

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR**  
**ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**



N° d'ordre :.....

Série :.....

**Université Mohammed Seddik**  
**BENYAHIA - Jijel**  
**Faculté des Sciences et de la Technologie**  
**Département : Electrotechnique**

**Thèse Présentée**

Pour l'obtention du Diplôme de Doctorat en Sciences  
Spécialité : Electrotechnique

Par :

**Keltoum BOUHERINE**

**Thème :**

**Modélisation et Simulation des Phénomènes**  
**Magnétohydrodynamique et Thermique d'un Plasma Micro-Onde**

Soutenue le : 25/01/2018, Devant le Jury composé de :

Mr. Moussa LEFOUILI	Professeur	Université de Jijel	Président
Mr. Ammar TIBOUCHE	Professeur	Université de Jijel	Rapporteur
Mr. Nabil IKHLEF	Professeur	Université de Jijel	Co-rapporteur
Mr. Soury Mohamed MIMOUNE	Professeur	Université de Biskra	Examineur
Mr. Lotfi ALLOUI	Professeur	Université de Biskra	Examineur

# LISTE DES TRAVAUX CONCERNANT LA THESE

## Publication internationale

K. Bouherine, A. Tibouche, N. Ikhlef, O. Leroy. **3-D Numerical Characterization of a Microwave Argon PECVD Plasma Reactor at Low Pressure**. IEEE Transactions on Plasma Science, 0093-3813, Novembre 2016.

## Conférences internationales

- K. Bouherine, A. Tibouche, N. Ikhlef, and O. Zaimen. **Axis-Symmetric Electromagnetic Modeling of Microwave Plasma Torch**. Proceedings of The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy, Septembre 2013.
- K. Bouherine, A. Tibouche, M. Labiod, N. Ikhlef. **Magnetohydrodynamic Modeling of Microwave Plasma Axial Injection Torch**. International Middle East Plasma Science (IMEPS), Antalya-Belek, Turkey, 23-25 April 2014.
- K. Bouherine, A. Tibouche, M. Labiode, N. Ikhlef, and O. Leroy. **Modelling of Tridimensional Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition Reactor at 2.45 GHz**. 42<sup>nd</sup> IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS), Antalya-Belek, Turkey, IEEE Explores, 24-26 Mai 2015.
- Keltoum Bouherine, Tibouche Ammar, Labiode Mokhtar, and Ikhlef Nabil. **Electromagnetic Modeling of Microwave Plasma Reactor**. CISTEM'16, II International Conference on Electrical Sciences and Technologies, Marrakesh, Morocco, 26-28 October 2016.

## *Dédicace*

*Je dédie ce travail :*

*A mes parents*

*A mes frères et mes sœurs*

## Remerciements

Avant tout je remercie dieu tout puissant de m'avoir donné la santé, le courage, la volonté et la puissance pour bien mené à terme ce présent travail.

Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance envers mon directeur de thèse, Ammar TIBOUCHE, pour ses conseils et encouragements, et pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces années de thèse tout en me laissant une grande liberté.

Je remercie également Nabil IKHLEF, pour m'avoir co-encadré ce travail, pour que ses remarques pertinentes et constructives.

Je remercie Moussa LAFOUILI de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury. Merci également à Sourî Mohamed MIMOUNE et Lotfi ALLOUI qui ont accepté d'être membres du jury et examinateurs de mon travail.

Je remercie également Olivier LEROY, chargé de recherche au laboratoire de physique des gaz et des plasmas (LPGP), de m'avoir accueilli dans son laboratoire durant un séjour scientifique d'un mois et pour ses explications.

# Table des Matières

---

<b>Introduction Générale</b>	1	
<b>Chapitre 1. Généralités sur les Plasmas Micro-Ondes</b>		
1.1	Définitions	7
1.2	Génération d'un Plasma	7
1.3	Grandeurs Caractéristiques des Plasmas	8
1.3.1	Densités des Espèces	8
1.3.2	Degré d'Ionisation	9
1.3.3	Température du Plasma	9
1.3.4	Longueur de Debye	10
1.3.5	Fréquence Plasma	10
1.3.6	Potentiel Plasma	11
1.3.7	Gaine Electrostatique	11
1.4	Classification des Plasmas	11
1.4.1	Plasmas à l'Equilibre Local Thermodynamique	12
1.4.2	Plasmas hors Equilibre Local Thermodynamique	13
1.5	Principe d'une Décharge Electrique	14
1.6	Plasmas Induits par Micro-Ondes	15
1.6.1	Intérêts des Décharges Micro-Ondes	16
1.6.2	Plasmas Générés par des Ondes de Surface (POS)	16
1.7	Classification des Plasmas Micro-Ondes	18
1.7.1	Plasmas Microstrip	18
1.7.2	Torche à Plasmas Micro-Ondes à la Pression Atmosphérique	19
1.7.2.1	Torches Métalliques	20
1.7.2.2	Torches Semi-Métalliques	20
1.7.2.3	Torche Micro-Onde à Injection Axiale (TIA)	23
1.7.2.4	Applications Torche Micro-Onde à Injection Axiale	25
1.7.3	Réacteurs Micro-onde à Pression Réduite	26
1.7.3.1	Dépôt par Voie Chimique Assisté par Plasma PECVD	26
1.7.3.2	Réacteurs PECVD Micro-Ondes	28
1.7.3.2.1	Description du Réacteur PECVD Existant au LPGP	29
1.8	Conclusion	31
	Bibliographie	32

## **Chapitre 2. Modèles Mathématiques du Plasma Micro-Onde**

2.1	Modèles Mathématiques du Plasma Micro-onde	39
2.1.1	Modèle Électromagnétique	39
2.1.1.1	Équations de Maxwell	39
2.1.2	Modèle Hydrodynamique	43
2.1.2.1	Équations de Navier-Stokes	44
2.1.2.2	Équation de l'Énergie	45
2.1.3	Modèle Plasma	47
2.1.3.1	Équations du Transport d'Espèces du Plasma	47
2.1.3.2	Réactions Prises en Compte dans le Modèle Plasma	50
2.1.4	Récapitulation	51
2.2	Algorithme de Calcul	52
2.3	Méthodes de Résolution des Equations du Plasma Micro-Onde	53
2.3.1	Méthode des Différences Finies	54
2.3.2	Méthode des Eléments Finis	54
2.3.3	Méthode des Volumes Finis	54
2.4	Code de Calcul : COMSOL Multiphysics	54
2.5	Conclusion	55
	Bibliographie	56

## **Chapitre 3. Modélisation d'une Torche à Plasma Micro-Onde TIA à la Pression Atmosphérique**

3.1	Description de la Torche à Plasma Micro-Onde à Modéliser	61
3.2	Modèle Mathématique et Procédure de la Résolution	62
3.3	Résolution du Problème Electromagnétique	63
3.3.1	Conditions aux Limites	63
3.3.2	Maillage du Domaine de Résolution	64
3.3.3	Résultats et Discussion	65
3.3.3.1	Champ Electricque	65
3.3.3.2	Effet de la Puissance Micro-Onde Injectée	69
3.4	Etude du Couplage du Modèle Électromagnétique et Plasma	70
3.4.1	Conditions aux Limites et Initiales	70
3.4.2	Résultats et Discussions	72

3.4.2.1	Répartition du Champ Electrique	72
3.4.2.2	Paramètres du Plasma	75
3.5	Etude Hydrodynamique	79
3.5.1	Conditions aux Limites	79
3.5.2	Vitesse d'Écoulement du Gaz Plasmagène	80
3.6	Conclusion	82
	Bibliographie	83

## **Chapitre 4. Application 2 : Réacteur PECVD à Plasma Micro-Onde à Basse Pression**

4.1	Modèle Géométrique du Réacteur PECVD	86
4.2	Étude Électromagnétique	87
4.2.1	Étude Électromagnétique sans Plasma	87
4.2.1.1	Conditions aux Limites	88
4.2.1.2	Maillage du Domaine d'Etude	88
4.2.1.3	Résultats et Discussion	89
4.2.1.4	Effet de la Puissance Micro-Onde	94
4.2.2	Modèle Électromagnétique Couplé au Modèle du Plasma	95
4.2.2.1	Conditions aux Limites et Initiales	95
4.2.2.2	Résultats et Discussion	96
4.2.2.3	Effet de la Pression sur les Paramètres du Plasma	111
4.3	Étude Hydrodynamique	112
4.3.1	Définition du Domaine d'Etude	112
4.3.2	Condition aux Limites	113
4.3.3	Résultats et Discussions	113
4.3.3.1	Effet du Débit de Gaz Plasmagène sur la Vitesse	116
4.4	Étude magnétohydrodynamique et Thermique	116
4.4.1	Condition aux Limites	117
4.4.2	Résultats et Discussions	117
4.5	Conclusion	120
	Bibliographie	121

## **Conclusion Générale** 122

<b>Annexe I</b>	Propagation d'une Ondes EM Dans un Guide d'Ondes à Section Rectangulaire	124
<b>Annexe II</b>	Superposition des Ondes Incidente et Réfléchie	126
<b>Annexe III</b>	Propagation d'une Onde de Surface dans une Structure à Symétrie Cylindrique	128

