique est important dans la région cathodique, ce qui entraîne que le processus d'ionisation est important. Tandis que, dans les autres régions le processus d'ionisation est négligeable.

On peut aussi remarquer que le terme source d'ionisation augmente avec l'augmentation de la tension appliquée, ceci est due à l'augmentation du champ électrique. On note que le maximum du terme source d'ionisation change de $4.59398 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $6.45451 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux tensions appliquées de -250 V et -350 V.

L'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source du chimio-ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-6. On observe que le comportement du terme source du chimio-ionisation est semblable à celui de la densité d'atomes métastables. Ceci est dû par le fait que le terme source du chimio-ionisation est totalement engendrée par la densité d'atomes métastables.

Toujours dans la même figure III-6, on observe que le terme source du chimio-ionisation augmente avec l'augmentation de la tension appliquée, ceci est due à l'augmentation de la densité d'atomes métastables.

On note que le maximum du terme source du chimio-ionisation change de $4.18862 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ à $8.42206 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux tensions appliquées de -250 V et -350 V.

L'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation d'atomes métastables à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-7. Une fois ici le comportement du terme source d'ionisation d'atomes métastables influe directement par la densité d'atomes métastables. Ce comportement est engendré par le fait que le terme source d'ionisation d'atomes métastables sois-y la naissance de la densité d'atomes métastables.

On remarque aussi que le terme source d'ionisation d'atomes métastables augmente avec l'augmentation de la tension appliquée à cause de l'augmentation de la densité d'atomes métastables.

On note que le maximum du terme source d'ionisation d'atomes métastables change de $1.45301 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $3.10478 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux tensions appliquées de -250 V et -350 V.

Le tableau III-3 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils du terme sources d'ionisation, du chimio-ionisation et d'ionisation d'atomes métastables. Ce tableau nous donne tout avec prévision nos constatations citées précédemment.

A partir de ce tableau, on remarque que les abscisses des maximums du terme source translatent vers la région du plasma ceci est due à l'élargissement de la région cathodique.

Tension appliquée (Volts)	$S_{io} \text{ (max)} \text{ (cm}^{-3}) \times 10^{15}$	$S_{ci} \text{ (max)} \text{ (cm}^{-3}) \times 10^8$	$S_{io_m} \text{ (max)} \text{ (cm}^{-3}) \times 10^{10}$	$X_{Sio} \text{ (cm)}$	$X_{Sci} \text{ (cm)}$	$X_{Sio_m} \text{ (cm)}$
-250	4.59398	4.18862	1.45301	0.2209	0.2932	0.3574
-300	5.17386	5.33480	1.86131	0.2410	0.3133	0.3735
-350	6.45451	8.42206	3.10478	0.2530	0.3213	0.3775

Tableau III-3 : Caractéristiques de l'effet de la tension appliquée sur les profils des termes sources, X_s est l'abscisse de la valeur maximale du terme source

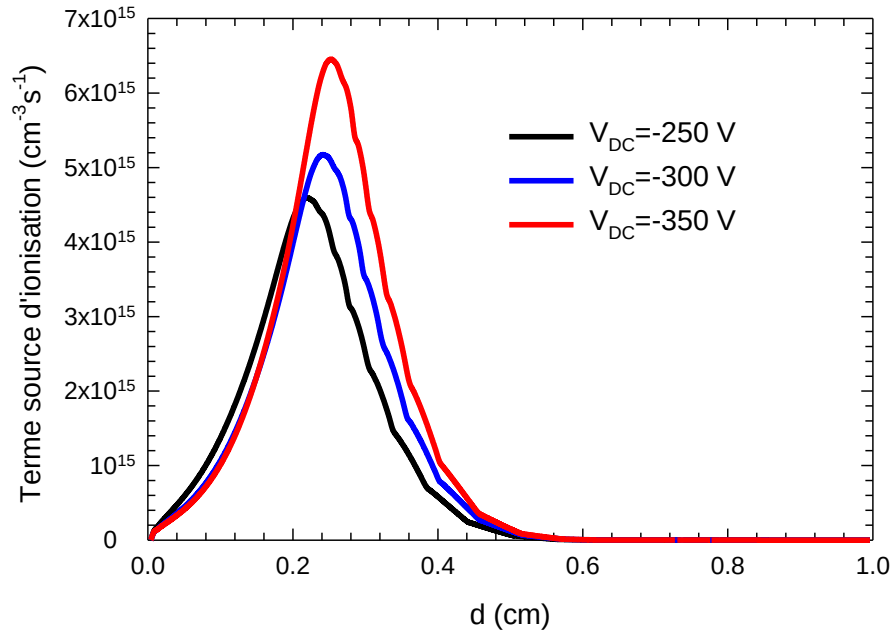


Figure III-5: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation

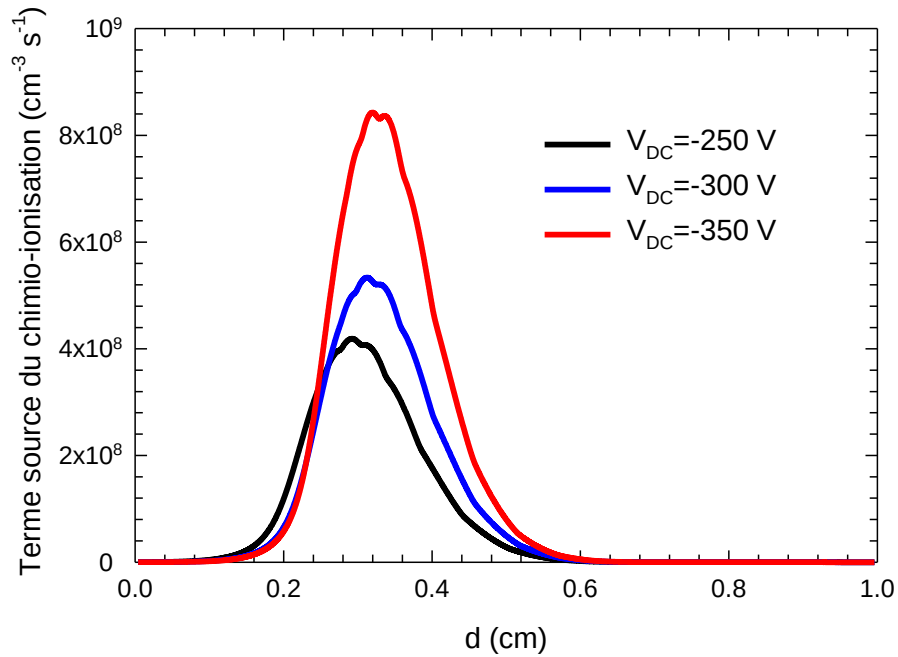


Figure III-6: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source du chimio-ionisation

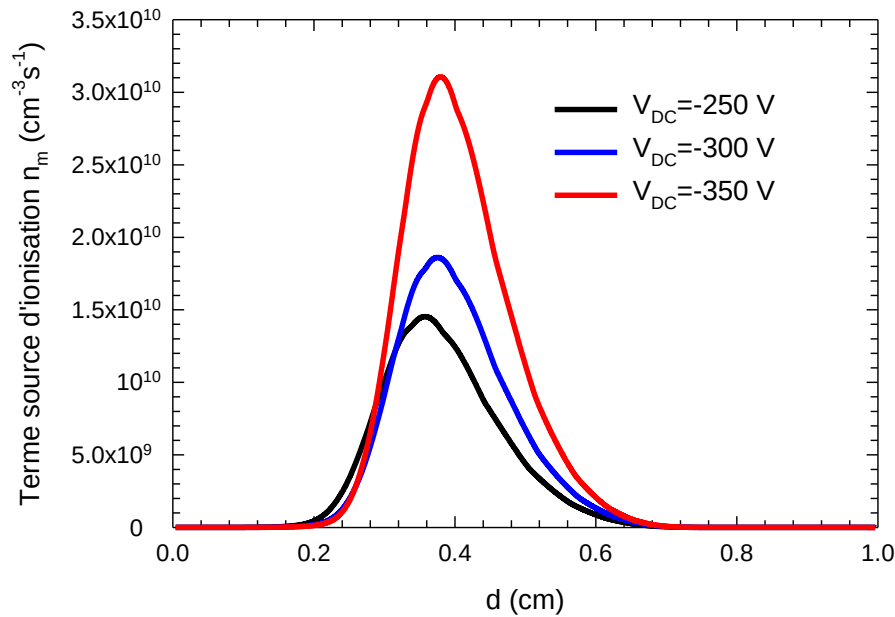


Figure III-7: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation d'atomes métastables

III-2-1-4 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastables et de l'énergie électronique

La distribution spatiale de la densité d'atome métastable à l'état stationnaire de la décharge est illustrée sur la figure III-8.

On remarque que la densité d'atome métastable est caractérisée par une seule courbe de forme gaussienne occupe presque toute l'espace inter-électrodes. On peut noter que le profil de la densité d'atome métastable est caractérisé par une valeur de crête, ce pic est presque localisé entre la région cathodique et la région du plasma.

Toujours sur la figure III-8, on remarque que la densité d'atome métastable augmente avec l'augmentation de la tension appliquée due à l'augmentation du champ électrique ce dernier entraîne à l'augmentation du processus d'excitation.

On constate que l'abscisse du pic de la densité d'atomes métastables se déplace vers le centre du réacteur à plasma ceci est due à l'extension de la largeur de la région cathodique.

On note aussi que le maximum de la densité d'atomes métastable est de $7.19106 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ pour la tension appliquée de 250 V et est égale à 1.0197×10^9 pour la tension de 350 V.

Le comportement physique de l'énergie électronique en fonction de la tension appliquée est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-9.

Le profil de l'énergie électronique dans l'espace inter-électrodes est caractérisé par une chute cathodique, la région du plasma et la région anodique. La chute cathodique est caractérisée par une énergie électronique assez importante à cause du champ électrique qui est lui aussi important. Cette région joue le rôle de la source du processus d'ionisation du gaz. A cet effet nous avons suffisamment de paires d'électrons et d'ions. Dans la région du plasma, l'énergie électronique est moins importante à cause du champ électrique qui est nul. Ceci se traduit par une quasi immobilisation des électrons. L'évolution du profil de l'énergie électronique dans cette région de la décharge se présente comme une droite. Dans la gaine anodique, l'évolution de l'énergie électronique est caractérisée par sa chute à cause de l'inversion du champ électrique dans cette région. On peut constater que l'énergie électronique est toujours égale à 5 eV à la cathode quelque soit la tension appliquée. Elle est due aux conditions aux limites imposées.

