

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOU D MAMMERE DE TIZI – OUZOU**

**Faculté des sciences
Département de : physique**



**MÉMOIRE DE MASTER
Spécialité : Physique**

Option : Physique de la matière de dimensionnalité réduite

Présenté par :

SAID OUAMER Hassiba

***Étude des décharges radiofréquences basse pression à couplage
capacitif***

Mémoire de master dirigé par Dr. MEZEGHERANE Abdelaziz

Soutenu le 09/09/2013

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ) de l'université Mouloud MAMMARI de Tizi-Ouzou. En effet, je tiens à présenter mes remerciements et ma reconnaissance à tout le personnel du laboratoire. Je remercie aussi le Professeur Omar LAMROUS de m'avoir accueillie au sein de son équipe.

Je tiens particulièrement à remercier tout d'abord mon promoteur Monsieur MEZEGHERANE Abdelaziz, Maître de conférences à l'université de Tizi Ouzou, pour avoir bien voulu diriger ce travail et pour m'avoir constamment aidée tout au long de ce dernier et aussi pour sa disponibilité tout au long de mon stage. Qu'il trouve ici mes très sincères remerciements-et mes respects les plus profonds

Mes vifs remerciements s'adressent aussi à l'ensemble des enseignants qui m'ont beaucoup appris et aux membres de jury pour accepter d'examiner mon travail.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et adresser mes très sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribué d'une manière ou d'une autre, au bon déroulement et à l'aboutissement de ce travail, (M. HAMIDI Mahdi, M. DJOUDER Madjid, Lila, Zahia, ...).

Je remercie bien évidemment toute ma famille pour son soutien permanent durant toutes ses années, je remercie mes parents d'avoir toujours été là à mes côtés, de m'avoir encouragée tout au long de mes études. Mes sœurs et mon frère. A mon mari mokrane et toutes sa famille.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à tous mes ami(e)s qui m'ont soutenu et encouragé durant mon cursus (samira, les deux jumelles, juba, taouse, mahdi, katia,..).

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre I : Généralités	4
I. Introduction	5
II. Les plasmas	5
II.1 Comment générer un plasma	6
II.2 Les grandeurs caractéristiques d'un plasma	6
II.2.1 le degré d'ionisation	6
II.2.2 La température électronique	6
II.2.3 La fréquence plasma	7
II.2.4 La longueur de Debye	7
III. Les décharges électriques	8
III.1 La décharge radiofréquence	8
III.2 Décharge radiofréquence à basse pression	9
III.3 Répartition du potentiel inter électrode	11
IV. Modélisation numérique des plasmas de décharge	11
IV.1 modèle particulaire (microscopique)	12
IV.2 Modèle fluide	13
IV.3 Modèle hybrides	13
V. Les collisions dans un plasma froid	14
V.1 Section efficace	15
V. la fréquence de collision	15
VI. Conclusion	
Chapitre II : Equations de base	16
I. Système d'équations utilisé	18
II. Hypothèses spécifiques et grandeurs caractéristiques	18
II.1 Hypothèses spécifiques	18
II.2 Les grandeurs caractéristiques	19
III. Schéma récapitulatif de la simulation	19
IV. domaines de modélisation	20
V. présentation des codes utilisés	22
VI. conclusion	

Chapitre III : Résultats et discussion

I. Introduction	23
II. présentation des gaz étudiés	24
II.1 Gaz atomique : argon (Ar)	24
II.2 Gaz moléculaire électronégative : acétylène (C ₂ H ₂)	24
III. Les paramètres standards de décharge	25
IV. Présentation des résultats et interprétations	26
IV.1 Densité des particules chargées	26
IV.2 Evolution du champ électrique	27
IV.3 Densité de courant	28
IV. 4Terme source	29
IV.5 Variation spatio-temporelle du champ électrique	30
IV. 6 Variation spatio-temporelle des coefficients d'ionisation et l'attachement	31
V. Etude paramétrique	33
V.1 Influence de la fréquence	33
V.2 Influence de la densité inter-électrode	34
VI. Conclusion	35
Conclusion générale	37
Bibliographie	

Introduction générale

Le plasma est un milieu ionisé contenant une fraction significative de charges libres, globalement neutre (neutre sur un volume plus grand que la sphère de Debye) et exhibant un comportement collectif. L'ensemble des concepts, des méthodes et résultats propres à l'étude de cet état de la matière constitue la physique des plasmas.

L'exploitation des plasmas dans les procédés industriels a permis d'obtenir des produits de grande qualité. De nos jours, les procédés plasmas les plus importants se rencontrent dans la production des circuits électroniques de divers dispositifs tels que les ordinateurs personnels et les téléphones cellulaires. Comme il existe aussi un large éventail d'industries manufacturières, incluant la défense, l'automobile, la biomédecine et les télécommunications, qui ont recours aux traitements de matériaux par procédés plasmas.

Les plasmas de laboratoire utilisés dans les procédés technologiques sont généralement froids. Ces plasmas sont fortement hors équilibre thermodynamique et se caractérisent par la grande différence entre les températures électronique et ionique. Les électrons sont chauds (quelques électronvolts) alors que les ions et également les autres particules neutres sont froids (quelques centièmes d'électronvolt).

Le moyen le plus répandu pour la production d'un plasma est la décharge électrique qu'elle soit à courant continu (DC) ou alternatif telles que les décharges radiofréquences (capacitive et inductive).

Les décharges radiofréquences (RF) à basse pression sont des décharges fonctionnant avec une excitation comprise dans une plage de fréquence allant de quelques dizaines de kHz aux MHz. Lorsque l'une des électrodes est recouverte d'une couche isolante, le déclenchement de la décharge est très difficile et de plus l'accumulation de charges superficielles sur le matériau non-conducteur provoque l'extinction prématurée du plasma. Pour pallier à ces difficultés, on a recours à une excitation alternative de fréquence supérieure à 1MHz pour laquelle l'effet de l'émission secondaire joue un rôle secondaire pour l'entretien de la décharge.

Plusieurs procédés plasma basse pression (ou plasmas froids) utilisent une décharge RF avec un couplage capacitif. Un condensateur est introduit entre le générateur RF et la décharge. La capacité de blocage introduite dans le circuit a pour effet de créer une tension continue sur l'électrode polarisée

L'étude des plasmas nécessite des efforts importants aussi bien dans le domaine expérimental que dans le domaine de la simulation. Le travail de simulation trouve toute sa place notamment en astrophysique et également dans les plasmas de laboratoire pour réduire les coûts ou encore en appoint pour une meilleure orientation des expériences.

Le travail que nous avons réalisé au laboratoire de Physique et Chimie Quantique de l'université Tizi-Ouzou a porté sur la simulation des décharges radiofréquences basse pression pour deux gaz que sont l'argon et l'acétylène. Nous avons utilisé deux codes de calcul Bolsig+ et Siglo-rf et qui sont distribués sous la licence freeware. Le premier est utilisé pour le calcul des coefficients de transport et les mobilités des particules chargées. Ces résultats sont ensuite utilisés comme paramètres d'entrée du second code qui nous permet d'obtenir l'évolution spatio-temporelle des paramètres macroscopiques de la décharge (densité, champ électrique, coefficients d'ionisation...)

Le présent mémoire est structuré en trois chapitres. Dans le premier, nous présentons un bref état de l'art concernant les notions fondamentales de la physique des plasmas froids. Nous décrivons également les différents types de décharge et nous

rappelons en dernière partie les divers modèles numériques utilisés pour la simulation des différents types de plasma de décharge.

Dans le deuxième chapitre nous présentons l'ensemble des équations utilisées pour la modélisation de notre plasma de décharge. Nous rappelons également les hypothèses spécifiques utilisées pour la fermeture du système d'équations. Ce chapitre se termine par une présentation des codes de calcul utilisés.

Le troisième chapitre est entièrement dédié à la présentation des principaux résultats obtenus et leurs interprétations.

Le manuscrit se termine par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus.

1 Généralités

I. Introduction

Le mot plasma qui dérive du mot grec *πλάσμα* qui signifie “formation de quelque chose” [1], a été introduit pour la première fois par Langmuir [2] pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube à décharge.

Un plasma est un milieu constitué d'un ensemble de particules neutres (atomes, molécules et radicaux), d'ions et d'électrons. Les plasmas sont considérés selon l'échelle des températures comme étant le quatrième état de la matière et constitue près de 99% de la matière apparente de l'univers.

Les plasmas peuvent être naturels comme les étoiles, la foudre, les queues de comètes, les aurores boréales..., et peuvent être aussi artificiels (appelés aussi de laboratoire) tels que les plasmas de décharge pour les dépôts de couches minces ou la gravure sèche. Le développement de la physique des plasmas a parmi l'émergence de nombreuses applications technologiques tels que les lampes à néon, les téléviseurs à écran plasma, etc.

Ce chapitre se veut d'être une présentation sommaire de quelques notions fondamentales de la physique des plasmas. Nous expliquerons d'abord les grandeurs caractéristiques d'un plasma de laboratoire et les différentes régions de l'espace inter-électrodes, ensuite, nous mettrons en lumière les divers modèles numériques utilisés pour la simulation des différents types de décharges plasmas.

II. Les Plasmas

Traditionnellement la matière est classée suivant trois états : l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. Cependant lorsqu'on chauffe le gaz, sous l'effet de l'agitation thermique ses molécules s'ionisent, peuvent se fragmenter pour donner un ensemble composé d'électrons, d'ions, de fragments moléculaires et d'espèces neutres avec, dans certains cas, une luminescence. On obtient ainsi un gaz partiellement ionisé et globalement neutre. C'est ce qu'on appelle un plasma.

II.1 Comment générer un plasma

Le gaz que nous désirons ioniser est injecté dans une enceinte sous vide. Le plasma est ensuite généré par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En effet, du fait de leur faible masse, les électrons libres récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz, leur excitation et ionisation et donc l'entretien du plasma.

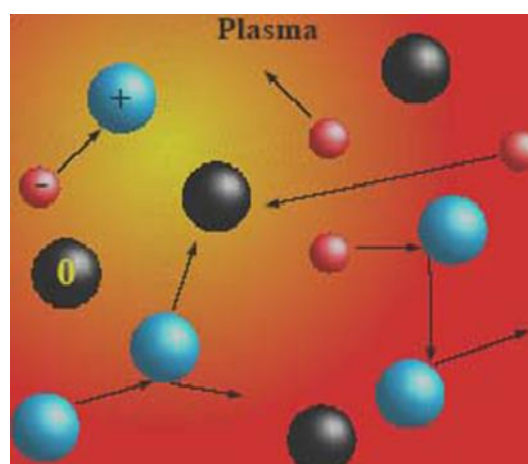


Figure I.1 : Schéma simplifié d'un plasma composé d'ions (en bleu), d'électrons (en rouge) et qui sont animés d'une plus grande vitesse et de neutres (en noir).