# LISTE DES FIGURES

---

Figure 1.1	Schéma de la différence entre gaz neutre et plasma.	07
Figure 1.2	Classification des plasmas (température électronique en fonction de la densité électronique).	12
Figure 1.3	Evolution des températures avec la pression dans un plasma d'arc de mercure.	13
Figure 1.4	Fréquence des électrons et des ions dans les plasmas froids.	14
Figure 1.5	Schéma de l'enceinte servant à entretenir un POS.	17
Figure 1.6	Applicateur micro-ondes à onde de surface de type Surfaguide.	17
Figure 1.7	Exemples de micro-décharges micro-ondes: Résonateur microstrip à anneau fendu.	19
Figure 1.8	Schémas des torches plasma micro-onde d'applicateur d'onde avec [4] : (a) guide surfaguide ; (b) guide surfatron.	21
Figure 1.9	Schéma de la torche plasma pulsée.	22
Figure 1.10	Source Cyrannus®I (Iplas, Allemagne).	22
Figure 1.11	Schéma de la TIA (a) et zones du plasma produit par la TIA (b).	23
Figure 1.12	Schémas de torches métalliques : Jet Microplasma.	24
Figure 1.13	Photo de la torche plasma micro-onde conçue par au LPGP ; a) des divers éléments du montage expérimental, b) flamme du plasma	25
Figure 1.14	Schéma de principe de dépôt.	27
Figure 1.15	Photos du réacteur PECVD conçu au laboratoire (LPGP).	29
Figure 2.1	Schéma de simulation, basé sur le couplage de trois modules : un module électromagnétique, un module hydrodynamique et un module plasma.	52
Figure 3.1	Géométrie de la torche TIA adoptée.	62
Figure 3.2	Maillage adopté pour résoudre le module EM sans plasma.	65
Figure 3.3	Distribution 3D des contours du champ électrique dans le domaine sans plasma. (a) dans tous le domaine, (b) zoom dans la torche et le coaxial.	
Figure 3.4	Distribution 2D des contours du champ électrique dans le dispositif micro-onde. (a) Plan (xz) à $y = 0$ mm, (b) Plan (yz) à $x = 0$ mm, et (c) Plan (yz) à l'entrée des micro-ondes ( $x = -0.098$ mm).	66
Figure 3.5	Norme du champ électrique en (V/m) du plan (x,y) pour différentes valeurs de z : - 47 mm (a), 0 mm (b) et 100 mm (c).	67
Figure 3.6	Profil radial de la norme du champ électrique et ses composantes.	68
Figure 3.7	Profil axial de la norme du champ électrique et ses composantes.	69
Figure 3.8	Norme du champ électrique $ E $ pour différente puissance micro-onde injectée.	69



Figure 3.9	Maillage du domaine de résolution et conditions aux limites pour l'étude avec plasma.	71
Figure 3.10	Distribution du champ électrique en (V/m) (a), zoom (b).	72
Figure 3.11	Distribution bidimensionnelle du champ magnétique en (A/m).	73
Figure 3.12	Profil axial de la norme du champ électrique (a) et ses composantes (b), (c).	74
Figure 3.13	Profil radial de la norme du champ électrique et ses composantes.	75
Figure 3.14	Distribution bidimensionnelle de la densité électronique ( $m^{-3}$ ) (a), zoom (b).	76
Figure 3.15	Distribution bidimensionnelle de la température d'électron (V) (a), zoom (b).	77
Figure 3.16	Profil radial à $z = 2$ mm (a) et axial à $r = 2$ mm (b) de la densité électronique.	78
Figure 3.17	Profil radial à $z = 2$ mm (a) et axial à $r = 2$ mm (b) de la de la température électronique.	78
Figure 3.18	Maillage du domaine de résolution pour le modèle hydrodynamique.	79
Figure 3.19	Isovaleurs de la norme de la vitesse d'écoulement du gaz.	80
Figure 3.20	Profil radial dans (a) (à $z = 0$ mm), et axiale dans (b) ( $r = 0$ mm) de vitesse d'écoulement du gaz plasmagène.	81
Figure 3.21	Distribution 2D Coupe (yz) des vitesses d'écoulement du gaz pour différentes valeurs de débit : (a) 5 L/min, (b) 20 L/min, et (c) 200 L/min.	82
Figure 4.1	Modèle géométrique du réacteur plasma micro-onde PECVD.	87
Figure 4.2	Maillage du domaine d'étude.	88
Figure 4.3	Distribution tridimensionnelle du champ électrique en (V/m).	89
Figure 4.4	Distribution du champ électrique dans le réacteur micro-onde, (a) Coupe (xy) à $z = 0$ mm, (b) Coupe (zx) à $y = 0$ mm.	90
Figure 4.5	Variations du champ E (V/m) dans le plan (x,y) pour différentes valeurs de z : 10 mm (a), 40 mm (b) et 320 mm (c).	91
Figure 4.6	Profil radial de la norme du champ électrique.	92
Figure 4.7	Variation axiale de la norme du champ électrique.	92
Figure 4.8	Champ magnétique en (A/m) dans le plan (x,y) à $z = 0$ mm.	93
Figure 4.9	Variations dans le plan (x,y) du module des courants induits en ( $A/m^2$ ).	94
Figure 4.10	Norme du champ électrique $ E $ pour différente puissance micro-onde injectée	94
Figure 4.11	Maillage du domaine simulé du réacteur PEVCD.	96
Figure 4.12	Evolution temporelle de paramètres du plasma.	97
Figure 4.13	Evolution temporelle du champ et potentiel électriques.	97
Figure 4.14	Distribution de la norme du champ électrique micro-onde : (a) en tridimensionnelle et (b) en bidimensionnelle du plan (x,y) pour $z = 0$ .	99
Figure 4.15	Profil radial de la norme et des composantes du champ électrique HF en présence du plasma.	100

Figure 4.16	Distribution axiale du champ électrique (a) et ses composantes (b et c) en présence du plasma.	101
Figure 4.17	Distributions dans le plan (x,y) de la norme du champ électrique statique et ses composants en (V/m) pour $z = 0$ .	102
Figure 4.18	Distribution radiale des composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique statique.	103
Figure 4.19	Profil axial des composantes radiale (a) et axiale (b) du champ électrique statique.	103
Figure 4.20	Profile radial pour $z = 0$ mm de la norme du champ et potentiel électrique.	104
Figure 4.21	Profile axial pour $r = 0$ de la norme du champ et potentiel électriques.	105
Figure 4.22	Distribution spatiale de la densité électronique en $m^{-3}$ (a), le potentiel électrique en V (b) et la température électronique en eV (c).	106
Figure 4.23	Profils Axial (a) et radial (b) de la densité et la température électroniques du plasma.	108
Figure 4.24	Distribution bidimensionnelle de densités d'espèces d'argon en ( $m^{-3}$ ); ions $Ar^+$ (a), atomes Ar (b), et métastables $Ar^*$ (c).	109
Figure 4.25	Profile axial des densités des espèces : (Ar, $Ar^+$ , et $Ar^*$ ).	110
Figure 4.26	Profile radial des densités des espèces : (Ar, $Ar^+$ , et $Ar^*$ ).	110
Figure 4.27	Effet de la pression d'argon sur la densité électronique (a) et la température électronique (b).	111
Figure 4.28	Modèle géométrique et maillage du domaine.	112
Figure 4.29	Trajectoire du gaz dans le réacteur.	113
Figure 4.30	Variation de la vitesse en (m/s) dans le plan (x,y) pour différentes valeurs de $z$ : 290 mm (a), 150 mm (b), et 00 mm (c).	114
Figure 4.31	Profil axial de la composante axiale de vitesse.	115
Figure 4.32	Variations de la pression en atm dans le plan (x,y) pour différentes valeurs de $z$ : 290 mm (a), 150 mm (b), et 00 mm (c).	115
Figure 4.33	Influence du débit du gaz sur la vitesse d'écoulement.	116
Figure 4.34	Distribution bidimensionnelle de : champ électrique haute fréquence en (V/m) (a), densité d'électron en ( $m^{-3}$ ) (b), température électronique en (eV) (c), et vitesse d'écoulement en (m/s) (d).	117
Figure 4.35	Variation de la température du gaz en (K) dans le plan (x,z) à $y = 0$ .	118
Figure 4.36	Variations radiale et axiale de la température du gaz.	119
Figure I.1	Représentation schématique du guide rectangulaire.	124
Figure III.1	Schéma de la structure de propagation d'une onde de surface entretenant un plasma.	128

## LISTE DES TABLEAUX

---

Tableau 2.1	Paramètre de décharge micro-onde.	43
Tableau 2.2	Masse, paramètres de Lennard-Jones et viscosité (à 1000 K) de l'argon.	45
Tableau 2.3	Propriétés thermiques et fréquences de collision de l'argon.	46
Tableau 2.4	Réactions prises en compte dans le modèle.	51
Tableau 3.1	Caractéristiques électromagnétique de différentes régions de la torche TIA.	63
Tableau 4.1	Valeurs des caractéristiques physiques des régions du réacteur.	88

## Introduction Générale

---

La majeure partie de la matière visible présente dans l'univers, en termes de volume ou de masse, est sous forme plasma. En effet, le soleil ainsi que les autres étoiles, mais également la matière interstellaire et les atmosphères des planètes et des comètes sont des plasmas [1]. En revanche, il n'y a que peu de plasmas naturels sur terre hormis les flammes, la foudre ou bien les aurores boréales. Néanmoins, la création artificielle de plasmas est largement développée dans de nombreux domaines du fait de leur fort potentiel en termes d'applications technologiques [1].

Le plasma est un gaz qui a été soumis à une quantité d'énergie suffisante pour arracher les électrons de leurs atomes (phénomène d'ionisation). On crée ainsi des particules chargées négatives (électrons) et positives (ions issus de l'ionisation) dans le plasma. Cette caractéristique fait que le plasma se comporte différemment d'un gaz neutre en présence de champs électriques et/ou magnétiques [2]. C'est un milieu énergétique, conducteur et globalement neutre dans lequel les différentes espèces sont en interaction les unes avec les autres [3].

Pour générer et maintenir un plasma, il est nécessaire d'appliquer l'énergie nécessaire pour produire l'ionisation d'au moins quelques uns des atomes ou molécules du gaz plasmagène. Il existe de nombreux systèmes de génération de plasmas de laboratoire [4] (décharges DC, RF ou MO). Du plasma en équilibre au plasma hors équilibre, de la basse pression ( $< 10^{-2}$  Pa) jusqu'à plusieurs atmosphères, chaque type de décharges a un intérêt potentiel spécifique [3].

Les décharges micro-ondes sont les décharges électriques générées par les ondes électromagnétiques dont la fréquence dépasse 300 MHz. Les longueurs d'onde utilisées des micro-ondes sont comprises entre des millimètres et plusieurs dizaines de centimètres et doivent correspondre aux fréquences micro-ondes autorisées pour des applications industrielles et médicales. On note ici que, d'après Yu.A. Lebedev [5], la fréquence 2.45 GHz est la plus couramment utilisée [5].

Le point de départ du développement du plasma induit par les micro-ondes (MIP) a été fortement couplé avec les succès de la technique radar [5]. Les commutateurs d'antenne sont les dispositifs à plasma de décharge de gaz micro-ondes qui utilisent l'impulsion micro-onde de haute puissance pour la génération de plasma pour éviter les dommages du

récepteur à micro-ondes à faible signal au moment du passage de cette impulsion par le circuit micro-onde. Le développement ultérieur de la technique des micro-ondes a créé les conditions préalables nécessaires aux dispositifs micro-ondes d'application dans différents domaines scientifiques et techniques et en particulier pour la production de plasma à décharge de gaz [5].