On peut remarquer que l'énergie électronique croît dans la gaine cathodique avec l'augmentation de la tension appliquée. Car l'augmentation de la tension appliquée augmente l'effet de l'échauffement qui est généré essentiellement par le champ électrique avec le flux électronique.

On note que les énergies électroniques maximales sont : 34.0470, 39.2630 et 45.5975 eV correspondent respectivement aux valeurs de la tension appliquée -250, -300 et -350 volts.

On constate que la variation de l'énergie électronique est uniquement dans la gaine cathodique. Dans la région du plasma et la gaine anodique, on observe que l'évolution de l'énergie électronique reste inchangeable en fonction de la tension appliquée. Ceci est expliqué par le fait que le processus de refroidissement est plus important par rapport au processus de l'échauffement.

On peut aussi remarquer que la largeur de la région du plasma dans le profil de l'énergie électronique contracte avec l'augmentation de la tension appliquée, ce qui amène à l'élargissement de la gaine cathodique.

Le tableau III-4 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils de la densité d'atomes métastables et de l'énergie électronique. Ce tableau nous donne tout avec prévision nos constatations citées précédemment.

On note que la densité de courant dans le réacteur à plasma croît d'une valeur de 0.1477 mA/cm² correspondant à une tension appliquée de -250 V jusqu'à 0.1904 mA/cm² pour une tension de -350 V.

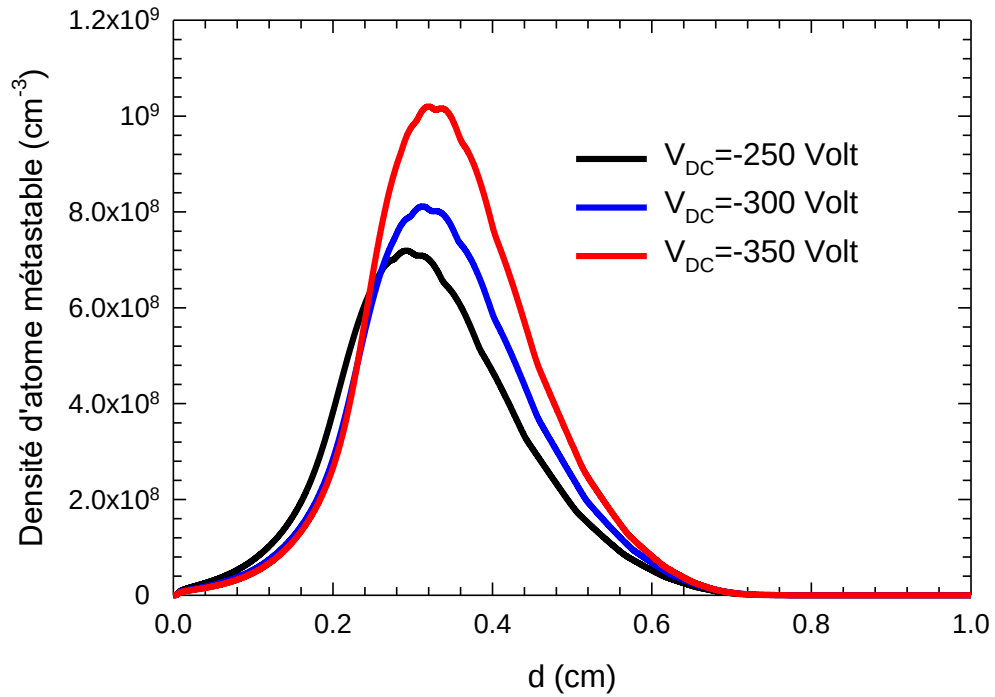


Figure III-8: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atome métastable

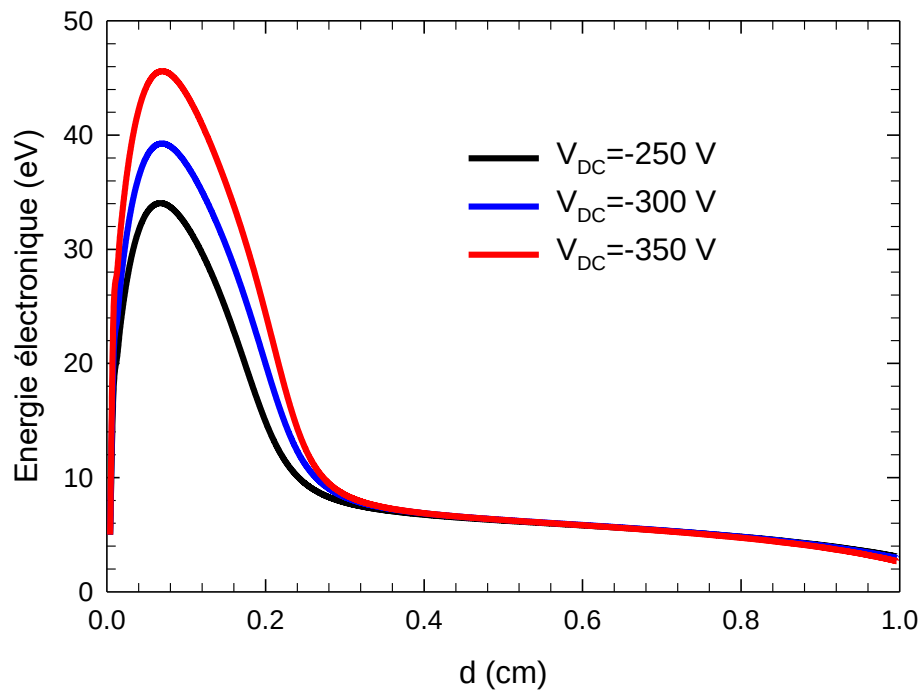


Figure III-9: Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de l'énergie électronique

Tension appliquée (Volts)	n_m maximale (cm^{-3})	X_{nm} (cm)	J (mA/cm^2)	ϵ_e maximale (eV)
-250	7.1911×10^8	0.2932	0.1477	34.0470
-300	8.1155×10^8	0.3133	0.1613	39.2630
-350	1.0197×10^9	0.3213	0.1904	45.5975

Tableau III-4 : Caractéristiques de l'effet de la tension appliquée sur le profil de la densité d'atome métastable et de l'énergie électronique, X_{nm} est l'abscisse de la valeur maximal de n_m et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma

III-2-2 Effet de la pression du gaz

Dans cette partie nous allons analyser le comportement électrique et énergétique à l'état stationnaire de la décharge luminescente en présence d'atomes métastables en fonction de la pression du gaz. En effet, les valeurs de la pression du gaz sont :

1, 2 et 3 Torr.

Le coefficient d'émission secondaire est de 0.06. La tension appliquée est de -250 volts. La distance inter-électrodes est fixée à 1cm.

III-2-2-1 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel électrique en fonction de la pression du gaz est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-10.

On remarque que le potentiel électrique est toujours respecter la tension appliquée à la cathode quelque soit la pression du gaz, mais dans les autres régions l'effet de la pression du gaz sur le profil du potentiel électrique est perceptible.

On peut observer que le potentiel électrique diminue avec l'augmentation de la pression dans la région du plasma. Dans la région cathodique, le potentiel électrique augmente avec l'augmentation de la pression. Ce présent comportement du potentiel électrique rendre l'élargissement de la région du plasma avec l'augmentation de la pression du gaz.

Le comportement physique du champ électrique en fonction de la pression du gaz est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-11.

On observe que le champ électrique augmente avec l'augmentation de la pression du gaz dans la région cathodique dû à l'augmentation du potentiel électrique. Dans la région

du plasma le champ électrique est presque inchangeable à cause de la charge d'espace qui est négligeable.

On peut remarquer aussi que la région cathodique contracte avec l'augmentation de pression.

Le tableau III-5 résume les caractéristiques de l'effet de la pression du gaz sur les profils du potentiel et du champ électriques. On observe que V_{diff} et X diminuent avec l'augmentation de la pression, ceci nous confirme exactement notre constatation et explication citées précédemment. A titre d'exemple le potentiel V_{diff} diminue de 9.7729 à 1.4233 V lorsque en varie la pression du gaz de 1 à 2 Torr.

Pression du gaz (Torr)	V_{diff} (Volts)	X (cm)	E à la cathode (V/cm)
1	9.7729	0.4900	-1564.5000
2	1.4233	0.3655	-2868.7700
3	-6.8360	0.3655	-4067.5700

Tableau III-5 : Caractéristiques de la décharge pour différentes pression du gaz, V_{diff} est la différence entre la tension maximale dans la région du plasma et la tension anodique
 X est l'abscisse du V_{diff}

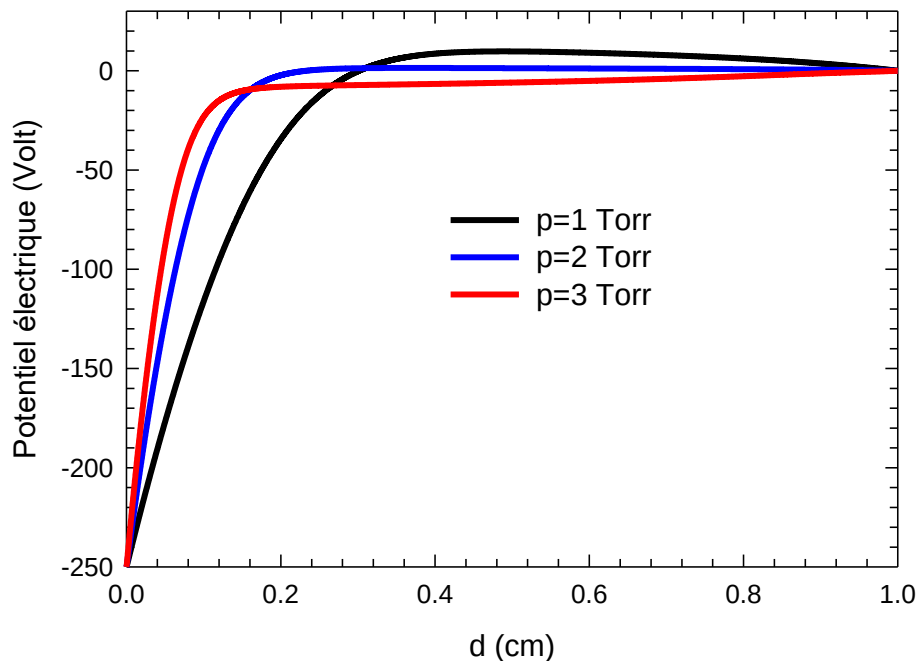


Figure III-10: Effet de la pression sur la distribution spatiale du potentiel électrique