II.2 Les grandeurs caractéristiques d'un plasma

II.2.1 Le degré d'ionisation

La nature d'un plasma est déterminée par la connaissance de son degré d'ionisation qui est donné par :

$$\alpha = \frac{n_0}{n_0 + n_g} \quad (I.1)$$

où n_0 désigne la densité électronique et n_g la densité des espèces neutres.

Si $\alpha < 10^{-4}$ alors le plasma est dit froid ou faiblement ionisé par contre si $\alpha > 10^{-4}$ le plasma sera considéré comme chaud ou fortement ionisé.

II.2.2 La température électronique

Les températures électronique (T_e), ionique (T_i) et des neutres sont reliées aux énergies cinétiques moyennes de ces espèces par la relation suivante [3] :

$$\frac{1}{2} m_j V_j^2 = \frac{3}{2} K_B T_j \quad (I.2)$$

où l'indice j désigne la particule considérée, V_j sa vitesse et K_B la constante de Boltzmann.

Les plasmas froids hors équilibre thermodynamique se caractérisent par une différence notable entre ces différentes températures, sachant que les masses des ions et des neutres sont proches, leurs températures sont de ce fait voisines et sont de l'ordre de la température ambiante. Par contre, la température électronique est beaucoup plus élevée $T_e \gg T_i \approx T_n$. Les ions sont considérés comme "froids" et non réactifs. On donnera la température électronique en eV (1 eV = 11605 K) [4].

II.2.3 La fréquence plasma

Un plasma est globalement neutre (la somme algébrique de toutes les charges est nulle). En présence d'une perturbation (ex. déplacement d'une charge) le plasma va spontanément réagir pour préserver sa neutralité. En premier lieu, les électrons à cause de leur faible inertie vont se mettre en mouvement vers un endroit où ils annuleront la densité de charge électrique.

Un champ électrique, symétrique du premier se créera, et les électrons feront demi-tour, donc le plasma oscille avec une pulsation dite pulsation électronique.

$$\omega_p = \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (I.3)$$

Dans certaines conditions, les ions effectuent également de telles oscillations, avec une pulsation ionique :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i q^2}{m_i \epsilon_0}} = \omega_{pe} \sqrt{\left(\frac{m_e}{m_i}\right)} \quad (I.4)$$

L'analogie pendulaire montre que $1/\omega_{pi}$ et $1/\omega_{pe}$ donnent l'ordre de grandeur des temps de réaction des populations électronique et ionique lorsqu'elles sont soumises à une perturbation électrostatique [5].

II.2.4 La longueur de Debye

C'est un paramètre d'écrantage. Les mouvements des électrons dus à l'agitation thermique engendrent des oscillations à la fréquence plasma. L'amplitude du déplacement des électrons au cours de ces oscillations est connue et est appelée longueur de Debye donnée par :

$$\lambda_D(cm) = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \approx 6.9 \sqrt{\frac{T_e(K)}{n_e}} \approx 743 \sqrt{\frac{T_e(eV)}{n_e(cm^{-3})}} \quad (I.5)$$

avec : ϵ_0 la permittivité électrique du vide, q la charge électrique élémentaire, K_B la constante de Boltzmann, T_e la température électronique et n_e la densité électronique.

III. Les décharges électriques

La décharge électrique est un phénomène physique se produisant dans les gaz lorsqu'on leur applique un champ électrique suffisamment intense. Ce gaz devient alors plus ou moins conducteur. Les décharges dans les gaz sont dues à l'apparition d'électrons et d'ions libres.

On distingue plusieurs types de décharges : décharge à courant continu (DC), décharge électrique par onde électromagnétique et décharge radio fréquence (RF). Notre travail est entièrement dédié aux plasmas générés par décharge radiofréquence (RF).

III.1 La décharge radiofréquence

L'intérêt majeur de l'excitation radiofréquence (RF) est de pouvoir déposer des matériaux isolants contrairement aux décharges continues (DC). Les décharges luminescentes radiofréquences (RF) sont des décharges fonctionnant avec une excitation dont la plage de fréquence varie de quelques dizaines de kHz à quelques MHz [6]. Elles sont souvent utilisées dans les réacteurs PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) [1, 6]. Dans la gamme de fréquences susmentionnée, on utilise généralement la valeur de 13.56MHz comme fréquence d'excitation ou une de ses harmoniques. Ce chiffre n'a rien de magique, il correspond seulement à la valeur imposée par la réglementation internationale des télécommunications et qui permet d'émettre une certaine quantité d'énergie sans interférer avec les signaux de télécommunications.

III.2 Décharge RF à couplage capacitif basse pression

Une représentation schématique de la configuration de décharge RF est donnée par la figure I.7.

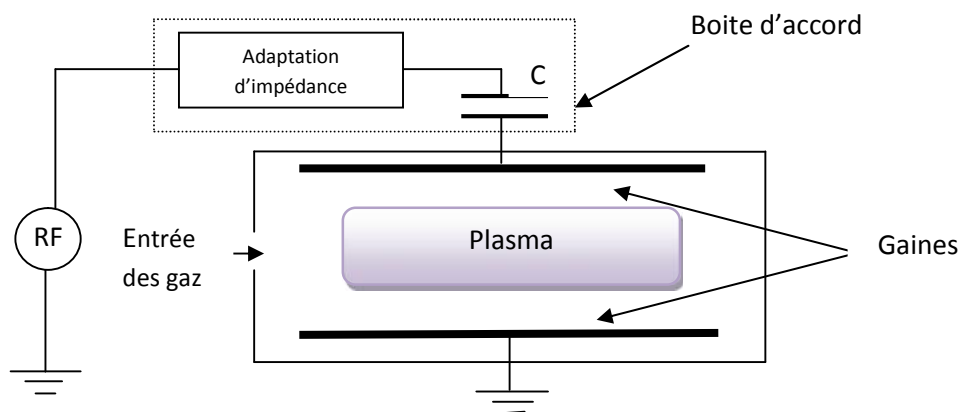


Figure I.2 : Schéma de principe d'une source RF à couplage capacitif

Le principe est relativement simple. Il consiste en un jeu de deux électrodes planes et parallèles séparées d'une distance de quelques centimètres. Un gaz neutre de faible pression remplit l'espace inter – électrode. L'une des électrodes est alimentée par un générateur de tension RF ($f = 13,56$ MHz). Un condensateur de blocage sépare l'alimentation RF de l'électrode polarisée afin de bloquer le courant continu (de conduction) qui s'échappe de la décharge pendant une partie du cycle RF. La fréquence d'excitation étant relativement élevée, le courant total de décharge (J_T) est principalement un courant de déplacement entre les électrodes et le plasma. Ce courant est la somme de trois composantes :

$$J_T = J_e + J_i + J_D \quad (\text{I.6})$$

avec J_i le courant ionique, J_e le courant électronique et J_D le courant de déplacement. Cette dernière composante du courant total est générée par les variations temporelles du champ électrique sur les électrodes : $J_D = \epsilon_0 \frac{dE}{dt}$

III.3 Répartition du potentiel inter électrode

Considérons d'abord le cas, représenté sur la figure (I.3-a), d'un plasma confiné entre deux électrodes reliées à la masse et séparées par une distance d . Avec la neutralité de charges ($n_e \approx n_p$), le potentiel électrique Φ et le champ électrique E_x sont nuls partout. Les électrons plus mobiles ne sont pas retenus par le plasma et sont absorbés rapidement par les parois. Cela aboutit à la formation d'un espace de charge positive (où $n_e \ll n_p$) près des parois, dû à la présence d'ions plus inertes comme c'est illustré sur la figure (I.3-b). Cet espace de charge positive présente un profil de potentiel $\Phi(x)$ avec la valeur positive V_p dans le plasma et tombant rapidement à zéro près des parois. Comme le champ électrique est dirigé du plasma vers les parois, les électrons chargés négativement sont retenus dans le plasma et les ions chargés positivement, en entrant dans la gaine, sont attirés par les parois. Tant que le processus d'ionisation dans le plasma peut produire suffisamment d'ions, le profil du potentiel peut rester stationnaire.

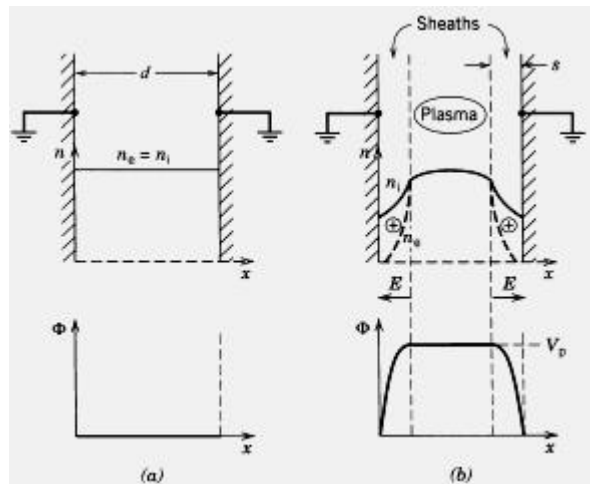


Figure I.3 : Répartition du potentiel et densité des ions et des électrons :
a) avant et b) après la formation des gaines [4].

L'évolution du potentiel dans l'espace inter électrode montre la présence de trois zones différentes. Comme l'illustre la figure I.4, ces zones sont :

- La colonne positive qui est le milieu plasma proprement dit, limitée par les deux zones sombres qui avoisinent les électrodes. Dans cette zone le potentiel noté V_p est pratiquement constant.
- Une gaine cathodique qui sépare la cathode de la colonne positive.
- Une gaine anodique qui sépare l'anode de la colonne positive.

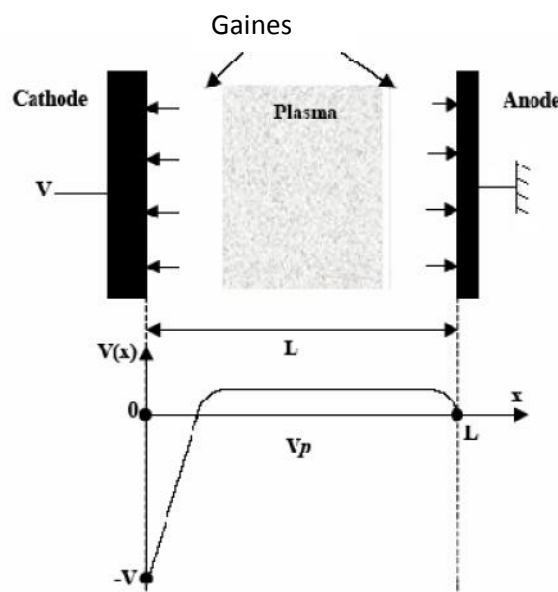


Figure I.4 : Variation du potentiel entre les électrodes dans le cas d'une décharge continue [4].