Le plasma micro-onde peut être généré à des pressions de  $10^{-5}$  Torr jusqu'à la pression atmosphérique à des puissances incidentes comprises entre plusieurs watts et des centaines de kW dans les petites ou grandes chambres, y compris l'espace libre. La puissance absorbée par le plasma peut être suffisamment élevée et peut atteindre 90% de la puissance incidente [5]. Pour différentes applications, les décharges micro-ondes sont largement utilisées pour la production de plasma quasi-équilibré et non équilibré. De ce fait, les technologies plasma trouvent leur application dans de nombreux domaines : les lasers à décharge gazeuse (génération du milieu actif), les sources lumineuses, la chimie plasmatique, la chimie analytique, la création de zones ionisées artificielles dans l'atmosphère [5], traitements et revêtements de surfaces, destruction de déchets, traitements d'effluents gazeux, synthèse chimique, usinage... [6].

Les plasmas peuvent être classés en deux catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids [1]. Les plasmas chauds (naturels et de laboratoire) sont généralement totalement ionisés. Par contre, les plasmas froids, appelés également plasmas non-thermiques, sont partiellement ionisés et hors équilibre thermodynamique. Au sein de ces plasmas froids, nous pouvons aussi distinguer deux catégories en fonction de la pression de travail. A basse pression, la décharge est diffusée et dite luminescente ; le plasma occupant uniformément le volume disponible. Et du fait de leur homogénéité sur de grands volumes, les plasmas à basse pression sont utilisés pour l'éclairage mais également pour la gravure ou le dépôt en micro-électronique (réacteurs PECVD). En ce qui concerne les plasmas froids à haute pression, ils sont le siège de processus radiatifs et collisionnels entraînant ainsi un milieu hautement réactif qui contient des particules chargées, des espèces excitées, des radicaux et des photons. En plus de leur forte réactivité, les plasmas à haute pression permettent de s'affranchir d'un système de pompage, généralement lourd à mettre en place et encombrant [1].

Les théories et les modèles mathématiques décrivant les plasmas font appel à de nombreux domaines de la physique : la théorie cinétique des gaz, la physique statistique,

l'hydrodynamique, la physique atomique et moléculaire... [2]. Malgré la différence entre fluides et plasmas, ils présentent des comportements très semblables et peuvent s'étudier généralement dans le même cadre d'approximation, avec les mêmes outils.

Les équations sur lesquelles est fondé le modèle fluide des plasmas micro-ondes sont les équations de l'hydrodynamique auxquelles il faut toutefois ajouter les équations d'évolution du champ électromagnétique et les équations de transport des espèces du plasma. Ce modèle fluide suppose un plasma hors-équilibre thermodynamique, formé de deux groupes de particules, les électrons et les particules lourdes (les atomes et leurs ions) [7].

La nature des équations mathématiques couplées et découplées régissant les plasmas-ondes sont fortement non linéaires. Leur résolution par les méthodes analytiques classiques n'est plus possible. Donc on a recours à des méthodes numériques de résolution ou/et des logiciels appropriés pour ce genre de problèmes physiques. Le logiciel COMSOL, basé sur la méthode des éléments finis, est l'un des logiciels qui a connu une large utilisation dans ce domaine d'application. Ce logiciel multiphysiques, nous a offert donc la possibilité de résoudre les équations de la propagation d'onde HF, les équations de l'hydrodynamique, les équations de la thermique et les équations de transport des espèces du plasma ainsi que leur couplage. Le logiciel nous permet aussi de résoudre les problèmes en 1D, 2D ou 3D de dispositif torche-réacteur pour différents valeurs de paramètres de fonctionnement tel que la fréquence et la pression.

Dans ce travail de Doctorat, notre objectif principal est de modéliser et de caractériser les dispositifs à plasma micro-onde. Par la suite, nous allons passer aux différentes applications par simulation numérique. Pour cela, il sera intéressant de traiter, selon le volume et la pression de fonctionnement, différents dispositifs à plasma micro-onde. En particulier, la torche caractérisée par son petit volume à pression atmosphérique et le réacteur PECVD à pression réduite de grand volume.

La démarche utilisée pour atteindre notre objectif est la suivante :

Au chapitre premier, nous allons, tout d'abord, présenter quelques notions générales sur la physique des plasmas ; ses définitions, ses divers types, paramètres influençant et domaines d'application. Par la suite, nous allons consacrer notre présentation aux plasmas micro-ondes qui nous intéressent plus particulièrement. Cependant, nous allons exposer ses différents types selon leurs dimensions ou/et leurs pressions de fonctionnement. Cela bien évidemment pour bien monter, éclaircir et cerner l'origine des différents phénomènes liés

aux plasmas micro-ondes. Et d'indiquer alors les conditions nécessaires à ses manifestations.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter et détailler les grandes lignes de la modélisation de décharges micro-ondes et leurs équations mathématiques régissant les mécanismes de fonctionnement. Nous pouvons alors distinguer différents modèles mathématiques découplés à savoir le modèle électromagnétique basé sur les équations de Maxwell, le modèle hydrodynamique des équations de Navier-stokes et l'équation du bilan d'énergie, et le modèle plasma des équations de transport des espèces du plasma. Par la suite, nous verrons les modèles mathématiques magnétohydrodynamiques des phénomènes couplés qui caractérise réellement les plasmas micro-ondes. Cependant, nous montrons les différents paramètres d'entrée qui peuvent influencer ceux de sortie, suivant les applications en questions.

Une fois présenté les différents modèles mathématiques régissant les différents phénomènes physiques, nous allons passer aux différentes applications.

Le troisième chapitre est consacré alors à la première application aussi importante d'une torche à plasma micro-onde à injection axiale à la pression atmosphérique. Selon la bibliographie qui étudie cette application, les paramètres du plasma ont obtenue expérimentalement. Nous allons calculer les différentes grandeurs, ainsi que les paramètres du plasma (densité et température électroniques), qui caractérise le fonctionnement de la torche et comparer avec ceux obtenues expérimentalement par Gadonna [33] et Zhang [8]. Ainsi qu'une importance études paramétriques.

Le chapitre 4 est consacré à une deuxième application très importance, et il s'agit d'un réacteur à plasma micro-onde qui est totalement différent qu'une torche à plasma de l'application précédente, par son grand volume et sa pression réduite, cette application n'a que de résultats expérimentales. L'objectif de cette application consistant à déterminer toutes les grandeurs liées au fonctionnement de réacteur ; tels que le champ électrique, la vitesse d'écoulement du gaz, la densité et la température électronique du plasma. Nos résultats de simulations seront validés avec ceux trouvés pratiquement par Bechu [9]. Nos différents résultats seront justifiés, interprétés et commentés.

Enfin, Nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

## Bibliographie

---

- [1] Claudia Lazzaroni. Etude théorique et expérimentale d'une micro décharge à cathode creuse à pression intermédiaire dans l'argon. Thèse de Doctorat en physique, Ecole polytechnique, Paris, 11 Octobre 2010.
- [2] Mellhaoui Xavier. Mécanismes physico-chimiques dans le procédé de gravure plasma du Silicium. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université de d'Orléans, France, 24 Mai 2006.
- [3] Katell Gadonna. Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique. Thèse de Doctorat en Physique des plasmas, Université Paris Sud XI, 23 Avril 2012.
- [4] H Conrads and M Schmidt. Plasma generation and plasma sources. Plasma Sources Science & Technology, 9(4) :441-454, Novembre 2000.
- [5] Yu.A. Lebedev. Microwave discharges: generation and diagnostics. Journal of Physics: Conference Series 257 (2010) 012016, 25th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases-SPIG, 2010.
- [6] Claire Tendero. Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques. Thèse de Doctorat en Chimie et Chimie Physique, 18 Octobre 2005.
- [7] Kremena Makasheva. Modélisation des décharges électriques et son apport à l'amélioration des méthodes de diagnostic du plasma. Habilitation à diriger des recherches, université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2010.
- [8] Q. Zhang et. al. Measurement of the electron density in a microwave plasma torch at atmospheric pressure. Appl. Phys. Lett. 95, 2009.
- [9] Stéphane Bechu. Conception et étude d'un réacteur micro-onde pour le traitement ou le dépôt de grandes surfaces. Thèse de Doctorat, Université Paris sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1996.



# Chapitre 1

---

## Généralités sur les Plasmas Micro-Ondes

---

Les plasmas sont des milieux très actifs chimiquement. Selon leur mode d'excitation et leur puissance de travail, ils peuvent générer des températures basses (plasmas froids) ou des températures très élevées (plasmas chauds).

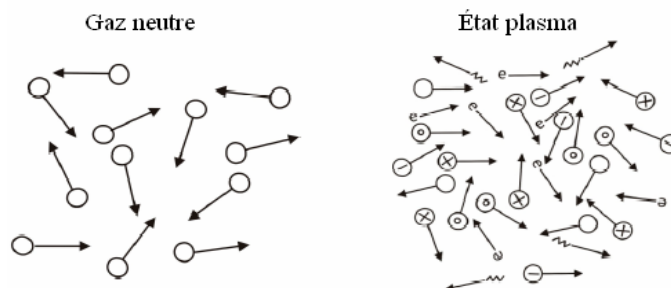
Dans ce chapitre on va commencer en premier lieu à définir les différents types de plasma existants d'une façon générale et ses générations. On va montrer aussi les différentes grandeurs caractéristiques qui décrivent le plasma. Notre présentation se focalise sur les plasmas micro-ondes, le plasma qui nous intéresse de plus. Alors, on va présenter les différents types de plasmas micro-ondes, leurs technologies et leurs applications. En plus, on donne quelques définitions sur les décharges micro-ondes, qui sont largement utilisées dans la génération des plasmas réactifs. En s'intéressant plus particulièrement aux torches à plasmas micro-onde à injection axiale (TIA) à pression atmosphérique, et les réacteurs pour dépôt par voie chimique assisté par plasma micro-onde (PECVD) à pression réduite.

## 1.1. Définitions

Le terme plasma a été introduit en 1928 par le physicien américain I. Langmuir (par analogie au plasma sanguin auquel le phénomène ressemblait visuellement) pour désigner, dans les tubes à décharges, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre [1] [2]. Par la suite, les propriétés uniques des plasmas ont amené les scientifiques à nommer le plasma comme le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques : solide, liquide, et gaz [3].