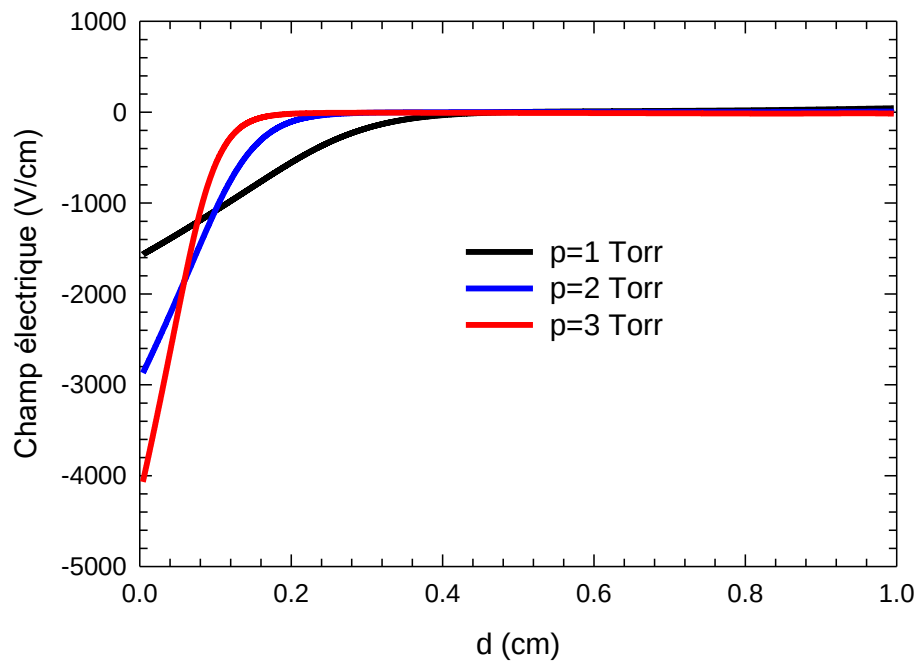


Figure III-11: Effet de la pression sur la distribution spatiale du champ électrique

III-2-2-2 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique de la densité électronique en fonction de la pression du gaz est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-12.

On remarque que la densité électronique augmente avec l'augmentation de la pression. Cette augmentation est uniquement dans la région du plasma. Dans la région cathodique la densité électronique reste inchangée avec la variation de la tension appliquée.

Le comportement physique de la densité ionique en fonction de la pression du gaz est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-13.

On remarque aussi que la densité ionique augmente avec l'augmentation de la pression. Cette fois ici l'augmentation est dans toute l'espace inter-électrodes, c'est-à-dire l'augmentation de la densité ionique occupe les régions cathodique et anodique et la région du plasma.

Cette augmentation de la densité ionique dans la région cathodique, va entraîner l'augmentation de la charge d'espace nette.

L'explication physique de l'augmentation des particules chargées quelque soit la densité électronique ou ionique en fonction de la pression est que: l'augmentation de la pression est accompagnée par la diminution du libre parcours moyen.

Ce dernier à augmenter le processus d'ionisation quelque soit, l'ionisation d'atomes neutres et l'ionisation d'atomes métastables et aussi l'augmentation du processus de chimio-ionisation. L'accroissement de ces processus de collision entraîne l'augmentation des particules chargées. D'une autre par l'augmentation de la pression va augmenter automatiquement la densité du gaz. Cette dernière va entraîner à augmenter les processus collisionnelles qui servent à augmenter les particules chargées.

On peut remarquer aussi que la région du plasma s'élargit avec l'augmentation de la pression quelque soit dans les profils de la densité électronique ou ionique ce qui entraîne à la contraction de la région cathodique.

Le tableau III-6 regroupe l'effet de la pression sur les profils des densités électroniques et ioniques. On voit clairement que les abscisses des maximums des densités translatent vers la cathode, ce qui nous donne une vision parfaite de notre constatations citées précédemment.

Pression du gaz (Torr)	n_e maximal (cm^{-3})	X_e (cm)	n_+ maximal (cm^{-3})	X_{n+} (cm)
1	3.6877×10^8	0.4378	2.9740×10^9	0.1406
2	2.08496×10^9	0.2691	1.07188×10^{10}	0.0683
3	4.82089×10^9	0.1968	2.30142×10^{10}	0.0442

Tableau III-6 : Caractéristiques de l'effet de la pression sur les profils des particules chargées, X_{n+} est l'abscisse de la valeur maximale de la densité ionique et X_e est l'épaisseur de la gaine cathodique

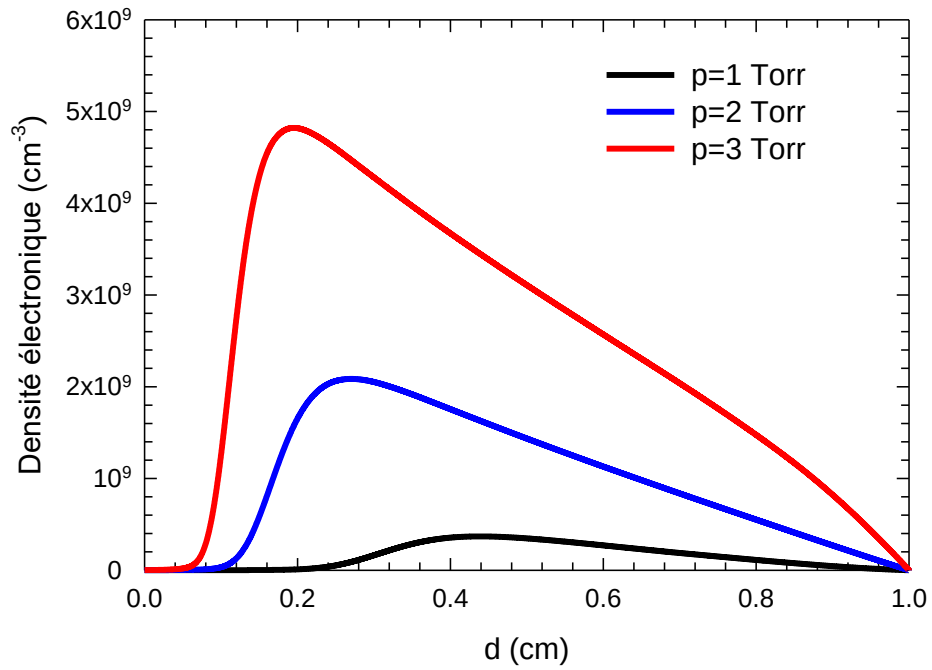


Figure III-12: *Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité électronique*

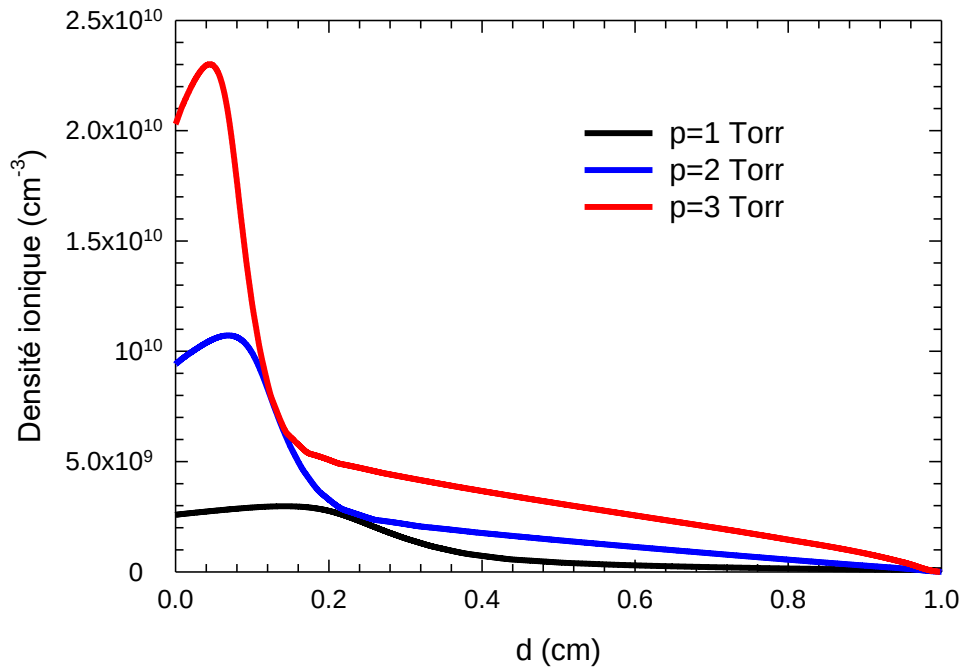


Figure III-13: *Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité ionique*

III-2-2-3 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des termes sources

L'effet de la pression du gaz sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-14. On peut immédiatement remarquer que le profil du terme source d'ionisation est important dans la région cathodique et négligeable dans les régions du plasma et l'anodique.

Ceci est dû au champ électrique qui y est intense dans la région cathodique, ce qui entraîne que le processus d'ionisation doit être important. Tandis que, dans les autres régions le champ électrique est presque nul ce qui induit que le processus d'ionisation est faible.

Ainsi on remarque que le terme source d'ionisation augmente avec l'augmentation de la pression du gaz. On peut expliquer ce phénomène-là par le fait d'augmenter la pression le champ électrique augmente, ce dernier va automatiquement augmenter le processus d'ionisation. On note que le maximum du terme source d'ionisation change de $0.45939 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $9.78744 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ lorsque la pression du gaz varie de 1 et 2 Torr.

L'effet de la pression du gaz sur la distribution spatiale du terme source du chimio-ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-15. On remarque que la distribution spatiale du terme source du chimio-ionisation respecte la forme de la densité d'atomes métastables. On peut expliquer ça par le fait que le terme source du chimio-ionisation est totalement produite par la densité d'atomes métastables.