IV. Modélisation numérique des plasmas de décharge

L'expérimentation sur les plasmas notamment en microélectronique étant très onéreuse ajoutée la complexité des problèmes rencontrés dans la physique des plasmas, rendent indispensable le développement de modèles numériques de simulation des mécanismes rencontrés lors d'une décharge. En effet, la modélisation joue un rôle assez important dans le développement de la théorie des plasmas de par la pertinence des résultats numériques prédits par ces simulations. Ces modèles permettent la détermination des paramètres électriques de la décharge, des profils de densités et des fonctions de distribution en énergie des espèces chargées, avec les variations spatio-temporelles correspondantes et des taux (ou fréquences) des divers processus de collision tels l'ionisation, l'attachement, l'excitation ou la dissociation.

L'équation de base de la théorie des plasmas, faisant intervenir la fonction de distribution des vitesses, est l'équation de Boltzmann qui s'écrit sous la forme [9]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_r \frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{e}{m_i} \mathbf{E} \frac{\partial f_i}{\partial v} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{collision} \quad (1.7)$$

(a) (b) (c) (d)

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

Pour simuler les plasmas de décharge, on peut distinguer trois modèles :

IV.1 Modèle particulaire (microscopique)

Ce modèle est basé sur le traitement d'un échantillon représentatif de chaque type de particules et de suivre leurs mouvements dans l'espace des phases. Cela se fait en intégrant les équations du mouvement pour chaque particule de masse m , de charge q et de vitesse v , soumise à un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{B} [6].

$$m \frac{dv}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (1.8)$$

IV.2 Modèle fluide

Dans le cadre d'une modélisation fluide, on assimile le plasma à un fluide chargé, réactif et à plusieurs composantes. Un plasma étant globalement neutre, le nombre minimum de composantes est de deux : les électrons et une espèce ionique positive.

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

➤ Équation de continuité

En multipliant par 1 et en intégrant l'équation (I.7) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons le premier moment qui correspond à l'équation de continuité.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e V_e)}{\partial x} = s_e \quad (\text{I.9})$$

avec V_e la vitesse moyenne des électrons et S_e le terme source qui traduit le rôle des collisions

Cette équation décrit le transport de particules (le flux de particules plus précisément) sous l'effet des différentes actions qu'elles subissent (champ de force F et collisions). Cette équation est appelée équation de conservation du nombre de particules ou équations de continuité [7].

➤ Équation de transfert de quantité de mouvement

En multipliant par (mv) et en intégrant l'équation (I.7) sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons le deuxième moment qui correspond à l'équation de transfert de quantité de mouvement.

$$mn \left(\frac{\partial V_e}{\partial t} + (V \nabla) V \right) = qnE - \nabla p_e - mn v_m V \quad (\text{I.10})$$

avec P_e la pression électronique et v_m la fréquence de collisions avec les neutres.

➤ Équation de transfert d'énergie

En multipliant par $(1/2mv^2)$ l'équation (I.7) et en intégrant sur tout l'espace des vitesses, nous obtenons le troisième moment qui correspond à l'équation de transfert d'énergie.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} nmV^2 \right) + \nabla \left(\frac{1}{2} nmVV^2 \right) - nFV = \int \frac{1}{2} mV^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} dV \quad (I.11)$$

On peut écrire l'équation de transport du flux d'énergie thermique Q (moment d'ordre 3), et ainsi de suite pour les moments supérieurs ce qui conduit à engendrer un nombre infini d'équations hydrodynamiques [7].

Dans notre travail on c'est arrêté au troisième moment (ordre 2) pour les électrons et au deuxième moment (ordre 1) pour les ions, ce qui est généralement suffisant dans la pratique et plus particulièrement pour les décharges capacitives.

IV.3 Modèles hybrides

Le but du modèle hybride est de concilier les avantages des modèles microscopique et fluide en traitant par exemple certaines régions de la décharge (chute cathodique) par un modèles particulaire et d'autres régions (lueur négative ou il y a beaucoup plus de collisions) par un modèle fluide. Les modèles hybrides les plus répandus sont ceux où l'on associe un code Monte Carlo à un modèle de type fluide.

V. Les collisions dans un plasma froid

Lorsque deux particules initialement séparées par une distance \mathbf{d} s'approchent l'une de l'autre, elles commencent à interagir et si, après cette interaction, quelque changement mesurable s'est produit, on dit qu'une collision a eu lieu [8]. On peut distinguer :

- Les collisions élastiques: lors de ces collisions, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement sont conservées.
- Les collisions inélastiques : il n'y a pas de conservation de l'énergie cinétique totale. On obtient par exemple : l'excitation ou l'ionisation d'atomes, la dissociation de molécules

Les collisions entre les électrons et les particules neutres du milieu sont les phénomènes précurseurs de création d'ion et/ou de radicaux qui jouent un rôle primordial dans les applications industrielles (gravure, dépôt, émission lumineuse,...).

Les principaux types de collisions entre une molécule de gaz (AB) et un électron sont les suivants : ionisation, excitation, attachement et dissociation. À cette liste s'ajoute aussi la recombinaison, le détachement et la relaxation...

V.1 Section efficace

Le choix des sections efficaces est un des points clés de la modélisation particulaire. Pour un type de collision donné, il peut exister dans la littérature un grand nombre de références donnant la même section efficace avec des valeurs différentes.

Considérons un faisceau de particules qu'on envoie sur une cible, ce qui nous intéresse c'est la probabilité du rapport entre le taux d'interaction et le flux incident. C'est cette probabilité qu'on appelle la section efficace différentielle.

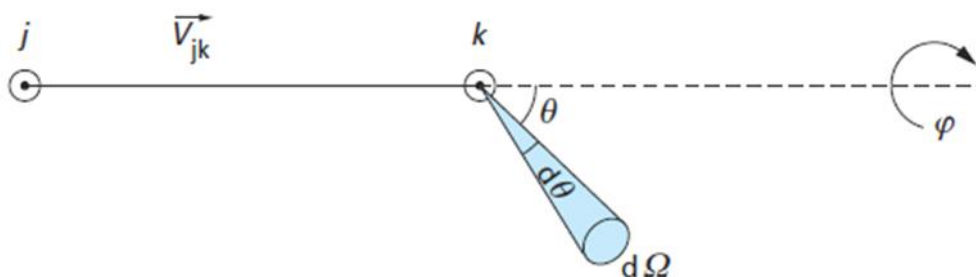


Figure I.5 : schématisation du processus de collision entre deux sphères dures [8]

La section efficace totale est obtenue en intégrant sur toutes les directions possibles (figure I.5). Son expression est donnée par :

$$\sigma = 2. \pi \int_0^{\pi} I(v, \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{I. 12})$$

avec I la section efficace différentielle, ie. le nombre de particules diffusées dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ autour d'une direction donnée. Cette direction sera repérée par rapport à celle du faisceau incident par les deux angles θ (la déviation) et φ (l'angle azimutal).

Dans le cas d'une collision isotrope, on va calculer la section efficace de transfert de quantité de mouvement par la relation :

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos\theta) I(v, \theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{I. 13})$$

$(1 - \cos\theta) mv$ correspond au moment perdu par la particule incidente

V.2 La fréquence de collision

C'est le nombre d'interaction par seconde d'une particule incidente avec les particules de la cible

$$v = n_n \sigma V \quad (\text{I. 14})$$

Lorsqu'on divise l'équation I.14 par la densité n_n , on trouve le taux de collision :

$$k = \sigma V \quad (\text{I. 15})$$

VI. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions simples sur les plasmas, sur leurs propriétés électriques et les différentes collisions mises en jeu dans une décharge. Nous avons ensuite évoqué les différentes régions créées dans l'espace inter électrodes lorsque la décharge est de type continu ou radio fréquence. Enfin, nous avons abordé les différentes approches numériques (fluides, particulaire,...) de la modélisation des plasmas de décharge radiofréquence.

2 Équations de base

La simulation numérique de tout problème formulé par des équations aux dérivées partielles (EDP) est de plus en plus répandue au niveau industriel. Pour notre modèle le système constitué des équations de transport couplées à l'équation de Poisson ne peut être résolu analytiquement. Donc on va traiter ces équations numériquement

Le modèle utilisé dans ce travail est de type fluide, avec une représentation dérivée diffusion des flux de particules chargées. Ce modèle est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces trois moments représentent les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et de l'énergie qui sont couplées à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation du champ local.

I. Système d'équations utilisé

Un modèle simple ne comportant que des électrons et des ions positifs et négatifs dans une géométrie unidimensionnelle peut être décrit par le système d'équations suivant :

➤ **Équations de continuité**

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e V_e)}{\partial x} = S_e \quad (\text{II. 1}) \quad \text{Pour les électrons}$$

$$S_e = n_e(v_i - v_a) + (n_e)v_{dettach} - n_e n_p k_{recomb(e-i)}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial(n_p V_p)}{\partial x} = S_p \quad (\text{II. 2}) \quad \text{Pour les ions positifs}$$

$$S_p = n_e v_i - n_p n_e k_{recomb(e-i)} - n_e n_p k_{recomb(i-i)}$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{\partial(n_n V_n)}{\partial x} = S_n \quad (\text{II. 3}) \quad \text{Pour les ions négatifs}$$

$$S_n = n_e v_a - n_p n_e k_{recomb(i-i)} - n_n k_d$$

➤ **Équation de l'énergie**

$$\frac{\partial(n_e \varepsilon)}{\partial t} + \left(\frac{5}{3}\right) \frac{\partial}{\partial x} \Gamma_\varepsilon = S_\varepsilon \quad (\text{II. 4})$$

$$S_\varepsilon = -e\Gamma_\varepsilon E - n_e L(\varepsilon) \text{ et } \Gamma_\varepsilon = -n_e \varepsilon \mu_e E - D_e \frac{\partial}{\partial x} (n_e \varepsilon)$$

où Γ désigne le flux d'énergie électronique et $L(\varepsilon)$ exprime les pertes d'énergie qui s'exprime dans les conditions d'équilibre par : $L(\varepsilon) = \varepsilon \mu_e E^2$

➤ **Équation de transfert de la quantité de mouvement**

$$\Gamma_e = n_e V_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (\text{II. 5}) \quad \text{Pour les électrons}$$

$$\Gamma_p = n_p V_p = -n_p \mu_p E - D_p \frac{\partial n_p}{\partial x} \quad (\text{II. 6}) \quad \text{Pour les ions positifs}$$

$$\Gamma_n = n_n V_n = -n_n \mu_n E - D_n \frac{\partial n_n}{\partial x} \quad (\text{II. 7}) \quad \text{Pour les ions négatifs}$$

➤ **Équation de poisson**

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} V = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_p - n_e - n_n] \quad (\text{II. 8})$$

V exprime le potentiel électrique et est relié au champ électrique E par la relation : $E = -\frac{\partial V}{\partial x}$.