Un plasma est un gaz plus ou moins ionisé. Il forme plus de 99% de l'univers connu à l'heure actuelle [4]. Ils existent soit à l'état naturel (couronne solaire, soleil, intérieur des étoiles, ionosphère, intérieur des naines blanches...), soit en laboratoire où ils sont généralement produits par des décharges électriques [5].

Le plasma est constitué d'électrons, d'ions et de particules neutres à l'état fondamental et à l'état excité, ainsi que de photons (figure 1.1). Cependant, contrairement aux gaz, il comporte des porteurs de charges libres : il est donc électriquement conducteur [4].



**Figure 1.1.** Schéma de la différence entre gaz neutre et plasma.

## 1.2. Génération d'un Plasma

Pour produire un plasma en laboratoire, l'ionisation des atomes ou molécules est requise. L'ionisation se produit lorsqu'un atome ou une molécule reçoit assez d'énergie d'une source extérieure d'excitation ou via une collision avec une autre particule [3]. Cette énergie peut être soit thermique, soit apportée par un courant électrique ou un rayonnement électromagnétique [4].

Les plasmas décrits dans cette étude sont produits à partir d'énergie électrique : ce sont des plasmas de décharge micro-onde. Le champ électrique auquel est soumis le gaz fournit de l'énergie aux électrons qui sont les espèces chargées les plus mobiles. L'énergie électronique est ensuite transmise aux espèces neutres par collisions. Ces collisions électrons - neutres sont de deux types [4] [6]:

- Les collisions élastiques : elles ne changent pas l'énergie interne des neutres mais provoquent un très faible accroissement de leur énergie cinétique,
- Les collisions inélastiques : elles provoquent une modification de la configuration électronique des neutres. Leurs électrons transitent vers des niveaux d'énergie supérieurs. Il se forme alors des espèces excitées voire des ions si les collisions sont suffisamment énergétiques.

La plupart des états excités ont une durée de vie très courte : ils se dés excitent par émission d'un photon. Les métastables sont également des états excités mais ils possèdent une très faible probabilité de se dés exciter par émission de photon. Ils se dés excitent plutôt en cédant leur énergie au cours de collisions : de ce fait leur durée de vie est plus élevée [4].

### **1.3. Grandeurs Caractéristiques des Plasmas**

Plusieurs grandeurs physiques sont définies dans la suite pour caractériser les plasmas entre eux. De fait, les plasmas peuvent être très différents les uns des autres et leurs propriétés également (pression, température, densité...) [1].

#### **1.3.1. Densités des Espèces**

La densité d'une espèce donnée représente le nombre de particules contenues en moyenne par unité de volume autour d'un point donné de l'espace et à un instant donné.

Les densités sont souvent exprimées par  $\text{cm}^{-3}$  ou  $\text{m}^{-3}$ . Pour notre plasma réactif, les densités à déterminer sont la densité électronique  $n_e$ , la densité des ions positifs  $n_i$ , la densité des neutres  $N$  ou tel état excité  $n^*$  [7].

### 1.3.2. Degré d'Ionisation

Le degré d'ionisation d'un gaz est défini par le rapport  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad 1.1$$

avec  $n_e$  désigne la densité électronique et  $N$  la densité des neutres [1].

Si  $\alpha = 0$ , alors nous avons un gaz neutre, et si  $\alpha = 1$ , alors le plasma est totalement ionisé.

Le degré d'ionisation peut varier de  $10^{-7}$ -  $10^{-4}$  pour les milieux faiblement ionisés, de  $10^{-1}$ -100 pour les plasmas fortement ionisés. Pour les plasmas de décharge, il est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$  [4].

### 1.3.3. Température du Plasma

Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux populations sont souvent considérées comme étant deux systèmes chacun dans leur propre équilibre thermodynamique. C'est pourquoi, lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée la plus importante pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma puisqu'ils sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz et la création de radicaux.

En général,  $T_e \gg T_i > T_n$ , où  $T_e$  est la température électronique,  $T_i$  la température ionique et  $T_n$  la température des neutres, proche de la température ambiante [3].

En physique des plasmas, on mesure l'énergie cinétique  $E_c$  des électrons ou des ions par leur température exprimée souvent en eV (1 eV = 11600 K). En physique statistique :  $E_c \sim k_B T$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann). Cette dénomination fait référence à l'énergie des ions. Pour des systèmes à l'équilibre, elle est reliée à l'énergie cinétique moyenne de toutes les particules par la relation [3] [4]:

$$\frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{3}{2} k_B \cdot T \quad 1.2$$

où  $v$  la vitesse moyenne des électrons.

### 1.3.4. Longueur de Debye

On appelle longueur de Debye  $\lambda_D$ , la longueur sur laquelle les charges électriques (par exemple les électrons) écrantent le champ électrostatique dans un plasma. Autrement dit,  $\lambda_D$  est la distance en dessous de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu, il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à  $\lambda_D$  [8].

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot k_B \cdot T_e}{n_e \cdot e^2}} \quad 1.3$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $e$  la charge de l'électron,  $n_e$  la densité électronique,  $k_B$  est la constante de Boltzmann, et  $T_e$  la température électronique.

Un gaz ionisé sera considéré un plasma si et seulement si sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma [3]. Afin d'assurer la quasi neutralité du plasma cette notion est importante pour concevoir un dispositif plasma (torche et réacteur) [8].

Le paramètre  $\lambda_D$  peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux) [4]. Typiquement, la longueur de Debye d'un plasma à basse pression ( $< 300$  mTorr) est autour de 1 mm [9].

### 1.3.5. Fréquence Plasma

Quand on introduit une perturbation dans un plasma à l'équilibre, les électrons se mettent à osciller avec une pulsation  $\omega_p$  bien définie [1] :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad 1.4$$

où  $e$  : charge élémentaire,  $m_e$  : la masse de l'électron,  $n_e$  : densité d'électrons, et  $\varepsilon_0$  : la permittivité du vide.

La fréquence plasma électronique étant supérieure à la fréquence d'excitation, les électrons suivront les oscillations de l'onde d'excitation. La fréquence de plasma ionique étant, quant à elle, inférieure à cette fréquence d'excitation, les ions paraîtront immobiles face aux électrons [1].

### 1.3.6. Potentiel Plasma

Le potentiel plasma  $V_p$  est le potentiel électrostatique moyen de toutes les espèces contenues au centre du plasma [1]. Il est à peu près constant dans le volume du plasma dans le cas d'une géométrie plan-plan. On peut le définir à partir de l'énergie nécessaire pour transporter une particule chargée depuis le plasma jusqu'au endroit où le potentiel est nul. D'une manière générale, le potentiel plasma est supérieur par rapport aux parois qui l'entourent [7].

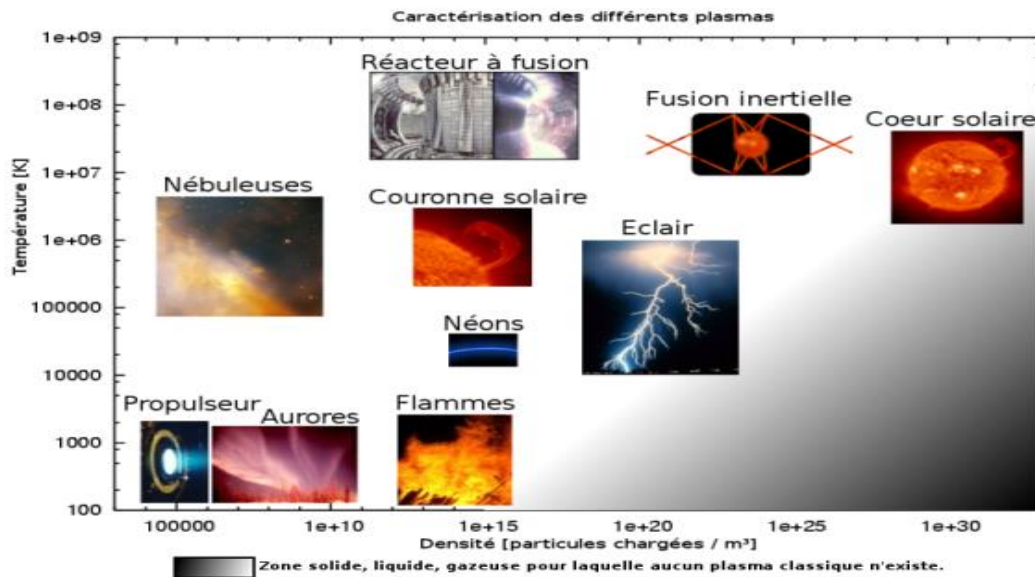
### 1.3.7. Gaine Electrostatique

La gaine d'un plasma est une interface abrupte entre le volume du plasma et les murs du réacteur, les électrodes, ou toute autre surface présente dans le réacteur. Les gaines se forment autour d'un plasma parce qu'initialement, les électrons ont une vitesse thermique  $(eT_e/m_e)^{1/2}$  au moins 100 fois plus grande que les ions  $(eT_i/m_i)^{1/2}$  due à leur masse plus faible ( $m_i/m_e \geq 1836$ ) et leur température plus grande  $T_e > T_i$  [10]. Ainsi, les électrons vont frapper plus souvent les parois de la chambre et conséquemment seront retirés du plasma. Les ions laissés derrière vont donc créer une accumulation de charges positives autour du plasma qui va résister à la perte de plus d'électrons. Dans la plupart des réacteurs à plasma, on peut observer cette région appelée 'dark sheath' qui est moins lumineuse que le cœur du plasma [3].

Dans cette région, la densité et l'énergie des électrons sont plus faibles, il y a donc moins de collisions avec des molécules et ainsi, moins de photons sont émis à partir de cette région. L'épaisseur de la gaine de plasma est typiquement de l'ordre de quelques longueurs de Debye [1]. La gaine est très importante dans les traitements par plasma puisque ses propriétés déterminent comment les particules du plasma interagissent avec la surface en traitement.

## 1.4. Classification des Plasmas

Selon le type et la quantité d'énergie transférée au plasma, ses propriétés changent en termes de densité et de température électronique. Ces deux paramètres permettent de classer les plasmas dans diverses catégories, présentées par la figure 1.2 [4].



**Figure 1.2.** Classification des plasmas (température électronique en fonction de la densité électronique).

Dans cette classification, On peut diviser les plasmas en deux catégories :

- Les plasmas à l'équilibre local thermodynamique: LTE,
- Les plasmas hors équilibre local thermodynamique : non-LTE.