Toujours dans la même figure III-15, on observe que le terme source du chimio-ionisation augmente avec l'augmentation de la pression du gaz, ceci est due à l'augmentation de la densité d'atomes métastables. On note que le maximum du terme source du chimio-ionisation change de $4.18862 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ à $1.94239 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ lorsque la pression varie de 1 à 2 Torr.

L'effet de la pression du gaz sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation d'atomes métastables à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-16.

On remarque que le comportement du terme source d'ionisation d'atomes métastables est semblable à la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables.

Cette coïncidence de congruence entre eux est faite que le terme source d'ionisation d'atomes métastables sois-y la naissance de la densité d'atomes métastables.

On peut observer que le terme source d'ionisation d'atomes métastables augmente avec l'augmentation de la pression du gaz à cause de l'augmentation de la densité d'atomes métastables.

On note que le maximum du terme source d'ionisation d'atomes métastables change de $1.45301 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $3.47397 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ lorsque la pression varie de 1 à 2 Torr.

Le tableau III-7 rassemble l'effet de la pression du gaz sur les distributions spatiales du terme sources d'ionisation, du chimio-ionisation et d'ionisation d'atomes métastables. Ce tableau nous donne tout avec prévision nos constatations citées précédemment.

A partir de ce tableau, on remarque que les abscisses des maximums du terme source translatent vers la cathode ceci est due à l'élargissement de la région du plasma.

Pression du gaz (Torr)	$S_{io} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^{16}$	$S_{ci} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^{10}$	$S_{io_m} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^{10}$	X_{Sio} (cm)	X_{Sci} (cm)	X_{Sio_m} (cm)
1	0.45939	0.041886	1.45301	0.2209	0.2932	0.3574
2	3.11172	1.96875	50.1424	0.1084	0.1566	0.2008
3	9.78744	19.4239	347.397	0.0723	0.1044	0.1365

Tableau III-7 : Caractéristiques de l'effet de la pression du gaz sur les profils des termes sources, X_s est l'abscisse de la valeur maximale du terme source

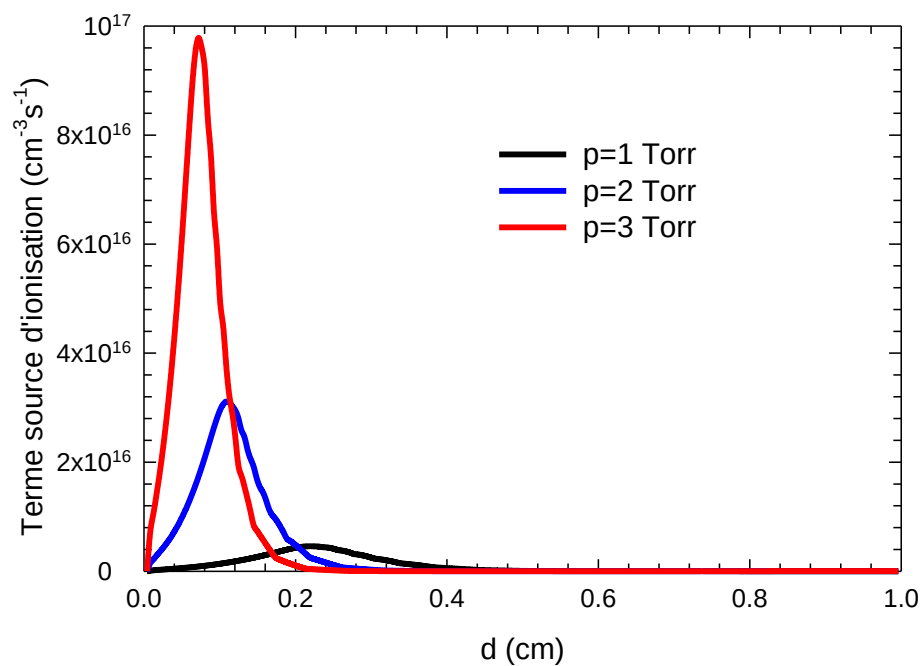


Figure III-14: *Effet de la pression sur la distribution spatial du terme source d'ionisation*

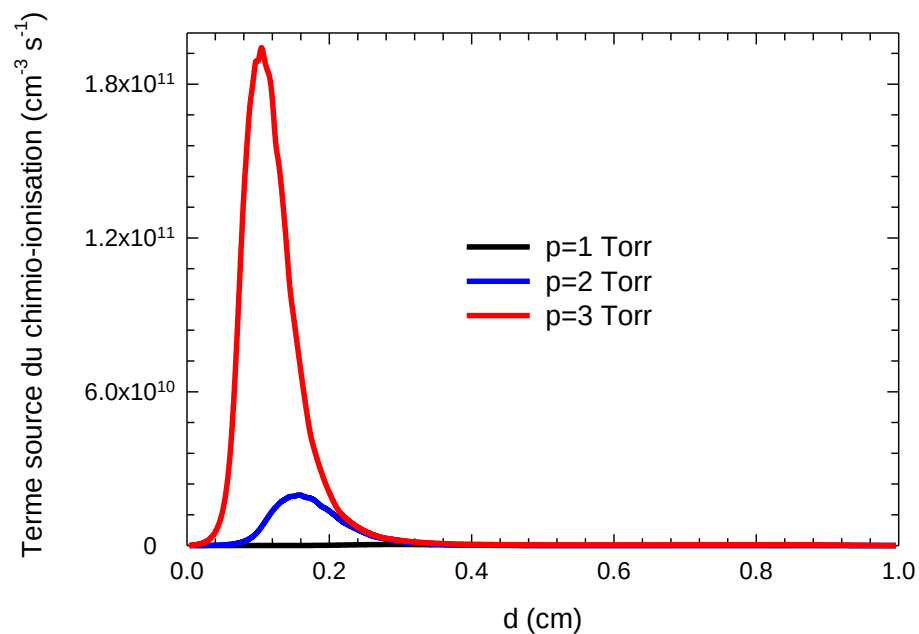


Figure III-15: *Effet de la pression sur la distribution spatial du terme source du chimio-ionisation*

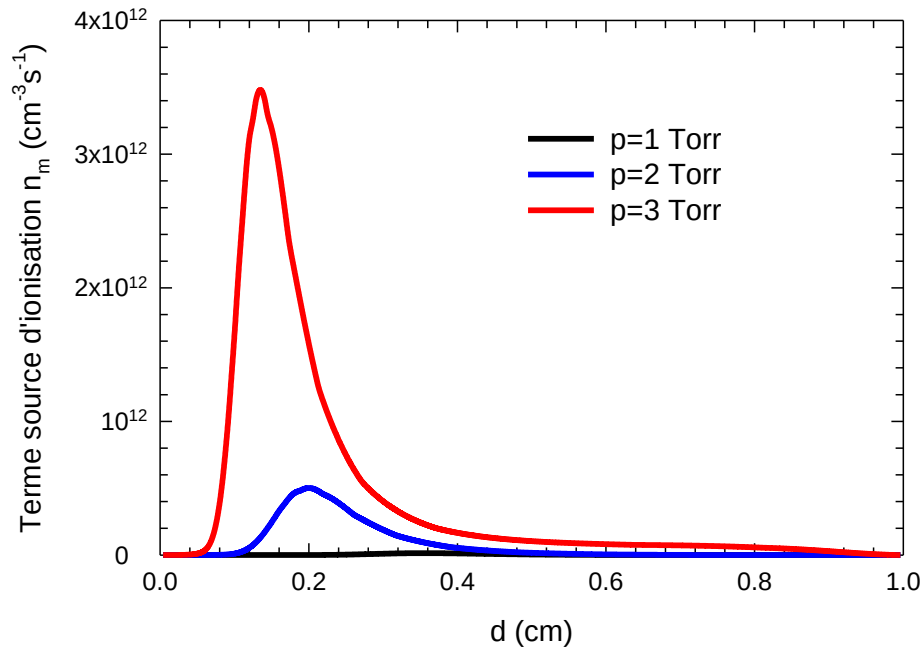


Figure III-16: Effet de la pression sur la distribution spatial du terme source d'ionisation d'atomes métastables

III-2-2-4 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastables et de l'énergie électronique

Le comportement physique de la densité d'atomes métastables en fonction de la pression du gaz est présenté à l'état stationnaire sur la figure III-17.

On observe que la densité d'atomes métastables augmente avec l'augmentation de la pression et son pic est translaté vers la cathode. Ceci se traduit par le fait que l'augmentation de la pression du gaz est accompagnée par la diminution du libre parcours moyen ce qui augmente le processus d'excitation, ce dernier entraîne l'augmentation de la densité d'atomes métastables. L'explication physique du mouvement d'atomes métastables vers la cathode, ceci est due essentiellement à l'effet de la diffusion des densités des particules chargées (les électrons et les ions positifs de l'argon) dans le réacteur à plasma.

On sait par évidence que le champ électrique n'a aucune influence sur la densité des atomes métastables. Ceci confirme notre constatation. Autrement dit, la répartition de la densité d'atomes métastables dans l'enceinte à décharge est liée exclusivement à la répartition des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge.

Le comportement physique de l'énergie électronique en fonction de la pression du gaz est présenté à l'état stationnaire sur la figure III-18.

On remarque que le profil de l'énergie électronique se déplace vers la cathode avec l'augmentation de la pression. On constate aussi que l'énergie électronique diminue avec l'augmentation de la pression. On peut expliquer ce phénomène-là par le fait d'augmenter la pression, le libre parcours moyen diminué, ce qui entraîne à augmenter les processus collisionnels, c'est-à-dire ils y ont plusieurs de particule chargée dans le réacteur du plasma, ce qui ramène aux électrons de n'ont pas d'espace pour acquérir suffisamment d'énergie sous l'effet du champ électrique.

Le tableau III-8 résume l'effet de la pression sur les profils de la densité d'atomes métastables, l'énergie électronique et la densité de courant. On note que la densité de courant est constante dans l'espace inter-électrodes et prend une valeur fixe pour chaque valeur de la pression du gaz. On remarque que l'effet de la pression est considérable sur le courant de la décharge. A titre d'exemple la densité de courant croît de 0.1477 à 1.1148 mA/cm² lorsque la pression varie de 1 à 3 Torr.