II. Hypothèses spécifiques et grandeurs caractéristiques

Pour résoudre notre système d'équations, il est nécessaire de formuler un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui demeurent valables dans nos conditions expérimentales. Nous avons également représenté les grandeurs caractéristiques du système en fonction des paramètres du plasma (température, densité, ...).

II.1 Hypothèses spécifiques

Les hypothèses que nous avons posées pour la modélisation de la décharge électrique sont les suivantes :

- Les processus d'ionisation et d'excitation sont des processus que nous avons considérés dans la modélisation des plasmas.
- Les processus de recombinaison, d'attachement et de détachement sont également pris en considération dans le modèle qui traite le plasma d'origine moléculaire.
- Le processus d'émission d'électrons secondaires est inexploré ($\gamma = 0$)
- Les températures électronique (T_e), et ionique (T_i) sont supposées uniformes, i.e., on se place dans l'approximation isotherme.
- Le milieu se comporte comme un gaz parfait : $P_g = n_g T_g K_B$.
- La pression demeure constante durant toute la durée de la décharge.
- L'énergie cinétique des électrons est négligeable devant leur énergie thermique.

II.2 Les grandeurs caractéristiques

Les coefficients de diffusion D_e et de mobilité μ_e des électrons, ainsi que les fréquences de collisions des électrons avec les espèces lourdes dépendent de la fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDEE). Dans l'hypothèse d'une FDEE Maxwellienne, ces coefficients s'expriment directement en fonction de la température des électrons [10]

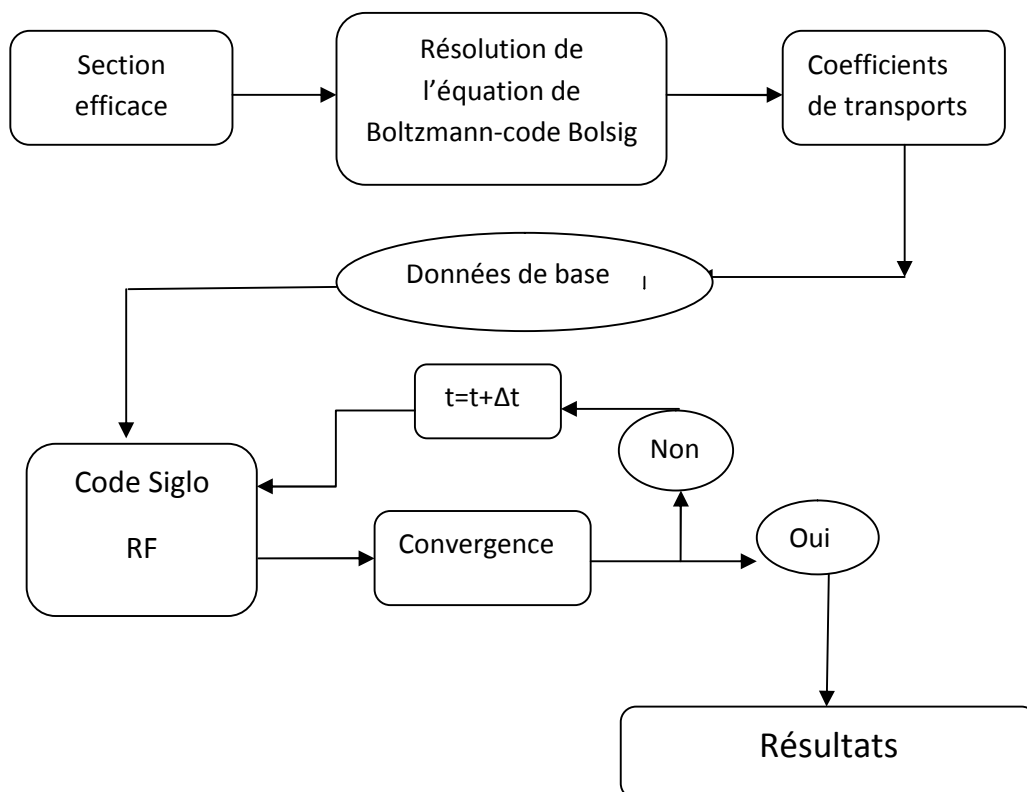
La relation entre coefficients de diffusion D et de mobilité μ est donnée par la relation d'Einstein :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{K_B T}{q} = \frac{2 \xi}{3 q} \quad (\text{II. 9})$$

avec $\mu = \left(\frac{q}{mV}\right)$ et $D = \left(\frac{K_B T}{mV}\right)$ et où T désigne la température (électronique ou ionique), K_B le coefficient de Boltzmann, q la charge et ξ l'énergie thermique moyenne ($\xi = \frac{3}{2} K_B T$).

III. Schéma récapitulatif de la simulation

Ci-dessous, nous avons représenté un schéma synoptique de l'ensemble des étapes de notre calcul ainsi que les différents paramètres d'entrée utilisés.



IV. Domaines de modélisation :

Toute modélisation nécessite un domaine géométrique sur lequel elle va s'effectuer. Nous avons considéré deux électrodes (la distance inter-électrodes est de 3cm) planes et parallèles placées dans une enceinte sous vide dans laquelle est introduit un gaz ou un

mélange gazeux. Une électrode (la cathode) est alimentée par une tension alternative radiofréquence, l'anode est reliée à la masse. Un schéma simplifié est illustré sur la figure II.1.

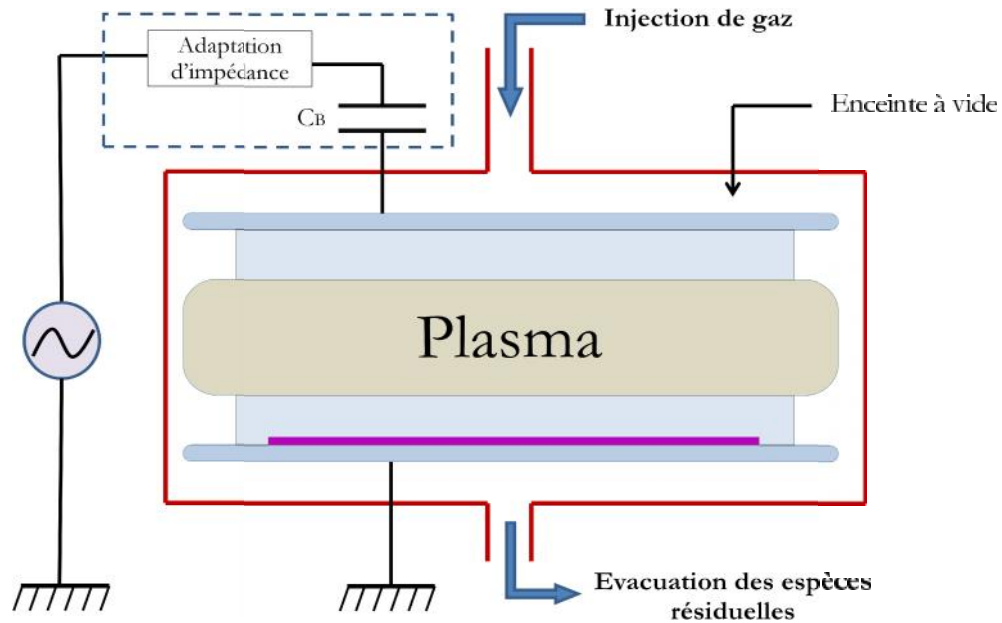


Figure II.1 : La géométrie du réacteur modélisé

V. Présentation des codes utilisés

Quand les particules se déplacent sous l'effet d'un champ électrique, elles subissent des collisions ; leur répartition spatiale et leurs vitesses seront donc modifiées. La fonction de distribution qui leur est associée, corrélée au terme de collisions, est solution de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = C[f]_{collision} \quad (\text{II. 10})$$

La modélisation fluide des plasmas froids hors-équilibre thermodynamique nécessite la connaissance d'un certain nombre de grandeurs d'entrées tels que les coefficients de transport et les taux de réactions qui représentent l'effet des collisions.

Il existe plusieurs codes, notamment en freeware, pour résoudre ces équations. On peut citer : ELENDF [11] ou encore Bolsig+ [12]. Ce dernier est une version améliorée et corrigé

de Bolsig. Il a été développé par Kinema software (Colorado) et le laboratoire LAPLACE de l'université de Toulouse sous la direction de G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford [13].

Les principales données d'entrée pour Bolsig+ sont les sections efficaces de collision qui sont regroupées sous forme de tableau qu'on peut éventuellement récupérer à partir de la base de données LXCAT [14].

La solution de l'équation (II.10) dans un champ électrique uniforme est basée sur le développement de la fonction de distribution des électrons(f) dans l'espace des vitesses. En coordonnées sphériques cette équation s'exprime comme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos\theta \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\mathbf{F}}{m} \left(\cos\theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos\theta} \right) = C[f] \quad (\text{II. 11})$$

avec v la vitesse, θ l'angle entre la vitesse et la direction du champ électrique et z la position sur cette direction.

Pour résoudre l'équation (II.11) on utilisera l'approximation à deux termes [9]. Celle-ci consiste à développer la fonction de distribution en série de polynômes de Legendre :

$$f = f_0 + f_1 \cos\theta \quad (\text{II. 12})$$

f_0 désigne la partie isotrope et f_1 la partie anisotropie de la FDEE, θ l'angle par rapport à une direction privilégiée (direction du champ électrique).

On remplace l'équation (II.12) dans (II.11) et après une suite de transformation, on aboutit aux deux équations suivantes :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{z} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{\varepsilon} \varepsilon^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon E f_1) = C_0 \quad (\text{II. 13})$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - E \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -N \sigma_m \gamma \varepsilon^{1/2} f_1 \quad (\text{II. 14})$$

$\gamma = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}$ est une constante, $\varepsilon = \left(\frac{v}{\gamma}\right)^2$ l'énergie des électrons en électronvolt, σ_m la section efficace de transfert de quantité de mouvement pour différent type de collision.

Les paramètres de sortie sont la fonction de distribution d'énergie des électrons(FDEE) - la mobilité électronique - l'énergie moyenne - les taux d'ionisation et d'excitation ainsi que les coefficients de diffusion.

Les résultats obtenus peuvent être utilisés comme des données d'entrée pour le code de calcul Siglo-RF.