### 1.4.1. Plasmas à l'Equilibre Local Thermodynamique

Les plasmas en équilibre thermodynamique locale (LTE) ou dit 'chauds' ou plutôt 'thermique' sont généralement totalement ionisés, ils sont caractérisés par une densité d'énergie élevée et une température égale pour toutes les espèces (ions, électrons, neutres), de sorte qu'il est caractérisé par des températures élevées (8000 - 15000 K) et des densités électroniques de l'ordre de  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  [11] [12].

Les plasmas naturels comme les étoiles, les éclairs, les flammes, etc. sont en équilibre thermodynamique, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des plasmas créés en laboratoire [3].

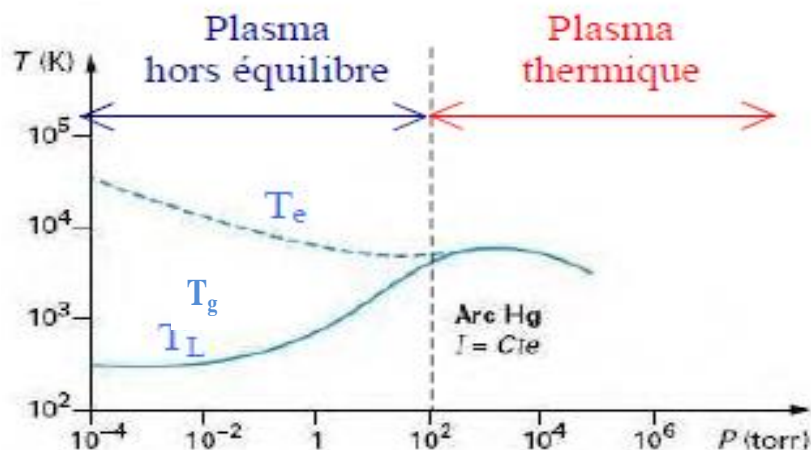
Les plasmas thermiques sont apparus dans les années soixante, tant pour les plasmas d'arc que pour les plasmas radiofréquences [3]. Depuis, de nombreuses applications industrielles se sont développées. Parmi ces applications, on peut citer par exemple le soudage, la découpe ou la projection [13].

### 1.4.2. Plasmas hors Equilibre Local Thermodynamique

Les plasmas hors équilibre thermodynamique locale (non-LTE) ou dit ‘froids’ sont partiellement ionisés. En effet, la température électronique est bien plus importante que la température des ions et des neutres qui sont équivalentes et de l'ordre de la température ambiante ( $T_e = 10^4 - 10^5 \text{ K} \gg T_i \sim T_g = 100 - 1000 \text{ K}$ ) [11].

Ces plasmas froids intéressent les industriels travaillant sur les traitements de surfaces, l'environnement ou plus récemment le domaine médical [14, 15]. L'intérêt de ces plasmas tient au fait que les différentes espèces présentes ont des énergies très différentes permettant de conjuguer ionisation du milieu gazeux, forte réactivité des espèces formées et faible température des espèces lourdes [16].

La figure 1.3 montre l'influence de la pression sur le passage d'un plasma non-LTE à un LTE pour un exemple de plasma (plasma d'arc de mercure).



**Figure 1.3.** Evolution des températures avec la pression dans un plasma d'arc de mercure.

A basse pression ( $10^{-1} - 10 \text{ Pa}$ ) les plasmas sont hors équilibre thermodynamique : la température des lourds est inférieure à celle des électrons. Les collisions inélastiques entre les électrons et les lourds sont excitatrices et/ou ionisantes. Ces collisions ne conduisent pas à un échauffement des lourds [4]. La décharge est diffusée et dite luminescente, le plasma occupant uniformément le volume disponible.



Quand la pression augmente, les collisions s'intensifient entraînant ainsi un milieu hautement réactif qui contient des particules chargées, des espèces excitées, des radicaux et des photons [11]. Elles induisent à la fois la chimie du plasma (par collisions inélastiques) et l'échauffement des lourds (par collisions élastiques). L'écart entre  $T_e$  et  $T_n$  diminue : le plasma se rapproche de l'état LTE [4].

### 1.5. Principe d'une Décharge Electrique

L'application d'un champ électrique sur des charges résiduelles peut générer, lorsqu'on atteint une certaine valeur de tension, une radiation qu'on appelle "décharge électrique". Le champ électrique accélère principalement les électrons qui vont apporter leur énergie aux particules lourdes par collisions [17].

La fréquence d'excitation est déterminante puisqu'elle influe sur le comportement des électrons et des ions (figure 1.4) [4]. Selon la fréquence, on peut distinguer trois types de plasma:

- Les plasmas basses fréquences ( $f < 450$  kHz): les ions comme les électrons répondent aux variations instantanées du champ alternatif.
- Les plasmas radiofréquences ( $0.5 < f < \text{quelques MHz}$ ) : les électrons du plasma continuent à suivre le signal électrique alors que les ions sont confinés ou piégés.
- Les plasmas micro-ondes ou hyperfréquences: les électrons et les ions ne peuvent plus suivre les variations du champ électrique.

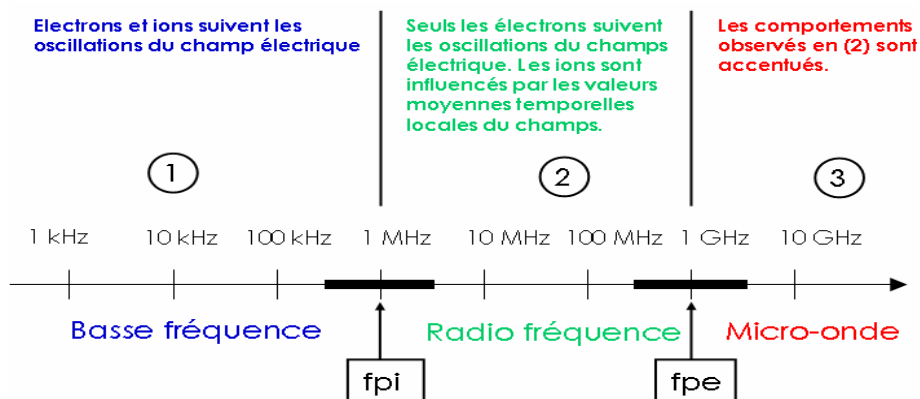


Figure 1.4. Fréquence des électrons et des ions dans les plasmas froids.

## 1.6. Plasmas Induits par Micro-Ondes

Les plasmas induits par micro-ondes (MIPs) sont créés et maintenus par une énergie micro-onde, c'est-à-dire par un rayonnement électromagnétique dans le domaine de fréquence de 300 MHz à 10 GHz [16].

Ils génèrent des plasmas dont les caractéristiques ( $n_e$ ,  $T_e$ ,  $T_g$ ) sont variées [18]. L'utilisation des fréquences élevées permet d'obtenir des densités électroniques, ioniques et d'espèces excitées élevées ( $n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) [19], et le taux d'ionisation peut atteindre 10 % [16].

Les systèmes micro-ondes fonctionnent tous selon le même principe. Les micro-ondes sont guidées le long du dispositif et transmettent leur énergie aux électrons du gaz plasmagène. Des collisions élastiques se produisent entre les lourds et les électrons. Etant donné l'énorme différence de masse, les électrons rebondissent sur les lourds qui restent immobiles. Les électrons sont ainsi accélérés (ils acquièrent de l'énergie cinétique) et les lourds sont légèrement échauffés. Au bout d'un certain nombre de collisions élastiques, les électrons ont suffisamment d'énergie pour donner lieu à des collisions inélastiques excitatrices voire ionisantes. A ce stade, le gaz est partiellement ionisé et passe à l'état plasma : il devient lui-même le support de propagation des ondes [4].

L'ensemble des sources plasma micro-onde comprend [20]:

- Une source micro-onde (généralement de fréquence 2.45 GHz), composé d'une alimentation, d'un magnétron et d'un circulaire (optionnel) pour protéger le magnétron d'une puissance réfléchi trop importante,
- Un dispositif de propagation des micro-ondes (guide d'onde métallique rectangulaire, cylindrique ou coaxiale.....),
- Un système permettant le transfert de l'énergie micro-ondes au gaz, composé d'un système d'accord (optimisant l'absorption des micro-ondes et limitant la puissance réfléchi), et d'un applicateur d'amorçage de la décharge.

Parmi les plasmas micro-ondes, il existe plusieurs différentes configurations, les plus fréquemment rencontrés étant les décharges à onde de surface et les torches. Le développement de nouvelle source est en plein essor avec notamment l'intérêt récent apporté aux applications de traitement très localisé et les micro-plasmas ou la génération de plasma de grandes dimensions [20].

### 1.6.1. Intérêts des Décharges Micro-Ondes

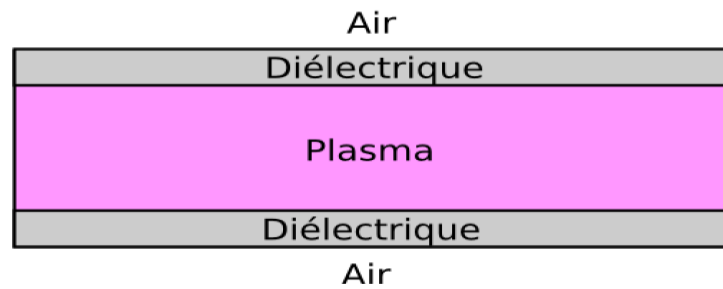
Un des intérêts majeurs de ce type de décharge micro-onde est l'absence d'électrodes internes qui peuvent être des sources de pollution dans d'autres types de plasma (décharges continue et radiofréquence). De plus, nous avons une grande liberté dans le choix de la structure et de plusieurs paramètres tels que [8] [16] [21]:

- Fréquence de 300 MHz à 10 GHz, (la fréquence d'excitation 2.45 GHz qui correspond à la fréquence industrielle est la plus utilisée),
- Domaine de puissance peut varier de quelques watts à plusieurs centaines de kilowatts,
- Puissance absorbée par le plasma peut être plus de 90% de la puissance incidente,
- Pression peut évoluer en dessous de  $10^{-2}$  Pa jusqu'à plusieurs fois la pression atmosphérique,
- Différents gaz (nobles et moléculaires) peuvent être utilisés,
- Les diamètres de la structure peuvent passer du capillaire, de l'ordre du mm, à de grandes dimensions de type réacteur, environ 10 cm [23, 24]. Les petites dimensions permettent notamment d'obtenir de fortes densités d'espèces actives, alors que l'intérêt de grandes dimensions est lié au besoin de traiter des surfaces de plus en plus grandes.