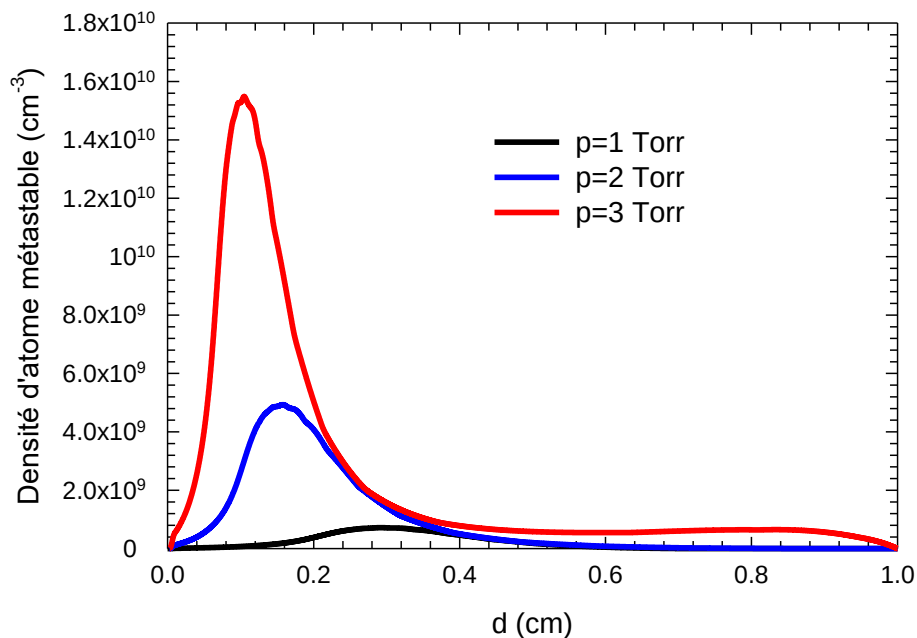


Figure III-17: Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité d'atome métastable

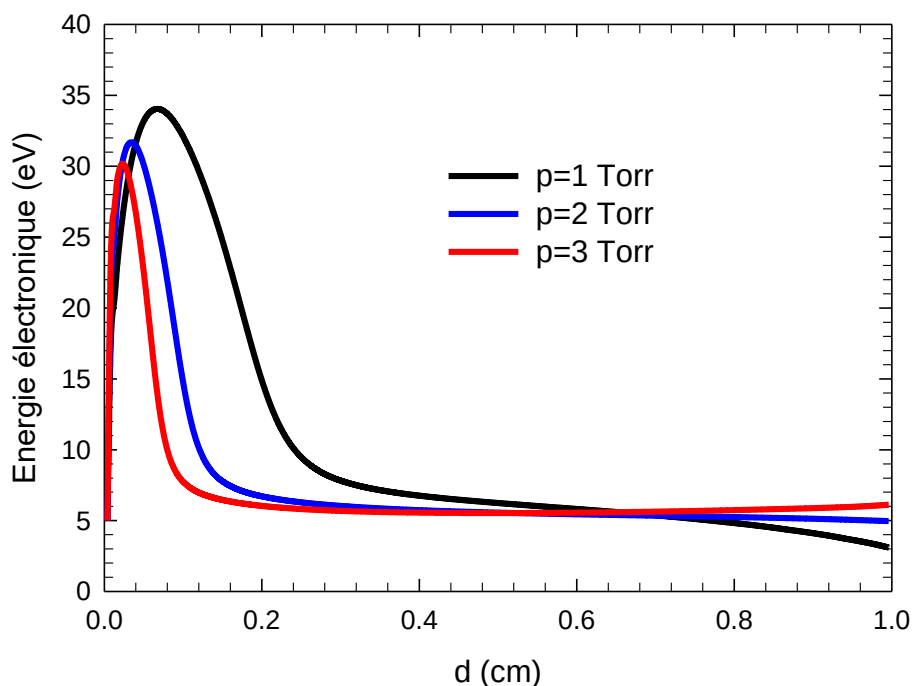


Figure III-18: Effet de la pression sur la distribution spatiale de l'énergie électronique

Ainsi on peut confirmer nos constatations citées précédemment à partir de la diminution de l'abscisse de la valeur maximale de la densité d'atomes métastables. A titre d'exemple, X_{nm} diminué de 0.2932 à 0.1044 lorsque la pression varie de 1 à 3 Torr.

Pression du gaz (Torr)	n_m maximale (cm^{-3})	X_{nm} (cm)	J (mA/cm^2)	ϵ_e maximale (eV)
1	7.1911×10^8	0.2932	0.1477	34.0470
2	4.93006×10^9	0.1566	0.5226	31.6739
3	1.54855×10^{10}	0.1044	1.1148	30.1694

Tableau III-8 : Caractéristiques de l'effet de la pression sur le profil de la densité d'atomes métastables, X_{nm} est l'abscisse de la valeur maximale de n_m et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma

III-2-3 Effet du coefficient d'émission secondaire

Dans cette partie nous allons présenter l'effet de l'émission secondaire à la cathode sur le comportement électrique et énergétique de la décharge luminescente en présence d'atomes métastables. Les valeurs de γ sont estimées comme suit : 0.06 , 0.16 et 0.26. La tension appliquée est de -250 volts. La pression du gaz est de 1 Torr et la distance inter-électrodes est de 1 cm.

III-2-3-1 Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel électrique en fonction du coefficient d'émission secondaire à la cathode est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-19.

On remarque que l'effet de l'émission secondaire à la cathode est perceptible sur le profile du potentiel électrique dans toute l'espace inter-électrodes.

Notamment, dans la région cathodique le profil du potentiel électrique devient de plus en plus important avec un coefficient d'émission secondaire important du à l'augmentation du taux des électrons émis par la cathode.

On trouve aussi cette variations dans la région du plasma et moins importante dans la gaine anodique.

On constate que le potentiel électrique garde toujours la tension appliquée à la cathode quelle que soit la valeur du coefficient d'émission secondaire à cause des conditions aux limites imposées.

Le comportement physique du champ électrique en fonction du coefficient d'émission secondaire à la cathode est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-20.

Dans la région cathodique on remarque que le champ électrique augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire à cause de l'augmentation du potentiel électrique.

Dans la région du plasma le champ électrique ne change pas avec la variation du coefficient d'émission secondaire à cause de la charge d'espace qui est toujours reste faible. Néanmoins, dans gaine anodique on constate une légère variation.

Le tableau III-9 regroupe l'effet du coefficient d'émission secondaire à la cathode sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.

Ces résultats confirment notre constations, on voit clairement que la valeur du potentiel V_{diff} augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire. A titre d'exemple V_{diff} change de 9.7729 à 15.7197 lorsque γ varie de 0.06 à 0.26. On constate aussi que l'abscisse de la tension V_{diff} diminue avec l'augmentation du γ , ceci est due à l'élargissement de la région du plasma.

Coefficient d'émission secondaire γ	V_{diff} (Volts)	X (cm)	E à la cathode (V/cm)
0.06	9.7729	0.4900	-1564.5000
0.16	13.3063	0.4217	-1873.2300
0.26	15.7197	0.3855	-2112.7900

Tableau III-9 : Caractéristiques de la décharge pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire, V_{diff} est la différence entre la tension maximal dans la région du plasma et la tension anodique, X est l'abscisse du V_{diff}

III-2-3-2 Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique de la densité électronique en fonction du coefficient d'émission secondaire est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-21.

On remarque que la densité électronique augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire, cette augmentation est effectuée seulement dans la région du plasma et la gaine anodique. Dans la région cathodique le profil de la densité électronique est inchangeable avec l'augmentation du γ .

Toujours sur la même figure on peut constater que la largeur de la région du plasma se dilate avec l'augmentation du γ .

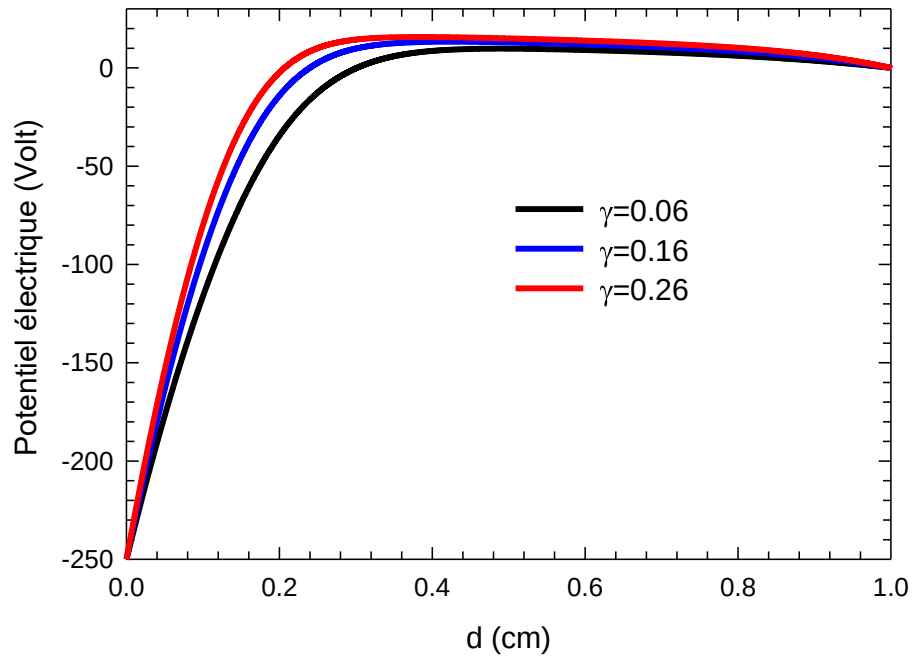


Figure III-19: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du potentiel électrique

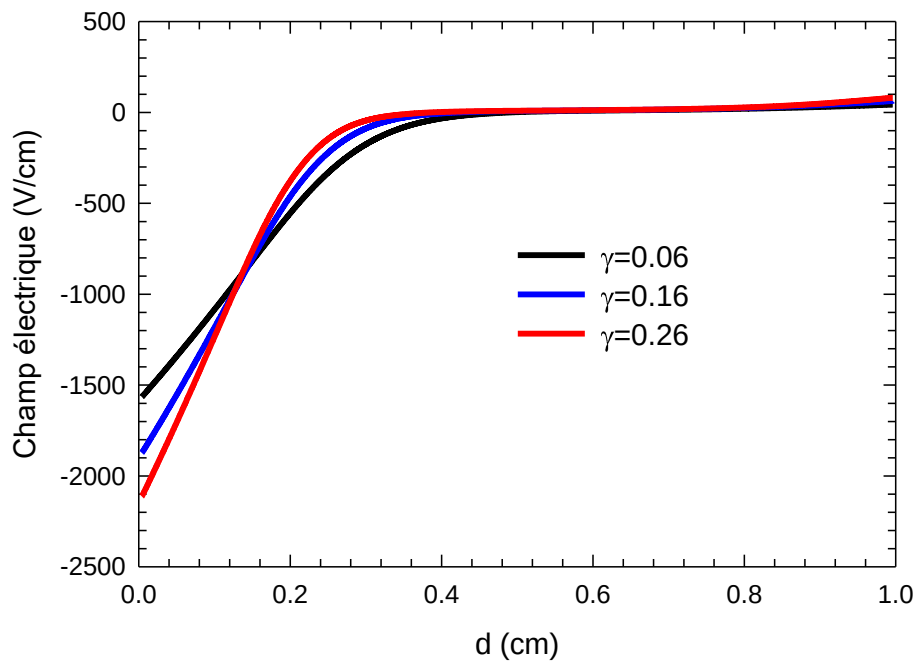


Figure III-20: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du champ électrique

Le comportement physique de la densité ionique en fonction du coefficient d'émission secondaire est illustré à l'état stationnaire sur la figure III-22.