Le code Siglo RF est un code 1D et a été développé par J. P. Boeuf et L. Pitchford en 1995 [12]. Les paramètres d'entrer sont regroupés dans un fichier de données selon une syntaxe prédéfinie. Ce fichier contient les résultats obtenus à partir de Bolsig+ (les coefficients de transport), la pression, la distance inter-électrode, la fréquence du champ électrique, la tension, la température et la force magnétique (égale zéro dans notre cas).

Ce code de calcul nous permet de déterminer l'évolution spatiale des différents paramètres de la décharge comme les profils des densités de particules chargées (électron, ions), du champ électrique, du potentiel et des coefficients d'ionisation, d'attachement et de recombinaison.

VI. Conclusion :

Ce chapitre a été consacré à la modélisation des plasmas de décharge. L'approximation à deux termes ainsi que l'hypothèse du champ local ont été adoptées pour la résolution de l'équation de Boltzmann. Par la suite nous avons adopté une approche fluide pour caractériser macroscopiquement le plasma. Ce modèle fluide repose sur les moments de l'équation de Boltzmann ainsi qu'un certain nombre d'hypothèses pour la fermeture du système d'équations obtenu. Le chapitre suivant sera consacré à la présentation des résultats obtenus ainsi que leurs interprétations.

3 Résultats et discussion

I. Introduction

Le présent chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus ainsi que leur interprétation. Dans notre travail, nous avons considéré deux types de gaz : un gaz monoatomique électropositif qu'est l'argon (Ar) et un gaz moléculaire électronégatif qu'est l'acétylène (C_2H_2). Ces plasmas sont créés par des décharges RF.

Les résultats obtenus sont exprimés en termes de variation dans l'espace inter-électrodes, des densités de particules chargées, du terme source et de variation spatio-temporelle du champ électrique, du coefficient d'ionisation et du coefficient d'attachement électronique.

Nous avons également réalisé une étude paramétrique pour mieux rendre compte de l'influence de la fréquence du champ électrique et de la distance inter-électrode sur le comportement de la décharge.

II. Présentation des gaz étudiés

II.1 Gaz atomique : argon (Ar)

C'est un élément chimique de numéro atomique 18 et de symbole Ar qui fait partie des gaz rares (nobles). Leur dernière couche électronique est saturée rendant très difficile leur réaction avec d'autres éléments chimiques. Cette caractéristique confère à l'argon d'être un très bon candidat pour les procédés de pulvérisation et de dépôt de couches minces essentiellement comme gaz plasmagène.

Tableau III.1 : Représentation des réactions chimiques et leur seuil d'énergie pour l'argon.

D'après A.V. Phelps [13].

	Réaction	Réaction chimique	Seuil d'énergie
1	Élastique	Ar	
2	Excitation	$\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^* + e^-$	11.5eV
3	Ionization	$\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$	15.8 eV

II.2 Gaz moléculaire électronégative : Acétylène (C₂H₂)

L'acétylène est un hydrocarbure de la classe des alcynes, constitué par deux atomes de carbone et deux d'hydrogène. Les deux atomes de carbone sont reliés par une triple liaison entre les deux atomes de carbone [14]. La géométrie de la molécule est linéaire et les atomes de carbone sont hybridés *sp*.

Les plasmas à base d'hydrocarbures comme le C₂H₂, sont les plus utilisés dans l'industrie pour la fabrication de couches mince de carbone amorphe destinées à l'emballage ou de couches minces de carbone adamantin (DLC) pour le revêtement dur des pièces industrielles. Les couches minces de DLC sont également recherchées car offrant une fenêtre de transparence optique très large.

Dans le tableau suivant nous avons regroupé l'ensemble des réactions chimiques que nous avons considéré. Comme on peut le constater, les seuils d'énergie pour les réactions d'attachement dissociatif sont plus faibles que le seuil d'ionisation, ce qui explique la formation d'ions négatifs dans les plasmas d'acétylène.

Tableau III.2 : Représentation des réactions chimiques et leur seuil d'énergie pour l'acétylène.
D'après Morgan [13]

	Réaction	Réaction chimique	Seuil d'énergie
1	Élastique	$C_2 H_2$	
2	Excitation vibrationnelle	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2 + e^- (V5)$	0.09 eV
3	Excitation vibrationnelle	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^* + e^- (V31)$	0.407 eV
4	Excitation vibrationnelle	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^* + e^- (V2)$	0.255 eV
5	Excitation	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^* + e^-$	1.19 eV
6	Excitation	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^* + e^-$	5.089 eV
7	Excitation	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^* + e^-$	7.09 eV
8	Ionisation	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H_2^+ + 2e^-$	11.4 eV
9	Attachement dissociatif	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow C_2 H + H$	7.5 eV
10	Attachement dissociatif	$C_2 H_2 + e^- \rightarrow H + C_2 H^-$	2.8 eV

III. les paramètres standards de décharge

Le tableau ci-dessous récapitule l'ensemble des paramètres d'entrée que nous avons injecté dans le code Siglo-RF. Ce choix n'est pas arbitraire est correspond à des configurations expérimentales bien établie. On notera également que l'utilisateur peut changer librement les paramètres standards de la simulation.

Tableau III.3 : Les paramètres standards de la décharge.

Paramètres de la décharge	Valeurs
Température du gaz (T_g)	300 K
Distance inter-électrode (d)	3 cm
Pression du gaz (P)	0.1 Torr
Tension appliquée (V_{RF})	100 V
Fréquence RF (F_{RF})	13.56 MHz
Densité électronique initiale (n_0)	$1 \times 10^7 .cm^{-3}$

IV. Présentation des résultats et interprétations

IV.1 Densité de particules chargées

Sur la figure (III.1) nous avons représenté les variations spatiales des densités des particules chargées pour les deux gaz considérés.

Étant donné la faible inertie des électrons (leur mobilité est très grande), leur réponse au champ électrique externe est instantanée. Par contre les ions restent insensibles (à haute fréquence) aux variations temporelles du champ électrique. Les profils des densités électroniques sont en forme de cloche et présentent des valeurs stationnaires au centre de la décharge mais la valeur de la densité électronique est modulée près des gaines par suite de la contraction et de l'expansion de celles-ci. On notera que la contraction (à droite de la figure III.1-a) et l'expansion (à gauche) se font de manière asymétrique par rapport au centre de la décharge. Ce comportement est similaire pour les deux gaz considérés. Nous pouvons formuler les mêmes observations concernant la densité d'ions positifs à la différence que près des électrodes, leur modulation est moins sensible.

Dans le cas de l'acétylène, nous constatons la présence d'ions négatifs induisant de fait une redistribution de charges dans le plasma. La conservation de charge dans le plasma conduit à avoir une densité d'ions positifs plus élevée que la densité électronique. On remarque également que les ions négatifs sont complètement confinés dans le volume du plasma. Ceci est attribué à la force électrique près des gaines qui tend à les repousser vers le cœur du plasma et également à la faible vitesse de ces ions négatifs.

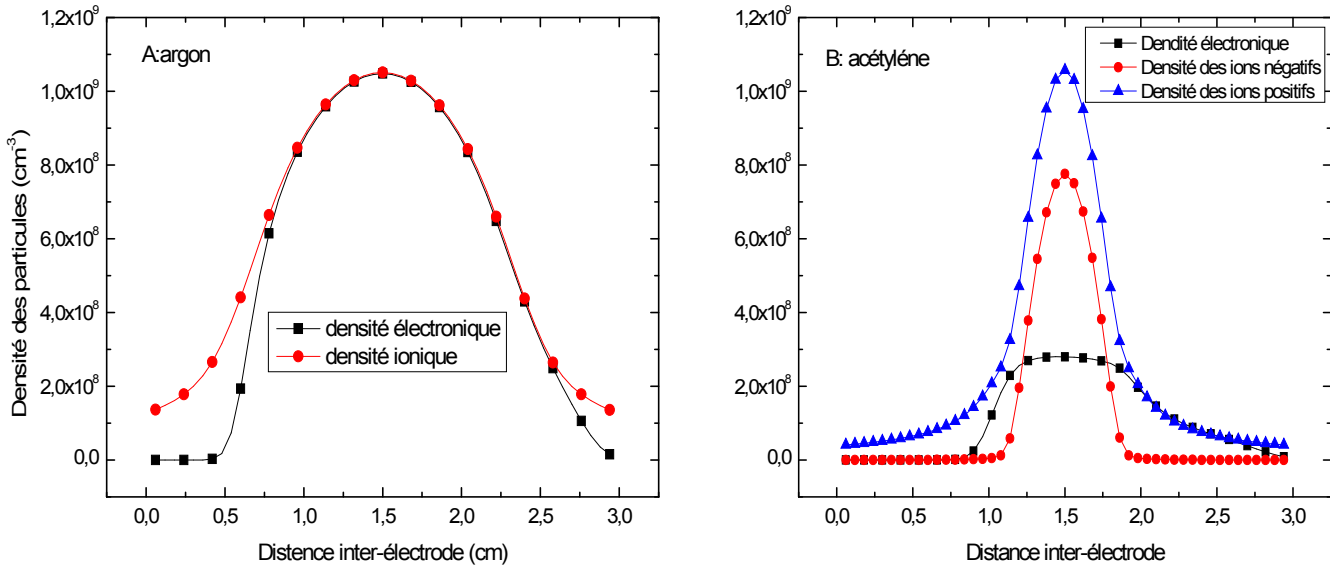


Figure III.1 : Profils des densités des particules chargées

IV.2 Évolution du champ électrique

La figure III.2 illustre la variation axiale du champ électrique dans la décharge pour différentes phases de la tension appliquée. On constate que le champ électrique est maximum près de la cathode ($d = 0$ cm) et décroît rapidement pour s'annuler dans le volume de la décharge. Au niveau de l'anode le champ est également plus intense et chute rapidement pour s'annuler également à la lisière de gaine.

On constate que la chute du potentiel électrique appliqué a lieu principalement dans les gaines alors qu'elle est relativement nulle dans le volume du plasma. Ceci se traduit par un profil du potentiel plasma relativement constant dans le plasma et varie sensiblement dans les gaines.