### 1.6.2. Plasmas Générés par des Ondes de Surface (POS)

Les POS sont des décharges micro-onde, la recherche dans le domaine des décharges entretenues par ondes de surface est restée soutenue depuis les années 70 [25]. En 1974, Michel Moisan et co-auteurs ont proposé un nouveau dispositif pour la production d'une longue colonne de plasma [26, 27]. Depuis lors, plusieurs groupes de recherche disposent leurs activités autour des plasmas à ondes de surface [28].

Les POS sont créés et entretenus par la propagation d'une onde électromagnétique utilisant comme milieu de propagation le plasma qu'elle crée et les diélectriques l'entourant (partiellement ou complètement) telle qu'illustrée à la figure 1.5 [20] (voir annexe III).

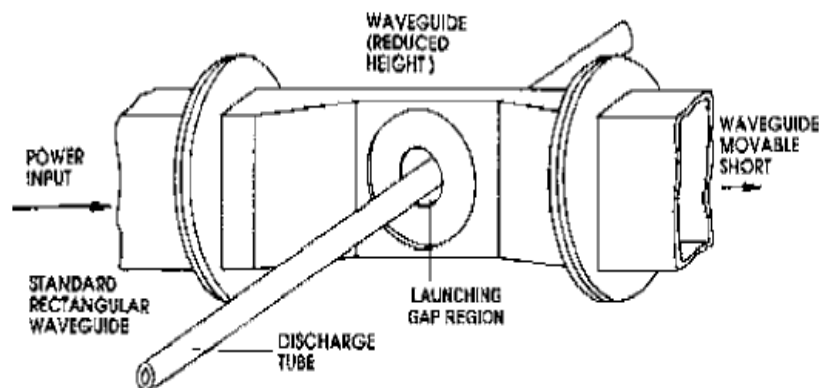


**Figure 1.5.** Schéma de l'enceinte servant à entretenir un POS.

De manière générale, la longueur de la colonne de plasma augmente avec la puissance injectée dans le système [29]. Sa longueur axiale étant généralement plus grande que son rayon, et la densité du plasma décroît vers la fin de la colonne de plasma. La diffusion s'effectue principalement dans la direction radiale et les pertes de particules chargées ont principalement lieu sur la surface cylindrique du tube à décharge [30].

Le surfaguide (voir figure 1.6) est un dispositif mis au point par Moisan et al. en 1976 reposant la propagation d'ondes de surface le long d'un tube [27]. Le système est constitué de deux parties [20]:

- Un applicateur de champ qui est une partie de guide d'ondes rectangulaire dont la largeur est réduite en son centre. Un trou circulaire est percé dans la partie du guide d'ondes de hauteur réduite, lequel est traversé par un tube à décharge en silice fondue,
- Un piston de court-circuit ajustable placé à l'extrémité de l'applicateur.



**Figure 1.6.** Applicateur micro-ondes à onde de surface de type Surfaguide ([27] [28]).

L'autre extrémité de l'applicateur est connectée au générateur de micro-ondes par un guide d'ondes rectangulaire standard. La technologie à base de guide d'ondes rectangulaire est intéressante, permettant d'utiliser des puissances micro-ondes bien plus importantes qu'avec des câbles coaxiaux où leur échauffement impose une limite, typiquement de quelques centaines de watts. Toutefois, dans le cas du surfaguide, une limite de puissance est imposée par l'échauffement du tube à décharge, le matériau généralement utilisé étant la silice fondue dont la température de fusion est approximativement de 2000 K [20].

## 1.7. Classification des Plasmas Micro-Ondes

Selon les dimensions, les plasmas micro-ondes se classent en trois catégories :

- Les micro-plasmas,
- Les torches,
- Les réacteurs.

Selon leur structure, les sources plasmas micro-onde peuvent opérer à haute ou à basse pression. Ce mode de fonctionnement influe sur les propriétés du plasma et par conséquent sur les applications potentielles de la source.

Nos travaux sur les plasmas avaient pour objet unique les décharges micro-onde entretenues dans une torche à la pression atmosphérique et dans un réacteur à pression réduite.

### 1.7.1. Plasmas Microstrip

Un autre objectif du développement de nouvelles sources plasmas micro-onde est l'obtention de plasmas de petites ou des micro-plasmas (de l'ordre du millimètre), voire très petites dimensions (de l'ordre de quelques centaines de micromètres), de façon à pouvoir réaliser des traitements localisés.

J.A.C Broekaert et al. [31] ont conçu une source plasma micro-onde miniaturisée, compacte, basse puissance c'est le microstrip. Elle est composée d'un micro canal creusé dans un substrat diélectrique et d'un support en cuivre massif (figure 1.15). Elle met en œuvre des ondes de surface qui se propagent dans le canal de gaz, le long de l'interface entre le diélectrique et le plasma. La petite taille du système limite les pertes d'énergie dans le diélectrique [4].

Le problème majeur lié au fonctionnement de ces sources est leur érosion au contact du plasma. La vitesse de gravure, considérée comme négligeable dans les réacteurs de dimensions habituelles, devient rapidement un facteur limitant lorsque la dimension des pièces diminue. Pour limiter cette érosion, la source doit fonctionner avec un minimum de puissance pour augmenter son temps de vie en fonctionnement [20]. Les résonateurs micro-ondes microstrip à anneau fendu (voir figure 1.7), sont des sources fonctionnant à la pression atmosphérique et capables d'entretenir une décharge dans l'argon ou l'air pendant plus de 50 h à une puissance inférieure à 3 W sans qu'aucun dommage n'apparaisse [32]. La technologie de plasma microstrip est actuellement appliquée essentiellement à la spectroscopie d'émission atomique [33].



**Figure 1.7.** Exemples de micro-décharges micro-ondes: Résonateur microstrip à anneau fendu.

### 1.7.2. Torche à Plasmas Micro-Ondes à la Pression Atmosphérique

Les torches à plasma est de façon générale des dispositifs de petites dimensions (de l'échelle du millimètre à quelques centimètres généralement) [20] qui produisent des plasmas à partir d'un gaz (ou mélange de gaz) en écoulement rapide, à la pression atmosphérique ou à pression réduite, qui s'étendent à l'air libre [34].

Regardons plus précisément le cas qui nous intéresse, à savoir la torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique. Les plasmas micro-ondes à la pression atmosphérique les plus étudiés d'un point de vue théorique sont ceux créés dans des gaz rares comme l'hélium ou l'argon.

Pour l'hélium, à la pression atmosphérique par exemple, l'ordre de grandeur des densités électroniques est  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Il convient toutefois de noter que malgré ces densités élevées, le taux d'ionisation, c'est à dire  $n_e/n_g$  ( $n_e$  est la densité électronique et  $n_g$  la densité des particules neutres) est de l'ordre de quelques  $10^{-5}$  à quelques  $10^{-4}$  : le plasma reste donc faiblement ionisé [16].

La température du gaz  $T_g$  des plasmas micro-ondes peut aller de 300 à plusieurs milliers de Kelvin pour des énergies d'électrons de quelques eV (soit une température électronique équivalente de plusieurs dizaines de milliers de Kelvin) [16].

Selon la structure des torches, il est possible de distinguer les torches métalliques et les torches semi métalliques.

### 1.7.2.1. Torches Métalliques

Les torches métalliques fonctionnent selon le principe d'une transition guide rectangulaire-ligne coaxiale. Le gaz plasmagène est injecté dans le conducteur interne du coaxe et ressort par la buse. Les micro-ondes sont en général générées par un magnétron et sont guidées par un circuit de guides rectangulaires et coaxiaux [16]. Le plasma est créé au niveau de la buse. C'est le cas de notre torche à étudier, la torche à injection axiale (TIA) [35]. Une étude bibliographique plus précise sur la TIA est donnée à la section (1.7.2.3).

L'injection se fait ici axialement mais il existe des torches dont l'injection est azimutale. Dans le cas d'injection azimutale, le gaz s'écoule entre les conducteurs interne et externe et sort par un (ou des) orifices autour de la pointe de la torche [16]. Le plasma issu d'une injection axiale est moins contaminé par l'air ambiant, il est généralement plus court mais plus dense que celui créé par une injection azimutale [35]. D'un autre côté, l'introduction d'une composante azimutale de la vitesse réduit les instabilités hydrodynamiques et stabilise le plasma [36].

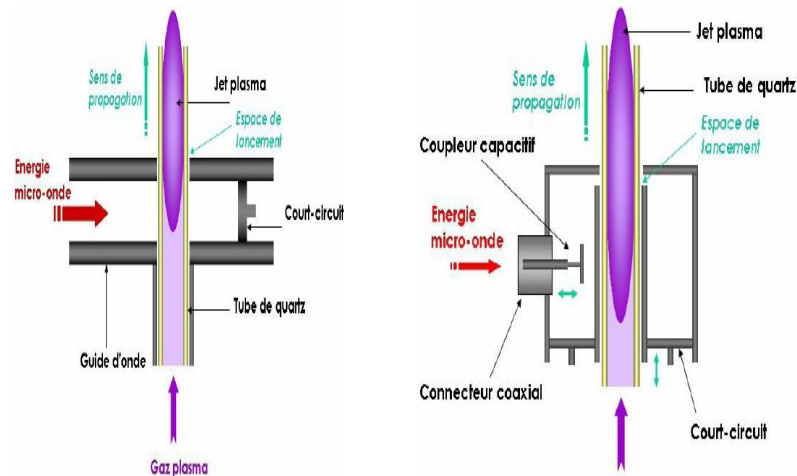
### 1.7.2.2. Torches Semi-Métalliques

Leur conception est très proche de celle des torches métalliques. La principale différence réside dans le mode de propagation des ondes électromagnétiques du fait de l'absence de la ligne coaxiale. Dans les torches semi-métalliques, le gaz plasmagène circule dans un tube de quartz transparent aux micro-ondes et le plasma se crée dans le tube via une onde qui

s'établit dans la structure cylindrique [38]. Cette onde est une onde de surface qui est un mode propre du plasma dont le champ est maximum à l'interface plasma-tube [4].