On peut remarquer que la densité ionique augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire, cette augmentation est illustrée sur tout l'espace inter- électrodes.

En effet, la charge d'espace nette reste toujours négligeable dans la région du plasma et devient très importante dans la gaine cathodique avec un coefficient d'émission secondaire significatif et moins importante dans la gaine anodique.

Globalement cette augmentation des particules chargées (électrons et ions) est due essentiellement à l'augmentation des processus d'ionisation d'atomes neutres et métastables. Ces processus sont générés à partir des électrons émis de la cathode.

Le tableau III-10 résume l'effet de l'émission secondaire à la cathode sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.

On peut conclure immédiatement à partir de ce tableau que la largeur de la région du plasma s'élargit avec l'accroissement de l'émission secondaire, ce qui entraîne à la contraction simultanément des gaines anodique et cathodique.

Coefficient d'émission secondaire γ	n_+ maximale (cm^{-3})	n_e maximale (cm^{-3})	X_{n+} (cm)	X_{ne} (cm)
0.06	2.9740×10^9	3.6877×10^8	0.1406	0.4378
0.16	4.2089×10^9	8.35236×10^8	0.1205	0.3855
0.26	5.30847×10^9	1.4659×10^9	0.1084	0.3534

Tableau III-10 : Caractéristiques de l'effet de l'émission secondaire à la cathode sur les profils des particules chargées, X_{n+} est l'abscisse de la valeur maximal de la densité ionique et X_c est l'épaisseur de la gaine cathodique

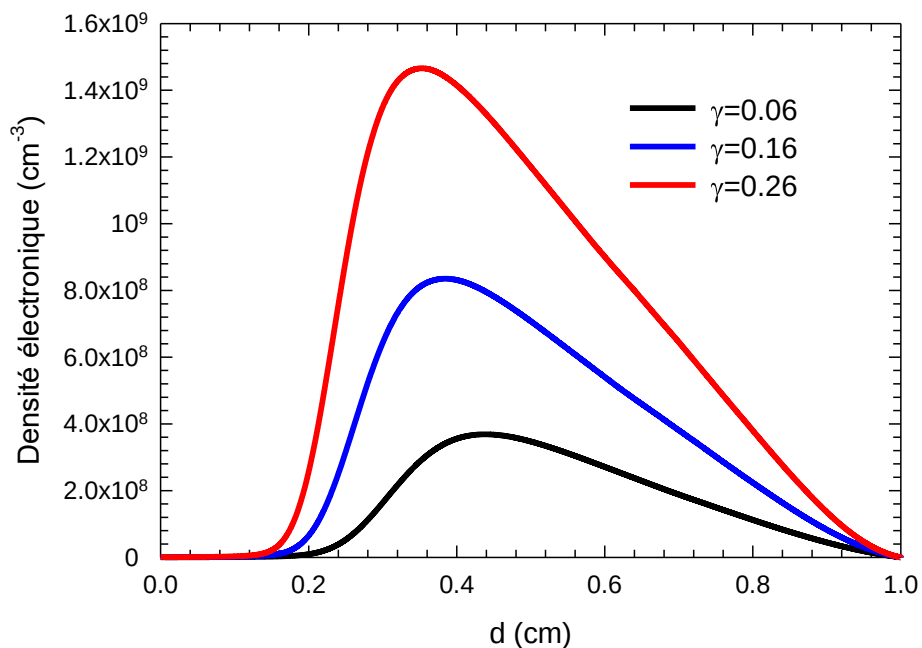


Figure III-21: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale de la densité électronique

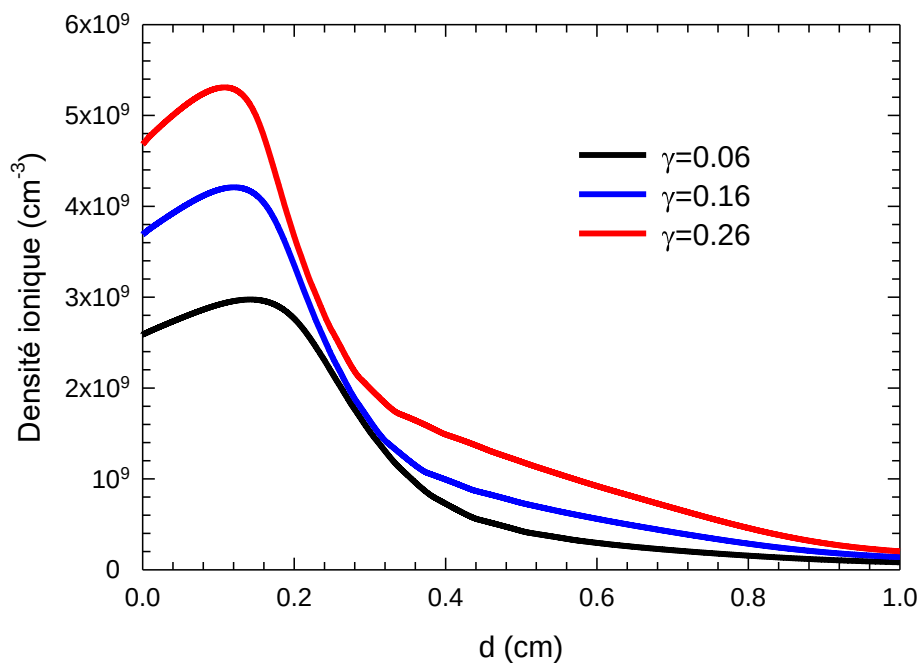


Figure III-22: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale de la densité ionique

III-2-3-3 Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales des termes sources

L'effet du coefficient d'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-23. On remarque que le terme source d'ionisation est important dans la région cathodique et négligeable dans les régions du plasma et l'anodique. On peut expliquer ce comportement-là par le fait que le champ électrique est important dans la région cathodique, ce qui entraîne que le processus d'ionisation est important. Tandis que, dans les autres régions le processus d'ionisation est négligeable.

On peut aussi remarquer que le terme source d'ionisation augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire, ceci est due à l'augmentation du champ électrique. On note que le maximum du terme source d'ionisation change de $4.59398 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $1.25149 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux coefficients d'émissions secondaires de 0.06 et 0.26.

L'effet du coefficient d'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source du chimio- ionisation à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-24. On observe que le comportement du terme source du chimio- ionisation est semblable à celui de la densité d'atomes métastables. Ceci est dû par le fait que le terme source du chimio- ionisation est totalement engendrée par la densité d'atomes métastables.

Toujours dans la même figure III-24, on observe que le terme source du chimio - ionisation augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire, ceci est due à l'augmentation de la densité d'atomes métastables.

On note que le maximum du terme source du chimio-ionisation change de $4.18862 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ à $38.0369 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux coefficients d'émissions secondaires de 0.06 et 0.26.

L'effet du coefficient d'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation d'atomes métastables à l'état stationnaire est représenté sur la figure III-25. Une fois ici le comportement du terme source d'ionisation d'atomes métastables influe directement par la densité d'atomes métastables. Ce comportement est engendré par le fait que le terme source d'ionisation d'atomes métastables sois-y la naissance de la densité d'atomes métastables.

On remarque aussi que le terme source d'ionisation d'atomes métastables augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire à cause de l'augmentation de la densité d'atomes métastables. On note que le maximum du terme source d'ionisation d'atomes métastables change de $1.45301 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $18.2397 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ correspondant respectivement aux coefficients d'émissions secondaires de 0.06 et 0.26.

Le tableau III-11 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils du terme sources d'ionisation, du chimio-ionisation et d'ionisation d'atomes métastables. Ce tableau nous donne tout avec précision nos constatations citées précédemment.

A partir de ce tableau, on remarque que les abscisses des maximums du terme source translatent vers la région du plasma ceci est due à l'élargissement de la région cathodique.