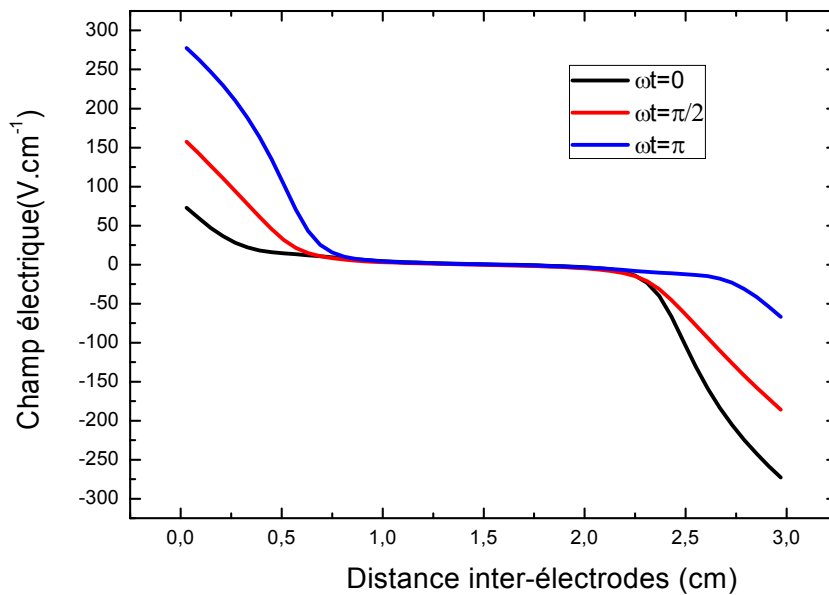


Figure III.2: Profil du champ électrique dans la décharge d'argon à différents instants

IV.3 Densité de courant

Généralement le courant total de la décharge est la somme du courant de déplacement et des courants de conduction électronique et ionique. Sachant que les ions ont une fréquence plasma inférieure à la fréquence d'excitation en conséquence, ils ne peuvent suivre les variations du champ électrique. Ils peuvent seulement répondre à la moyenne temporelle de ce champ. Par contre, les électrons répondent instantanément au champ électrique.

Sur l'électrode (figure III.3), le courant qui domine est le courant de déplacement ($J_D \approx \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$) qui provient de l'oscillation des gaines et est d'autant plus important que la fréquence d'excitation radiofréquence est élevée.

Au centre du plasma (figure III.3), le courant le plus important est le courant de conduction qui est dû à la dérive des espèces chargées et est donc proportionnel à la mobilité des particules chargées. Sachant que la mobilité électronique est plus importante que l'ionique, le courant de conduction électronique (J_e) est plus important que l'ionique (J_i).

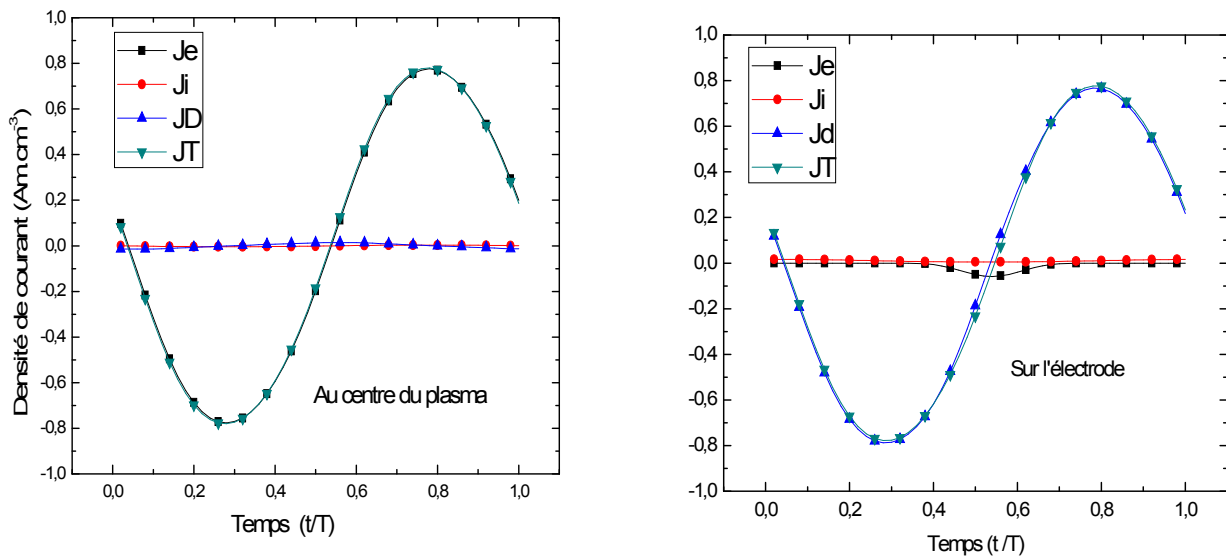


Figure III.3: Variations temporelles sur un cycle radiofréquence des composantes de la densité de courant pour l'argon

IV.4 Terme source

Le terme source est le terme de droite de l'équation de transport des espèces chargées. Il correspond à l'ionisation, à l'attachement électronique, à la recombinaison et au détachement.

Le terme source dans le cas d'une décharge d'argon est l'ionisation par collision électrons – neutre. La figure (III.4-a) montre qu'il est important dans les régions cathodique et anodique et décroît lorsqu'on s'éloigne de celle-ci. Ceci s'explique par le fait que le champ électrique est plus important dans ces régions et par conséquent transmet plus d'énergie aux électrons. La recombinaison électronique est très faible dans le plasma et la perte d'électrons se fait donc essentiellement par diffusion ambipolaire vers les parois.

Les termes sources dans le cas de l'acétylène (figure III.4-b) sont l'ionisation, l'attachement et la recombinaison, ce dernier mécanisme reste également très faible. On constate également que l'ionisation est plus importante en lisière de gaine et que malgré l'attachement électronique, la perte d'électrons est dominée par la diffusion ambipolaire.

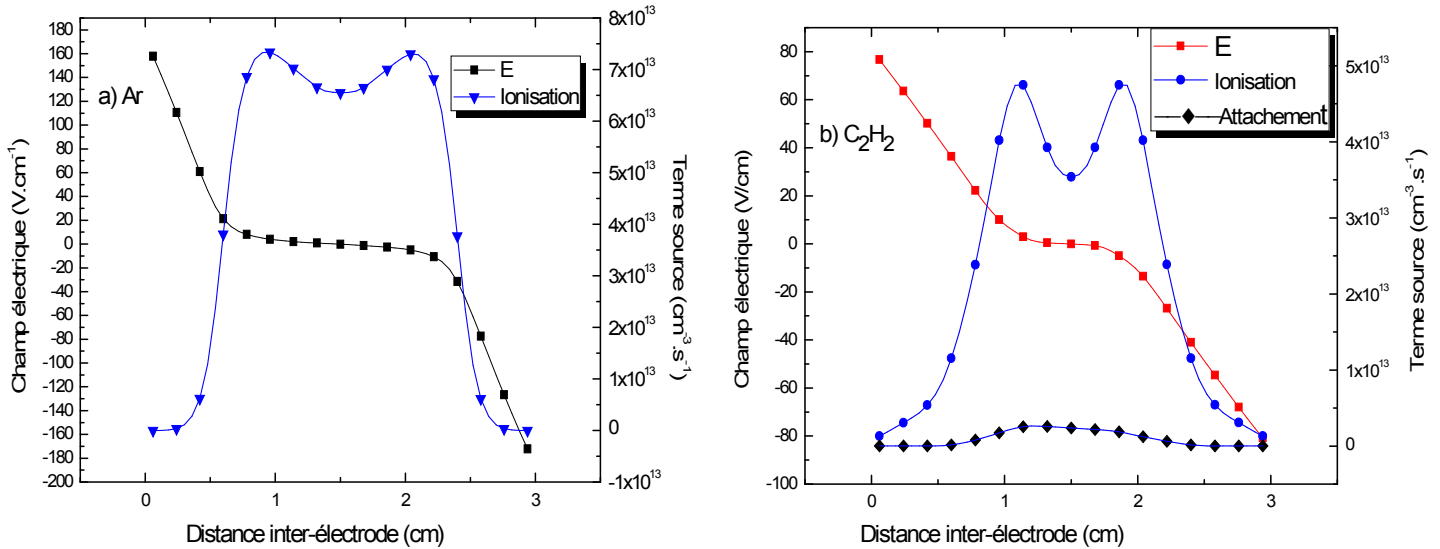


Figure III.4: Variation de terme source superposé au champ électrique

IV.5 Variation spatio-temporelle du champ électrique

La figure III.5 illustre la variation spatio-temporelle du champ électrique. On distingue deux régions, une région anodique quand l'électrode est de potentiel positif (attire les électrons et repousse les ions). Une autre région cathodique (attire les ions et repousse les électrons) lorsque l'électrode joue le rôle d'une cathode. Dans cette région le potentiel est négatif par rapport au volume du plasma. Dans les gaines, le champ électrique est plus intense ce qui provoque l'accélération des électrons, donc on peut avoir des phénomènes de collision inélastique (excitation ou ionisation) à cause du mouvement oscillatoire des électrons.

Il est clair que la différence entre l'acétylène et l'argon est l'intensité du champ électrique qui est plus importante dans le cas de l'argon. Ceci est corroboré par les maxima des coefficients d'ionisation qui sont plus élevés dans l'argon.