Dans la littérature, la torche semi métallique la plus simple est appelée torche plasma micro-onde (MPT). Elle a tout d'abord été développée par Jin et al. [39]. Cette torche génère un plasma en forme de flamme très lumineuse avec un canal central plus pâle [4].

Il existe deux types d'applicateur ou lanceurs d'ondes (figure 1.8) : le guide surfatron et le surfaguide. Ces systèmes mettent en œuvre des ondes de surface. Les micro-ondes se propagent le long de l'interface entre le quartz et le plasma et peuvent donner lieu à des plasmas relativement longs [4].



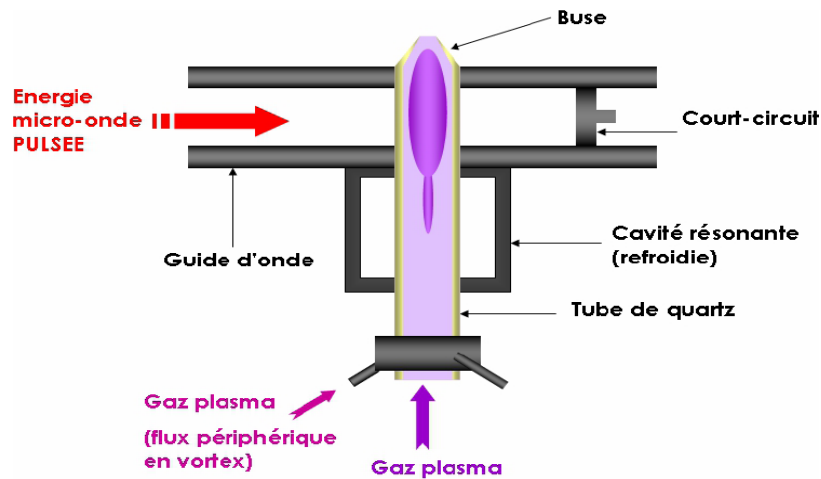
**Figure 1.8.** Schémas des torches plasma micro-onde d'applicateur d'onde avec [4] :

(a) guide surfaguide ; (b) guide surfatron.

Hong et al [40, 41] ont enrichi ce dispositif de trois torches à plasma en ligne. Les plasmas de chaque torche sont allumée par des amorceurs en tungstène disposés légèrement au-dessus de centre du guide d'onde "bougies" en tungstène [4].

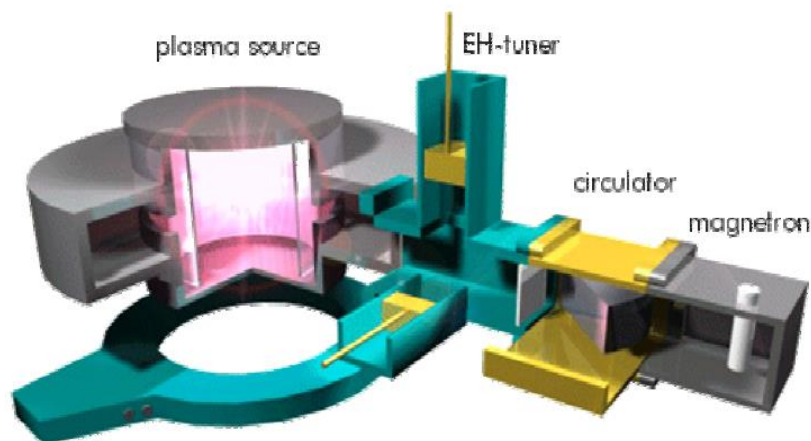
Dans le but d'assurer une souplesse de fonctionnement, Baeva et al. [42, 43] ont conçu une torche avec une cavité résonante (figure 1.9). De plus, elle dispose d'une injection périphérique du gaz plasmagène en vortex : ce type d'injection stabilise la décharge et limite l'échauffement des parois du diélectrique [16].





**Figure 1.9.** Schéma de la torche plasma pulsée [4].

Toutes ces torches plasma micro-onde sont à l'heure actuelle au stade de développement en laboratoire. Cyrannus®I est un exemple d'industrialisation de source plasma micro-onde fonctionnant à la pression atmosphérique. Elle génère un plasma homogène dans un tube de quartz (figure 1.10) et a été conçue en Allemagne par Iplas [44]. Ce système convient à la préparation de surface mais sa structure fermée empêche son intégration au sein d'une ligne de production [4].



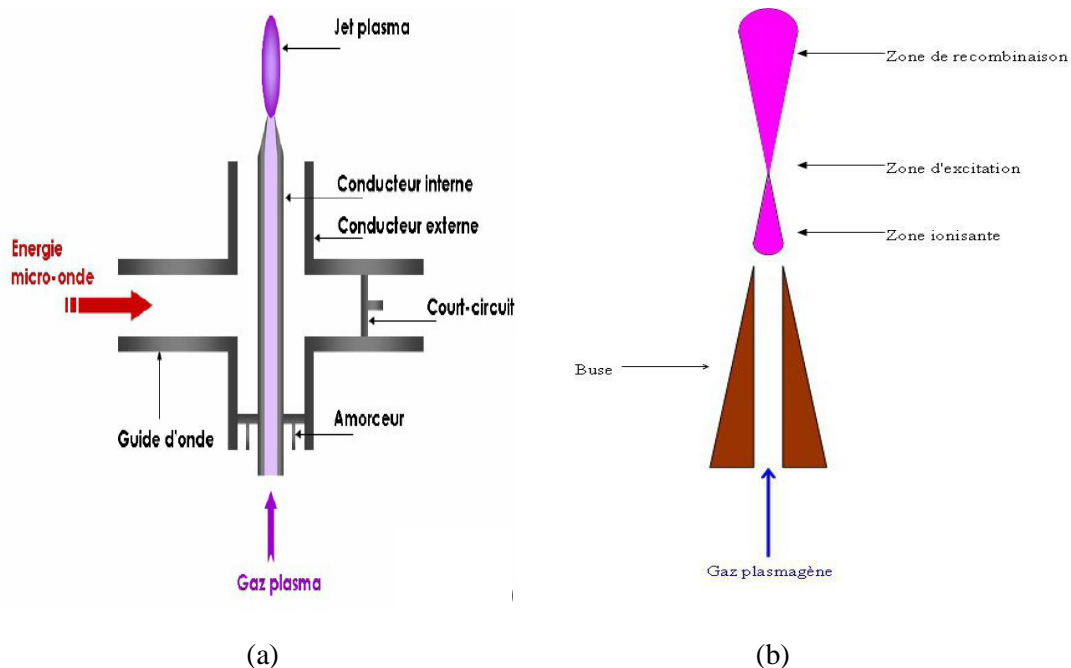
**Figure 1.10.** Source Cyrannus®I (Iplas, Allemagne) [44].

### 1.7.2.3. Torche Micro-Onde à Injection Axiale (TIA)

La torche à injection axiale développée par Moisan et al. [35] fonctionne selon le principe d'une transition guide rectangulaire-ligne coaxiale. Le gaz est injecté dans le conducteur interne du coaxe et ressort par la buse (figure 1.11.a). Les micro-ondes générées par le magnétron sont guidées jusqu'au gaz par l'intermédiaire d'un circuit formé de guides rectangulaires et coaxiaux. La décharge est amorcée au niveau de la buse. Le plasma est composé d'un cône très intense et d'un panache moins lumineux (figure 1.11.b) [4].

La puissance micro-onde n'est pas limitée par l'échauffement d'un tube à décharge comme le cas du sufraguide. Toutefois, la pollution du plasma par son interaction avec les espèces de l'air ambiant est inévitable sans confinement du plasma et un contrôle de l'atmosphère environnante [20].

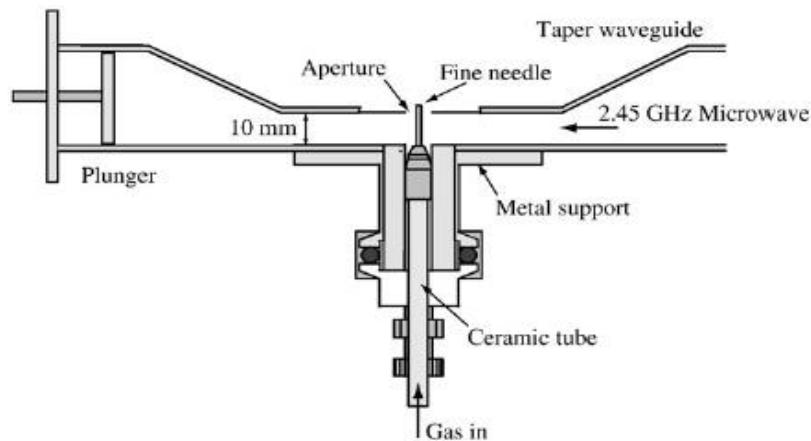
Beaucoup d'équipes se sont attachées à simplifier le design de ce type de torche jugé parfois trop complexe et coûteux à réaliser [4]. Tout d'abord, afin de limiter les interactions avec l'atmosphère environnant, Jasinski et al. [44] ont confiné le plasma en coiffant la buse par un tube de quartz [4].



**Figure 1.11.** Schéma de la TIA (a) et zones du plasma produit par la TIA (b).

Suzuki et al. [45] ont également conçu une torche de type transition guide rectangulaire - ligne coaxiale dans laquelle l'intérieur du conducteur interne est refroidi à l'eau. Le gaz plasma est alors injecté radialement [4].

Une autre conception très simple, développée par Wylie et al [46, 47] est le jet plasma micro-onde (MPJ) (figure 1.12). Il est composé d'une tuyère placée dans une cavité résonnante, là où le champ électromagnétique est maximum [16].