Coefficient d'émission secondaire	$S_{io} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^{15}$	$S_{ci} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^8$	$S_{io_m} \text{ (max)}$ (cm^{-3}) $\times 10^{10}$	X_{Sio} (cm)	X_{Sci} (cm)	X_{Sio_m} (cm)
0.06	4.59398	4.18862	1.45301	0.2209	0.2932	0.3574
0.16	8.40225	15.3735	6.46985	0.1847	0.2651	0.3052
0.26	12.5149	38.0369	18.2397	0.1647	0.2369	0.2771

Tableau III-11 : Caractéristiques de l'effet d'émission secondaire à la cathode sur les profils des termes sources, X_s est l'abscisse de la valeur maximale du terme source

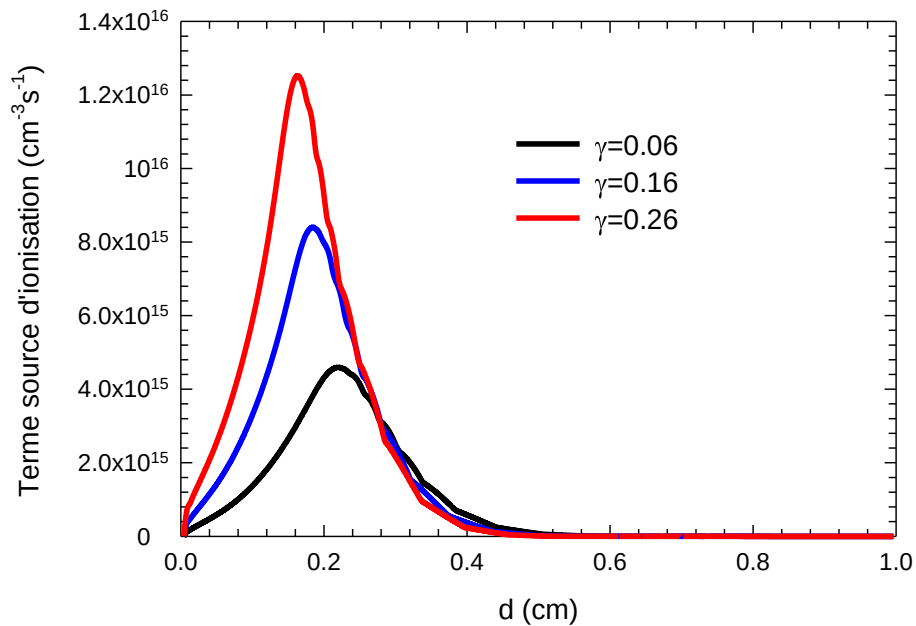


Figure III-23: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation

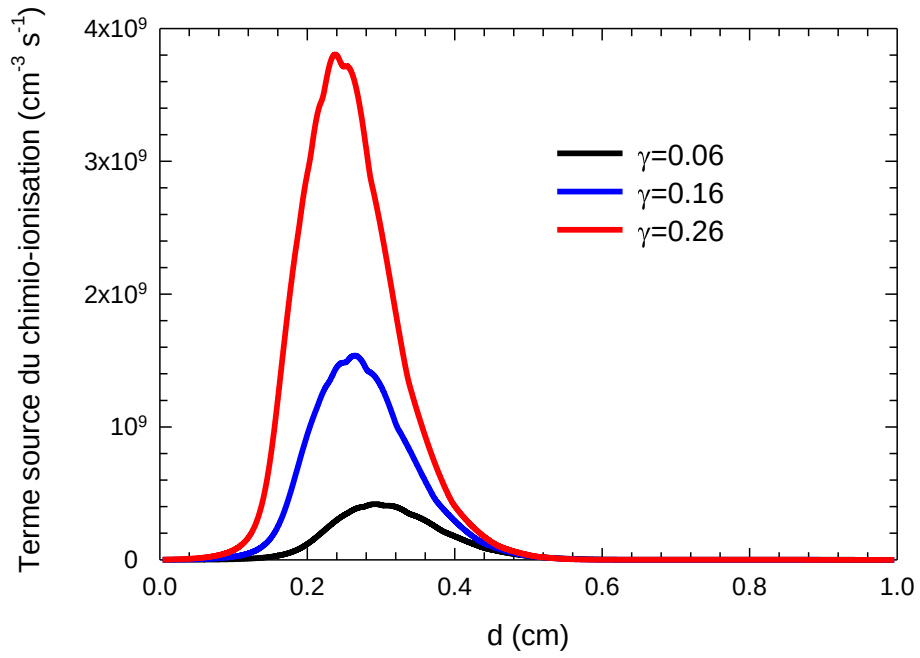


Figure III-24: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source du chimio-ionisation

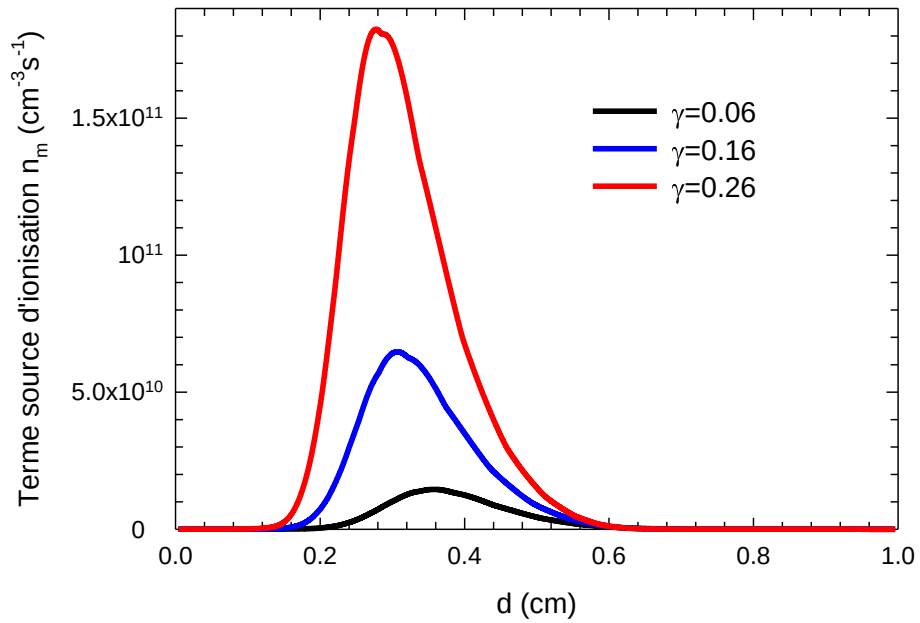


Figure III-25: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale du terme source d'ionisation d'atomes métastables

III-2-3-4 Influence du coefficient d'émission secondaire sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastables et de l'énergie électronique

Le comportement physique de la densité d'atomes métastables en fonction du coefficient d'émission secondaire est représenté à l'état stationnaire sur la figure III-26.

On constate que la densité d'atomes métastables augmente avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire à cause de l'augmentation du processus d'excitation. Ce processus était augmenté à partir des électrons émis par la cathode.

On observe également que le pic de la densité d'atomes métastables s'approche vers la cathode avec l'augmentation du coefficient d'émission secondaire à cause de la dilatation de la région du plasma.

Le comportement physique de l'énergie électronique en fonction du coefficient d'émission secondaire est représenté à l'état stationnaire sur la figure III-26.

Dans la région cathodique, on remarque que l'énergie électronique croît avec l'accroissement du coefficient d'émission secondaire. Dans la région du plasma, on constate que l'énergie électronique diminue légèrement avec l'augmentation du γ .

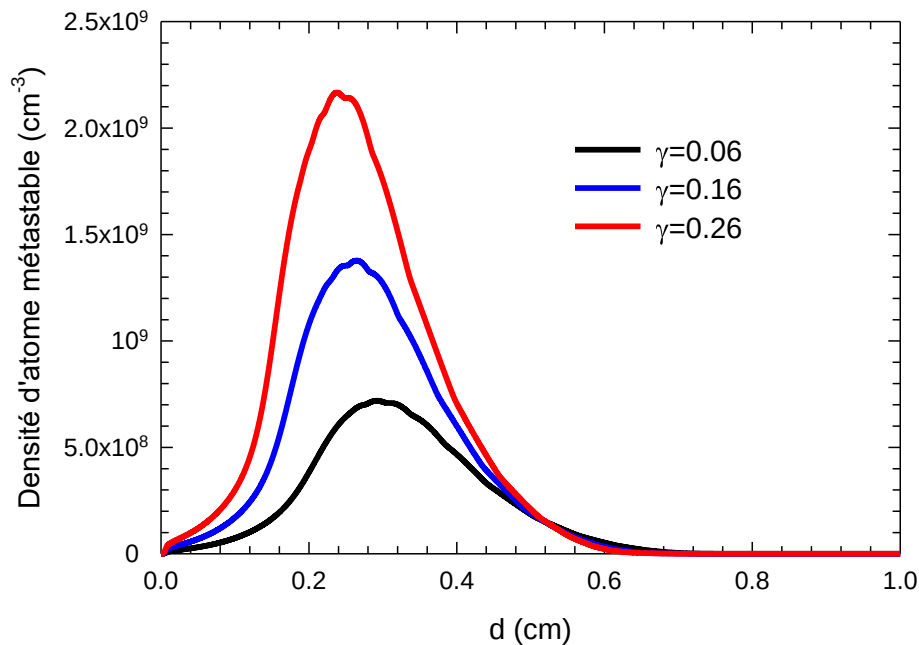


Figure III-26: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale de la densité d'atome métastable

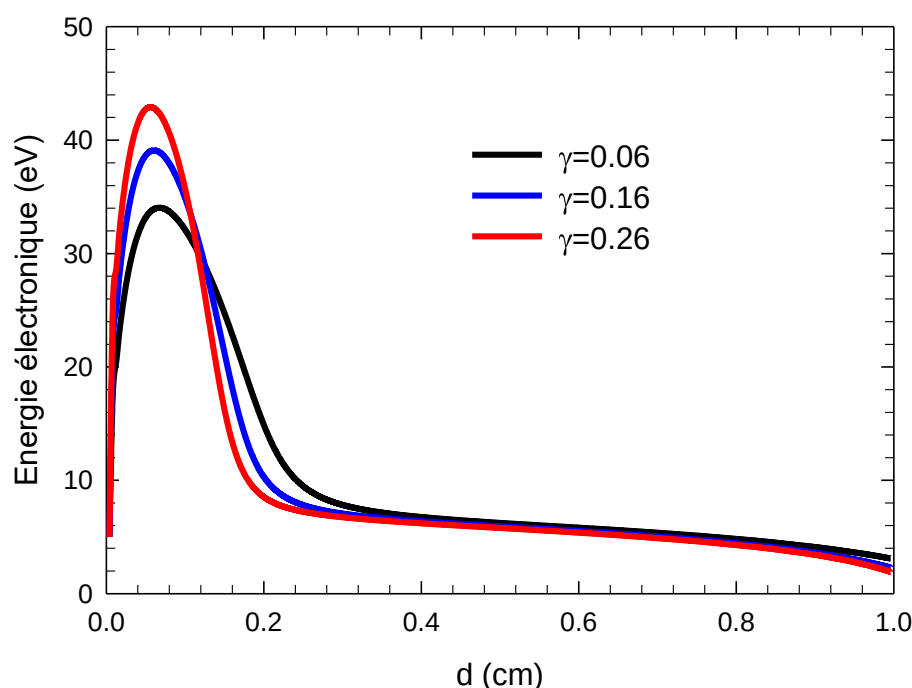


Figure III-27: Effet de l'émission secondaire à la cathode sur la distribution spatiale de l'énergie électronique

Cette diminution est apparue claire dans la région anodique. On peut conclure de ces remarques que l'effet de l'échauffement est le plus probant dans la région cathodique, tandis que l'effet de refroidissement est le plus probant dans les régions du plasma et l'anodique. l'augmentation du champ électrique.