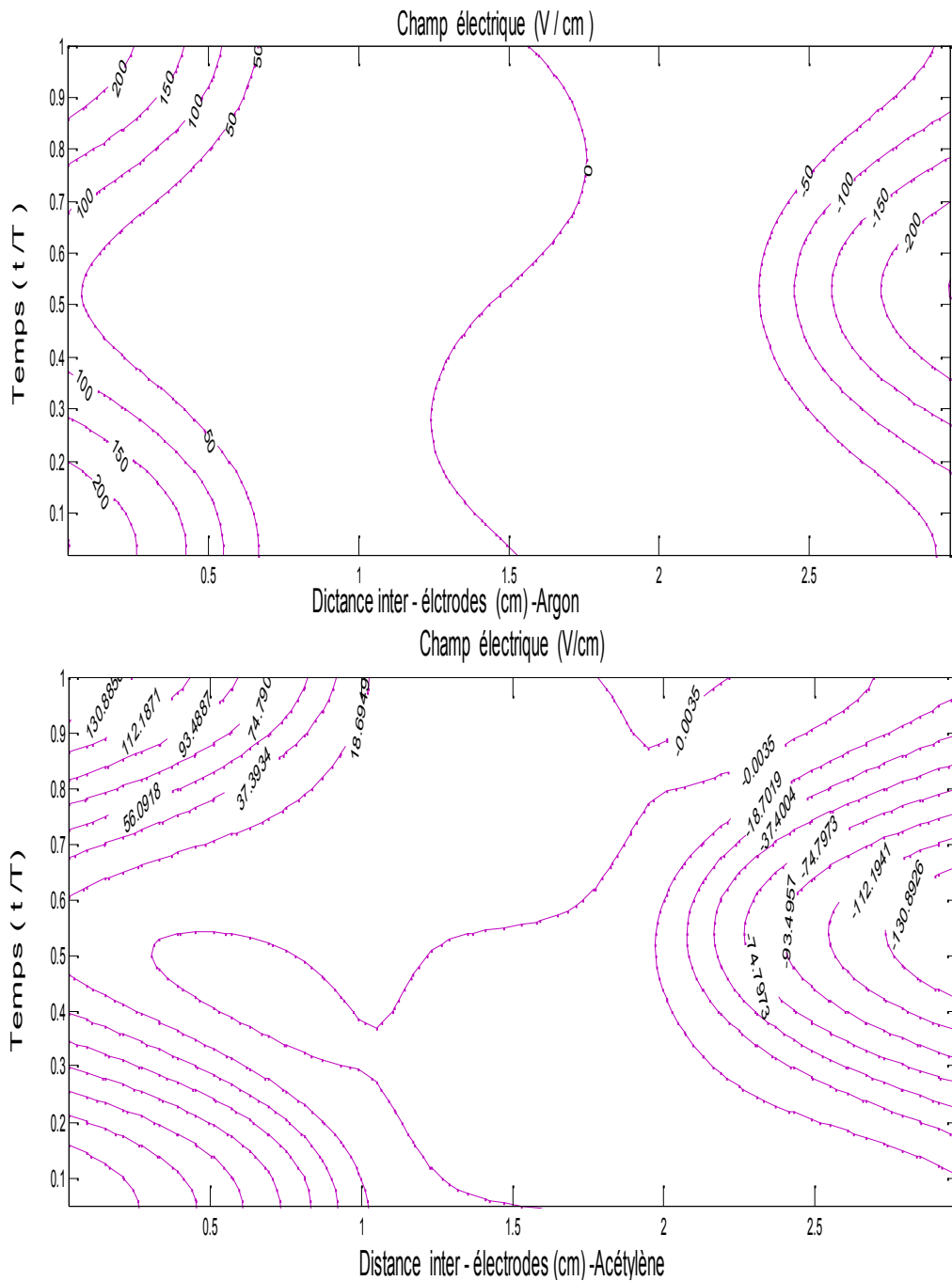


Figure III.5 : Variation spatio-temporelle du champ électrique

IV.6 Variation spatio-temporelle des coefficients d'ionisation et d'attachement

Les figures III.6 et III.7 illustrent les profils spatio-temporels 3D des coefficients d'ionisation et d'attachement. Ces figures sont données pour mieux illustrer ce qui a été discuté

précédemment. On constate que pour les deux gaz, l'ionisation présente des pics près des électrodes avec un pic plus étalé près de l'électrode RF. Pour l'attachement électronique en volume (figure III.7), on constate qu'il est plus important à tout instant dans la décharge d'acétylène. Nous avons négligé le coefficient d'attachement électronique de l'argon à cause de sa faible valeur comme il a été discuté dans la section précédente.

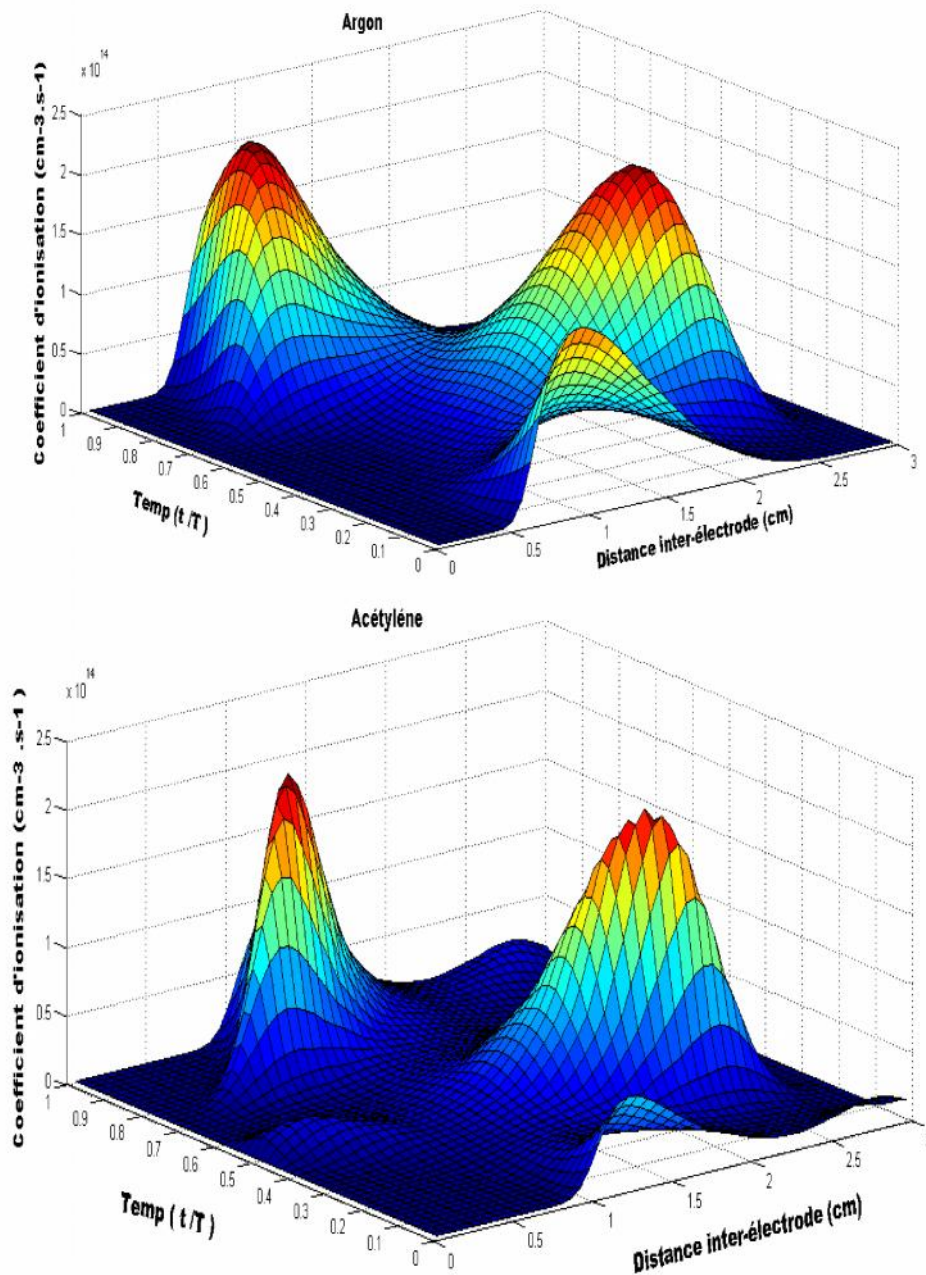


Figure III.6 : Coefficient d'ionisation des gaz étudiés.

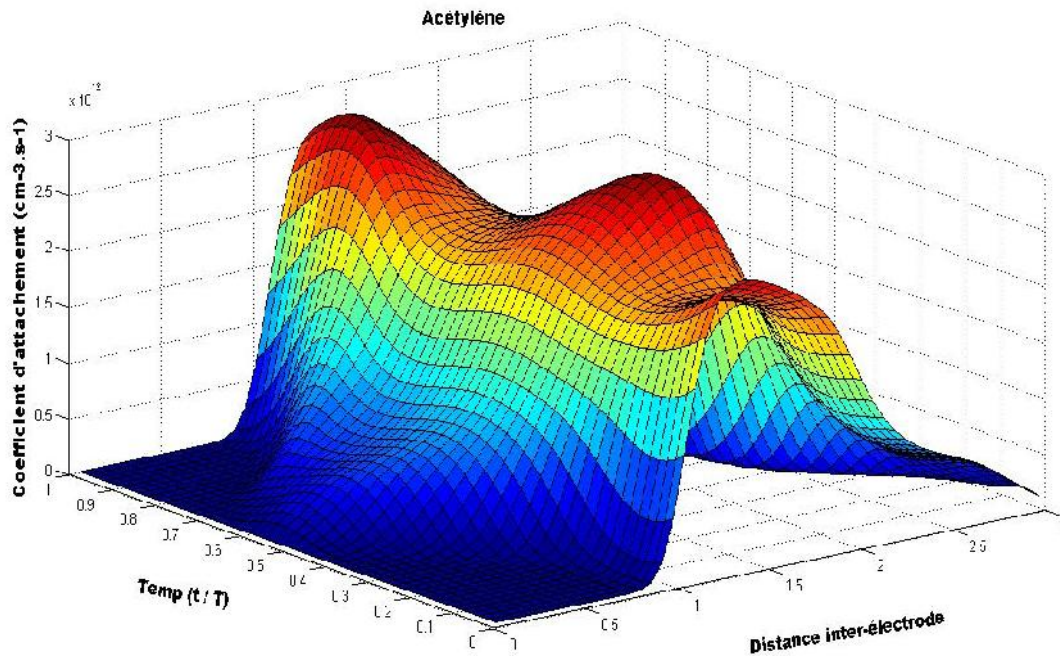


Figure III.7 : Coefficient d'attachement électronique pour d'acétylène.

V. Étude paramétrique

V.1 Influence de la fréquence

On sait que les électrons oscillent dans l'interface plasma-gaine. Cette oscillation provoque l'ionisation et l'entretien du plasma. L'augmentation de la fréquence induit une augmentation de la densité (figure III.8). Dans le cœur d'un plasma électropositif (argon) basse pression, le champ électrique est faible en comparaison au champ dans les gaines, ce champ permet principalement de chauffer les électrons (régime α). Par contre, dans un gaz électronégatif les pertes électronique en volume sont très importantes ; soit par recombinaison ou soit par attachement électronique, le champ aussi est plus élevé et fournit donc une énergie suffisante pour ioniser le plasma. À plus forte fréquence du champ électrique, un courant ionique arrive sur l'électrode et provoque l'émission secondaire (régime γ). On constate que

les décharges radiofréquences à couplage capacitif se caractérisent par l'existence de deux régime de fonctionnement que sont le régime α et le régime γ . On notera qu'on ne peut mener d'étude dans le régime γ avec la version actuel du code SIGLO-RF car il ne permet pas de tenir compte de l'émission secondaire d'où la limite de la fréquence d'excitation.

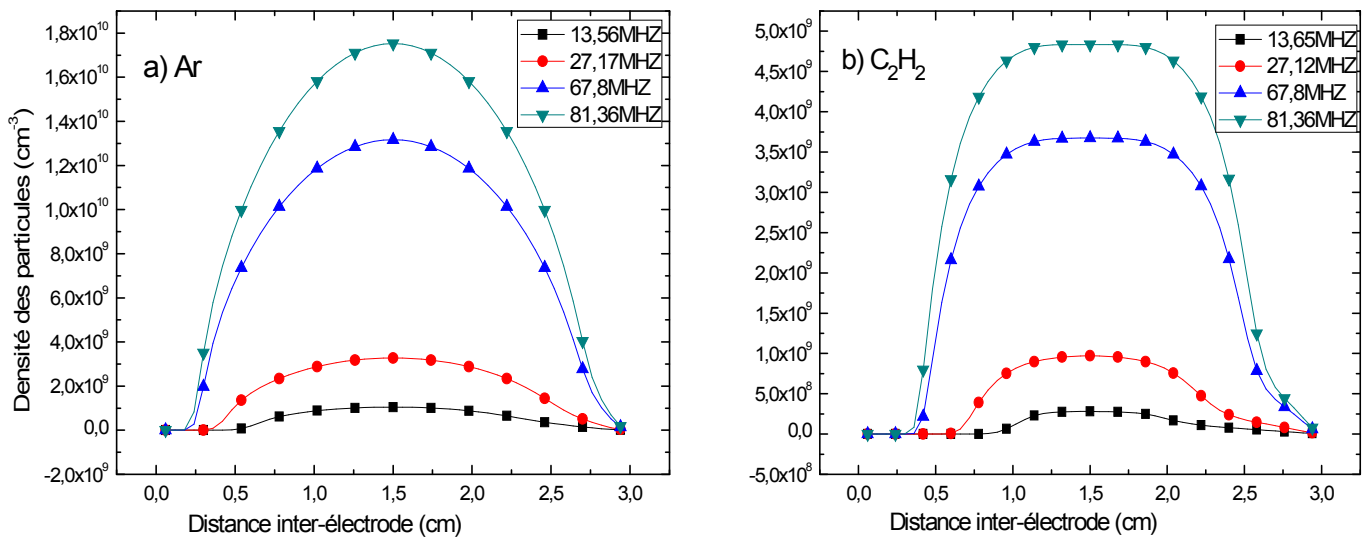


Figure III.8 : Évolution spatiale de la densité électronique en fonction de la fréquence

V.2 Influence la distance inter- électrode

La figure III.9 représente l'évolution de la densité des particules chargées en fonction de la distance inter-électrode. On remarque d'emblée que l'épaisseur des gaines n'est guère influencée par la distance inter-électrode et garde une valeur constante estimée à 1 cm. L'augmentation de la distance inter-électrode pour une fréquence constante (13.56MHz), a pour effet d'élargir la colonne positive. On constate que la densité d'ions positifs est proportionnelle à la distance inter-électrode alors que la densité électronique évolue dans le rapport inverse. On peut expliquer ce comportement par l'accroissement de l'attachement électronique tout en ayant une exaltation du processus d'ionisation.

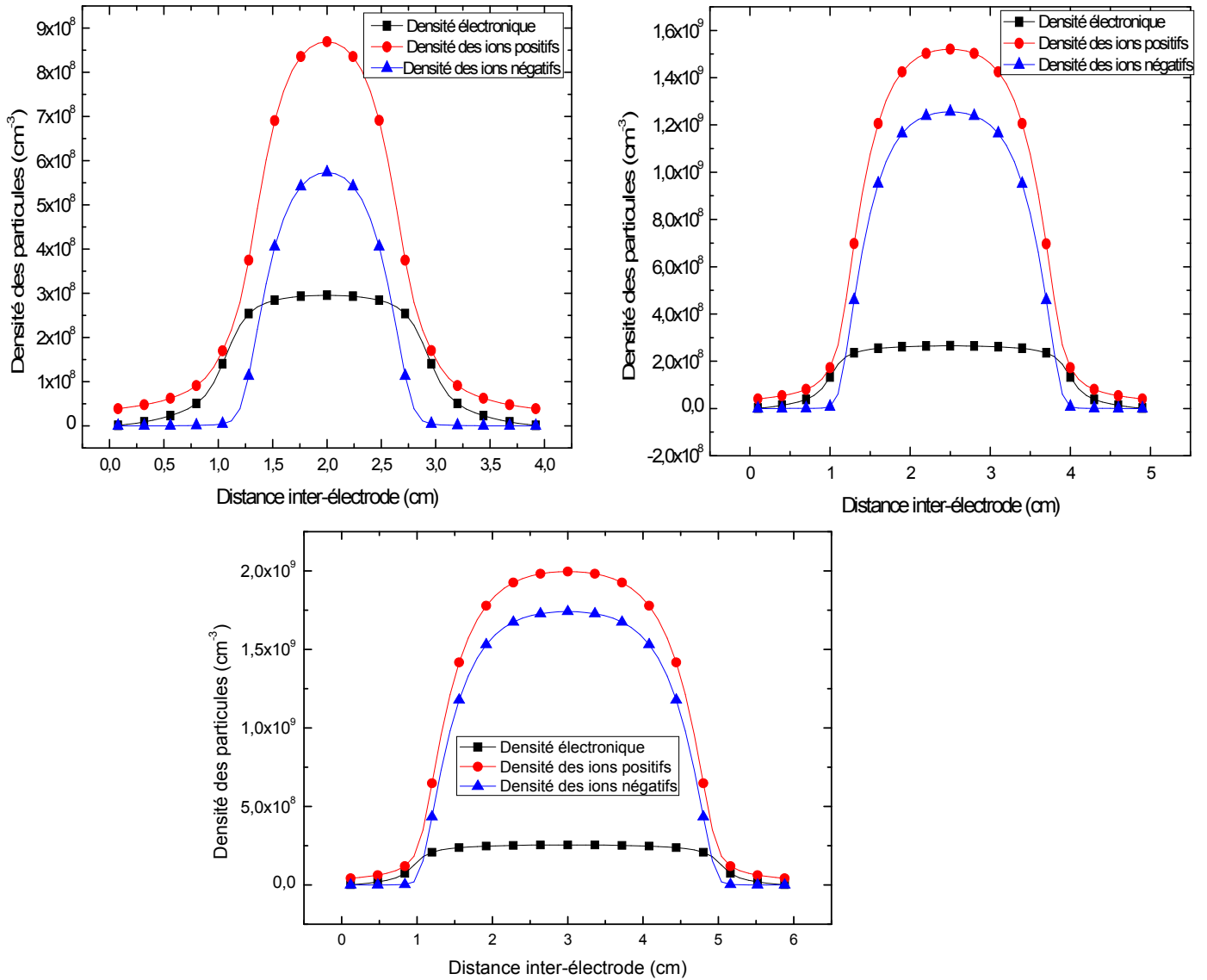


Figure III.9 : Densité électronique en fonction de distance inter-électrode

VI Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résultats obtenus et leurs interprétations. L'utilisation du code Bolsig+ qui repose sur la résolution numérique de l'équation de Boltzmann ainsi qu'un choix d'un jeu de sections efficaces approprié nous a permis d'évaluer

les coefficients de transport et les différentes mobilités. Ces résultats sont ensuite utilisés comme données de base à injecter dans le code Siglo-rf qui résout les équations fluides du plasma. Les résultats obtenus montrent que la variation de la densité électronique est affectée par l'évolution temporelle du champ électrique. Ainsi nous avons constaté qu'elle est constante dans le volume de la décharge et est modulée près des gaines par suite de la contraction et de l'expansion de celles-ci. Les densités ioniques par contre sont peu affectées par l'évolution du champ électrique et leurs profils restent globalement constants en régime stationnaire. Les Coefficients d'ionisation exhibent des valeurs importantes en lisière de gaines que nous avons expliquées par un dépôt d'énergie plus important dans cette région. Nous avons également montré que même en présence de l'attachement électronique (acétylène) le mécanisme de perte de charges est dominé par la diffusion ambipolaire.

L'étude paramétrique que nous avons réalisée a montré que la fréquence du potentiel appliqué influe directement sur la densité électronique qui devient plus importante à haute fréquence, par contre l'épaisseur des gaines est inversement proportionnelle à la fréquence. La variation de la distance inter-électrode pour une fréquence donnée, favorise l'attachement électronique alors que l'épaisseur des gaines n'est guère influencée.

Conclusion générale

Nous avons entamé ce travail par une revue bibliographique sur la modélisation unidimensionnel d'une décharge excitée RF à couplage capacitif basse pression

Les résultats obtenus nous ont permis de mieux comprendre le fonctionnement de ce type de décharges électriques et de distinguer la différence de comportement selon que le gaz utilisé est atomique ou moléculaire ou encore de nature électropositif ou électronégatif, et les principaux résultats obtenus sont :

La chute du potentiel électrique a lieu principalement dans les gaines alors qu'elle est relativement constante dans le volume du plasma, ce qui engendre un champ électrique très variable dans les gaines et constant avec de faibles valeurs dans le volume.

Le mouvement de contraction et d'expansion des gaines suit la modulation du champ électrique.

Le dépôt d'énergie est maximal en lisière de gaines.

La densité électronique varie instantanément avec le champ électrique. Par contre, les densités ioniques suivent le champ effectif moyen d'où des profils constants pour toutes les phases du signal d'excitation.

Le courant total de décharge est principalement capacitif sur les électrodes et de conduction dans le volume de la décharge.

Les taux d'ionisation obtenus laissent clairement envisager que le gain d'énergie est plus important près des gaines.

La perte de charge est essentiellement due à la diffusion ambipolaire.

La fréquence du potentiel appliqué est proportionnelle à la densité électronique et inversement proportionnelle à l'épaisseur des gaines.

La variation de la distance inter-électrode pour une fréquence donnée, favorise l'attachement électronique mais ne présente aucun effet sur l'épaisseur des gaines.

Bibliographie

- [1] L.Rezeau et G. Belmont, « Quelques propriétés des plasmas », (2007).
- [2] A. Mezeghrane, thèse de doctorat, Université de Tizi-Ouzou, Algérie 2010.
- [3] A. Slim, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse, France (2011).
- [4] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, « Principe of plasmas discharges and material processing », John Wiley & sons Inc, New York (1994).
- [5] A. Pointu, J. Jolly, J. Perrin, «Technique d'ingénieur », plasmas froids de décharge-propriétés électriques, (2012).
- [6] D. Benyoucef, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse, France (2011).
- [7] M. Moissan, J. Pelletier ; Physique des plasmas collisionnels ; Application aux décharges haute fréquence, Collection Grenoble Science, 2006
- [8] P. Fauchais, « Gaz ionisés et plasma »
- [9] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, Plasma Sources Sci. Technol. 14 (2005) 722–733.
- [10] M. H. Baghli¹, B. Benyoucef¹ et K. Hassouni, Revue des Energies Renouvelables. (2007) 135 – 144.
- [11] W. L. Morgan and B. M. Penetrante, Computer Physics Communications 58 (1990) 127-152.
- [12] J.P Boeuf and L.C Pitchford, phys. Rev. E51, 1376(1995 a).
- [13] Bolsig website: <http://www.lxcat.laplace.univ.tls.fr/>.
- [14] M. Calafat, de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse, France (2008).