On peut remarquer encore que le profil de l'énergie électronique déplace vers la cathode. Ces phénomènes sont dus à la dilatation de la largeur de la région du plasma.

Le tableau III-10 regroupe l'effet de l'émission secondaire à la cathode sur les profils de la densité d'atomes métastables et de l'énergie électronique ainsi que la densité de courant.

Coefficient d'émission secondaire γ	n_m maximale (cm^{-3})	X_{nm} (cm)	J (mA/cm^2)	ε_e maximale (eV)
0.06	7.1911×10^8	0.2932	0.1477	34.0470
0.16	1.37767×10^9	0.2651	0.2347	39.0997
0.26	2.16701×10^9	0.2369	0.3215	42.9186

Tableau III-12 : Caractéristiques de l'effet de l'émission secondaire à la cathode sur les profils de la densité d'atome métastable et de l'énergie électronique , X_{nm} est l'abscisse de la valeur maximal de n_m et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma

III-3 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons étudié le comportement physique de la décharge lumineuse dans l'argon en présence d'atomes métastables avec les données de base du logiciel BOLSIG+. Le modèle est le fluide d'ordre deux.

Nous avons montré que l'augmentation de la tension appliquée, de la pression du gaz et du coefficient d'émission secondaire sert à augmenter les propriétés physiques du plasma. Nous avons noté que la région du plasma se contracte avec l'augmentation de la tension appliquée et dans le cas de l'augmentation de la pression du gaz ou le coefficient d'émission secondaire la région du plasma s'élargit ce qui entraîne à la contraction simultanément des régions cathodique et anodique.

Conclusion

Cette mémoire est s'insère à déterminer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge luminescente dans l'argon, où les données de base sont obtenues par le logiciel BOLSIC+.

D'après notre but, la rédaction de la mémoire est effectuée de la manière suivante.

Dans le premier chapitre nous avons vu une description générale sur l'état métastable de l'atome, notamment les conditions expérimentales du pompage optique dans l'hélium 3.

Ensuite nous avons vu un survol bibliographique sur l'argon notamment ses propriétés principales, les différents isotopes et sa composition ainsi que leur production industrielle et application.

Nous avons également décrire les processus fondamentaux des décharges électriques dans les gaz. Nous avons vue l'influence des paramètres physique sur l'amorçage et le claquage de la décharge électrique. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier les décharges électriques.

Dans le deuxième chapitre nous avons décrit brièvement une généralité sur les décharges électriques dans l'industrie et la nature, notamment le phénomène de la foudre et l'aurore polaire. Ensuite, nous avons vu les types géométriques des électrodes qui nous servent à créer la décharge dans un gaz. Après, Nous avons montré les différents régimes qui apparaissent lors de la décharge électrique dans un gaz. Finalement, nous avons montré les applications industrielles de la décharge.

La deuxième partir de ce chapitre a été consacré à la détermination des paramètres de transport électronique et les coefficients des différents processus chimiques dans l'argon. Ils s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques, les taux d'ionisation, d'excitation et désexcitation ainsi que différents coefficients qui ils sont très utiles dans le modèle fluide de la décharge.

Enfin de ce chapitre nous avons élaboré le système d'équations hydrodynamique qui décrire le comportement physique de la décharge en présence d'atomes métastables.

Dans le troisième chapitre nous avons étudié l'influence de la tension appliquée au réacteur du plasma, la pression du gaz d'argon et l'émission secondaire à la cathode, nous avons noté que:

L'augmentation de la tension appliquée entraîne à

- l'augmentation des termes sources d'ionisation, du chimio-ionisation et d'ionisation d'atomes métastables
- l'augmentation du champ électrique et l'énergie électronique
- l'augmentation des densités des particules
- l'élargissement des gaines cathodique et anodique

L'augmentation de la pression entraîne à

- la diminution de l'énergie électronique
- la contraction des gaine cathodique et anodique
- l'augmentation des densités des particule et le champ électrique

L'augmentation du processus d'émission secondaire entraîne à

- l'élargissement de la colonne positive
- l'augmentation des termes source, les densités des particules et le champ électrique ainsi que l'énergie électronique

REFERENCES

- [1] COLEGROVE, F. D., SCHEARER, L.D. et WALTERS, G. K., *Phys. Rev.* 132 (1963) 2561.
- [2] BUCKINGHAM, R.A. and DALGARNO, D., *Proc. Roy. Soc. A* 213 (1952) 327 et 546.
- [3] BRIGMAN, G. H., BRIENT, S. J., MATSEN, F. A., *J. Chem. Phys.* 34 (1961) 958.
- [4] MATSEN, F.A. et SCOTT, D. R., *Quantum Theory of Atoms, Molecules and the Solid State* (Academic Press) 1966. POSHUSTA, R.D. et MATSEN, F. A., *Phys. Rev.* 132 (1963) 307.
- [5] COLEGROVE, F. D., SCHEARER, L.D. et WALTERS, G. K., *Phys. Rev. A* 135 (1964) 353.
- [6] FUGOL, I. Ya. et PAKHOMOV, P. L., *JETP Lett.* 3 (1966) 254 ; *Sov. Phys. JETP* 26 (1966) 526.
- [7] FITZSIMMONS, W. A., LANE, N.F. et WALTERS, G. K., *Phys. Rev.* 174 (1968) 193. FITZSIMMONS, W. A., Thèse, Rice University (1968).
- [8] KOLKER, H.J. et MICHELS, H. H., *J. Chem. Phys.* 50 (1969) 1762.
- [9] KODAIRA, M. et WATANABE, T., *J. Phys. Soc. Japan* 27 (1969) 1301.
- [10] PAKHOMOV, P.L. et FUGOL', I. Ya., *Sov. Phys., Doklady* 13 (1968) 317.
- [11] EVANS, S.A. et LANE, N. F., *Phys. Rev.* 188 (1969) 268.
- [12] DUPONT-Roc, J., LEDUC, M. et LALOË, F., *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 467.
- [13] A.L. Ward, *J. Appl. Phys.* 33, 2789 (1962).
- [14] Z. Donko, *Phys. Rev. E* 57, 7126(1998).
- [15] J.P. Boeuf and A. Merad, Ed. P.F. Williams, *Serie E: Applied Sciences – Vol 336* (NATO ASI on Plasma Processing of Semiconductors), 291-319 (1997).
- [16] T.E. Nitchke, and D.B. Graves, *J. Appl. Phys.* 76, 5646 (1994).
- [17] M. Surendra, and M. Dalvie, *Physical Review E* 48 (5), 3914, (1993).
- [18] B.P. Wood, M. A. Liebermann, and A. J. Lichtenberg, *IEEE trans. on Plasma Science* 23 (1), 89 (1995).

- [19] W. Ramsay et M. W. Travers, « On the extraction from air of the companions of argon, and neon », Report of the Meeting of the British Association for the Advancement of Science, 1898.
- [20] Donald D. Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, Chicago, University of Chicago Press, 1983.
- [21] Frank G. Kerry, Industrial Gas Handbook: Gas Separation and Purification, Boca Raton, CRC Press, 2007.
- [22] John Talbot, « Spectra of Gas Discharges » [archive], Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (consulté le 10 août 2006).
- [23] M. Kheradmand Saadi, M. Shahriari, A.R. Zolfaghari, Xenon transient simulation of the VVER-1000 nuclear reactor using adiabatic approximation, Annals of Nuclear Energy 2010.
- [24] Martin B. Kalinowski, Christoph Pistner (2006), Isotopic signature of atmospheric xenon released from light water reactors, Journal of Environmental Radioactivity Volume 88, Issue 3, 2006.
- [25] Charlie J. Harding, Janes, Rob, Elements of the P Block, Cambridge, Royal Society of Chemistry, 2002.
- [26] R. B. Gerber, « Formation of novel rare-gas molecules in low-temperature matrices », Annu. Rev. Phys. Chem., vol. 55, juin 2004.
- [27] R.M. Barrer et W.I. Stuart, « Non-Stoichiometric Clathrate of Water », Proceedings of the Royal Society of London, vol. 243, 1957.
- [28] « The plasma behind the plasma TV screen » [archive], Plasma TV Science (consulté le 14 octobre 2007).
- [29] E. Baltás, Z. Csoma, L. Bodai, F. Ignácz, A. Dobozy et L. Kemény, « Treatment of atopic dermatitis with the xenon chloride excimer laser », Journal of the European Academy of Dermatology and Venereology, vol. 20, n° 6, juillet 2006.
- [30] W. Warren et R. E. Norberg, « Nuclear Quadrupole Relaxation and Chemical Shift of Xe^{131} in Liquid and Solid Xenon », Phys. Rev., vol. 148, n° 1, 1966.
- [31] J. H. Ferziger, & H. G. Kaper, Mathematical Theory of Transport Processes in Gases. North-Holland Pub. Co (1972).
- [32] L. Reichel, Modern cours in statistical physics. A wiley-interscience publication (1997).
- [33] M. Surendra, D. Vender, Appl. Phys. Lett. 65 (2), 1 (1994).

- [34] A. V. Phelps and Z. Lj. Petrovic´ . Plasma Sources Sci. Technol. 8, R21 (1999).
- [35] Himoudi A, Thèse de doctorat de L'Université de Toulouse N° 1547, (1993).
- [36] H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. Mcdaniel, E. A. Mason, and L. A. Viehland, Atom. Data Nuc. Data Tab. 17, 177 (1976).
- [37] A. Bouchikhi, Can. J. Phys. 96, 62 (2018).
- [38] Ph. Belenguer, and J.P. Boeuf Physical Review, 41, 4447 (1990).
- [39] D. Marié, K. Kutasi, G. Malovié et al, Eur. Phys. J. D. 21, 73 (2002).
- [40] D. L. Scharfetter and H. K. Gummmel, IEEE Trans. Electron Devices 16, 64(1969).
- [41] A. Bouchikhi, "modèle fluide d'ordre deux en 1D et 2D d'une décharge luminescente", Thèse de Doctorat en science, Université des Sciences et Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf (USTO-MB), Algérie,(2010).