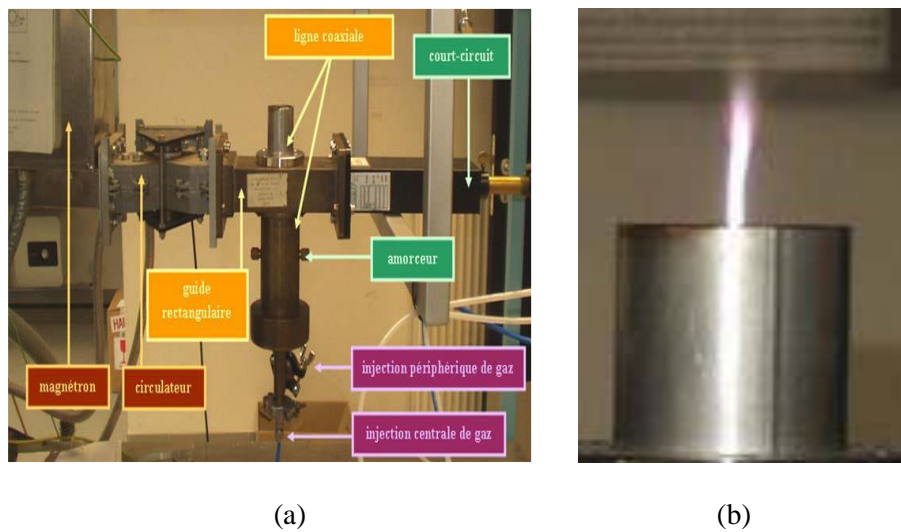


**Figure 1.12.** Schémas de torches métalliques : Jet Microplasma [37].

La torche plasma utilisée dans le cadre de cette thèse est disponible au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (Université Paris Sud, Orsay). Cette torche micro-onde métallique (représentée par la figure 1.13) a été brevetée par P. Leprince et al. [48].

Le dispositif expérimental pour générer ce type de plasma se compose des éléments suivants (figure 1.13) :

- Une source micro-onde SAIREM comprenant l'alimentation, le magnétron et le circulateur,
- Un système pour guider les micro-ondes : guide d'onde rectangulaire et une ligne coaxiale,
- Un système d'accord : amorçeur et court-circuit,
- Un système d'injection de gaz : le plasma peut être alimenté par trois types de gaz industriels : argon, oxygène qualité I, et azote qualité U. Ces gaz peuvent être injectés au centre de la torche (dans le conducteur interne) ou en périphérie de manière à réaliser une gaine protectrice [16].



**Figure 1.13.** Photo de la torche plasma micro-onde conçue par au LPGP  
a) des divers éléments du montage expérimental, b) flamme du plasma.

Cette torche micro-onde fonctionne selon le même principe (transition guide d'onde- ligne coaxiale). Le magnétron génère des micro-ondes à 2.45 GHz qui sont guidées par un circuit composé de guides coaxiaux et rectangulaires. Ces ondes sont ainsi amenées jusqu'à l'extrémité de la buse où s'écoule le gaz qui passe à l'état plasma grâce à l'énergie transmise aux électrons. L'amorçage du plasma se fait à l'aide d'une tige conductrice qui joue le rôle d'antenne.

#### 1.7.2.4. Applications Torche Micro-Onde à Injection Axiale

La TIA trouve des applications dans des domaines très divers [16] :

- La chimie analytique :

L'équipe d'Eindhoven a développé un système de diagnostic basé sur la spectroscopie d'émission atomique dans le but de surveiller des éléments dangereux dans les gaz de combustion industriels. La TIA a été utilisée comme source d'excitation [49].

- Les traitements de surface :

L'institut Jean Lamour (IJL) à l'université de Nancy et le laboratoire de science des procédés céramiques et de traitement de surface (SPCTS) à l'université de Limoges travaillent avec la TIA pour développer et maîtriser des procédés de traitement de surface.

P. Tristant et al. du SPCTS ont étudié cette torche pour le dégraissage et l'oxydation de surface d'alliage aluminium Al2024 avant revêtement peinture d'une part et le décapage de TA6V avant soudage d'autre part [4]. Ils ont aussi utilisé la même torche pour développer un nouveau procédé de dépôt de couches minces d'oxyde de silicium [50, 51, 52].

- Les traitements de gaz :

L'équipe de Cordoue propose d'employer la TIA dans le but de détruire des déchets organiques volatils. Elle a testé et démontré sa capacité à éliminer le tétrachlorure de carbone [53] et le trichloréthylène [54].

### **1.7.3. Réacteurs Micro-Onde à Pression Réduite**

Parallèlement à l'étude d'un plasma micro-onde à 2.45 GHz effectuée à pression atmosphérique, il existe un autre plasma micro-onde fonctionnant à des pressions réduites.

De nombreuses études ont montré l'efficacité des plasmas fonctionnant dans des enceintes basse pression pour le nettoyage, notamment dans des domaines comme l'optique et la microélectronique où, avant la réalisation de tout dépôt sur une surface [20].

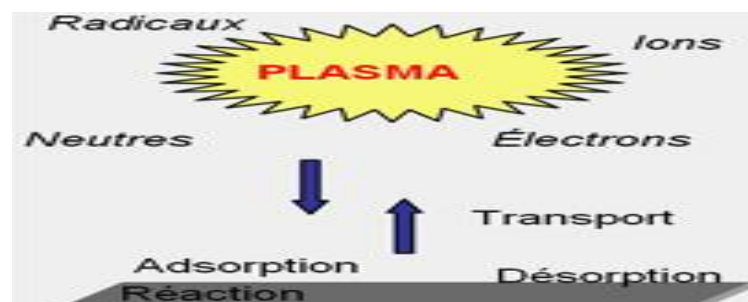
Ces décharges micro-onde à pression réduite, ont été l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques pendant des dizaines d'années [19] [55-58].

Parmi les décharges aux réacteurs les plus connus et les plus utilisés, on distingue les réacteurs pour Dépôt par Voie Chimique Assisté par Plasma (PECVD, ou Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition en anglais). Par la suite, on va donner un aperçu sur les PECVD d'une façon générale, après l'étude sera focalisé sur les PECVD micro-onde.

#### **1.7.3.1. Dépôt par Voie Chimique Assisté par Plasma**

Un plasma est une source complexe d'énergie pour la modification de surface, due largement à la grande variété de composantes (ions, électrons, espèces excités, photons), qui peuvent tous induire des réactions chimiques, dans le volume du plasma et à l'interface avec les surfaces solides en présence. Il existe deux façons principales pour modifier la surface : la modification de surface par plasma, qui consiste à greffer directement les fonctionnalités voulues sur la surface du matériau, et le dépôt par plasma, qui consiste à recouvrir le matériau d'une couche mince contenant la fonctionnalité voulue [3].

Le principe de la PECVD consiste à faire un dépôt par la dissociation des précurseurs par impacts électroniques. Les atomes et radicaux ainsi créés s'adsorbent et réagissent ensuite à la surface du substrat. Le dépôt chimique en phase vapeur consiste à déposer un matériau solide sous la forme d'une couche mince de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs micromètres d'épaisseur sur un substrat, à partir de réactions chimiques mettant en jeu des précurseurs gazeux composés des éléments du dépôt (figure 1.14). En plus, l'énergie des électrons dans la décharge correspond à une température d'ordre 20000 K. Néanmoins, la température de gaz reste dans la plage de 25 à 350 ° C en évitant un échauffement excessif du substrat [59].



**Figure 1.14.** Schéma de principe de dépôt.

En effet, ces espèces sont beaucoup plus réactives que les molécules mères et une des premières conséquences sera de pouvoir travailler à basse température de substrat et donc de déposer sur des échantillons qui ne supportent pas de très hautes températures. De plus les ions vont pouvoir bombarder la surface à traiter et donc modifier encore la cinétique de croissance [8] [60].

L'avantage de la PECVD réside dans le dépôt d'une grande variété de matériaux sur différents types de substrats (les substrats qui ne supportent pas des hautes températures) en variant simplement l'un des paramètres suivants [61] [62]:

- la pression du gaz,
- le débit des gaz,
- la puissance de décharge,
- la température du substrat,
- la nature du gaz.

Ces réacteurs PECVD sont largement utilisés dans les différents domaines de l'optique (source de photons), de la chimie (analyse des gaz), du traitement de surface (oxydation, traitement de polymères, modification des propriétés de surface) et du traitement de matériaux (dépôt et gravure). A partir des années 90, un effort important est porté sur le développement de décharges pour le traitement des matériaux sur de grandes surfaces, essentiellement motivé par les besoins croissants de l'industrie micro-électronique. Celui-ci s'est effectué par l'intermédiaire de décharges entretenues dans des tubes diélectriques de grandes dimension (~20 cm) [22] [55] ainsi que par le développement de réacteur plans (20~60 cm) [57]. Cette dernière solution représente dans ce but une alternative aux décharges RF, et son utilisation a été adoptée par de nombreuses firmes japonaises [8].

Il existe différentes techniques de dépôt par voie chimique (CVD), en fonction de la méthode utilisée pour déposer le matériau source : décharges basse fréquence (BF), radiofréquence (RF), micro-ondes et DECR (résonance cyclotronique électronique) [63].

Dans la suite, on ne s'intéressera qu'à un type particulier de décharge : les décharges micro-onde à 2.45 GHz créées par ondes de surface.

### 1.7.3.2. Réacteurs PECVD Micro-Ondes

Les réacteurs micro-ondes connaissent un intérêt croissant dans le domaine du traitement de surface et du dépôt de couches minces. Les principales caractéristiques qui rendent ces décharges attractives sont [8]:

- l'absence d'électrodes qui permet l'utilisation de gaz corrosifs et évite les risques de pollution, les densités élevées d'espèces chargées et excitées, de radicaux et de neutres,
- l'absence de gaine cathodique avec un potentiel de gaine élevé (contrairement aux décharges capacitatives RF) réduit les risques d'endommagement du substrat par le bombardement ionique,
- les ondes sont acheminées dans le réacteur via un guide d'onde, et ne nécessitent donc pas l'utilisation d'électrodes placées au cœur de l'enceinte qui pourraient être des sources de pollution métallique pour les dépôts.
- Dans notre étude, le PECVD est de 2.45 GHz ( $\lambda_{\text{vide}} = 12.24$  cm) la plus fréquemment employée pour le dépôt CVD. Cette faible longueur d'onde offre l'avantage de former des plasmas très énergétiques sur de faibles volumes (longueur d'onde dans le vide plus grande que les dimensions de la cavité).

- les domaines de fonctionnement (débit, pression, énergie) très étendus. Les électrons atteignent des températures ( $T_e$ ) de l'ordre de 1 eV à 3 eV et vont à leur tour exciter les molécules du gaz par collisions. Un plasma froid est ainsi créé dont la température de gaz  $T_g$  varie typiquement entre ambiante et 3200 K.

### 1.7.3.2.1. Description du Réacteur PECVD Existant au LPGP

Le réacteur micro-onde PECVD existant au LPGP, est un réacteur développé par l'équipe 'décharge et ondes' du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP), université de Paris-Sud, et dédié au dépôt de couches minces (ex : dépôt de SiO<sub>2</sub> à partir de précurseurs organo-siliciés tels que hexamethyldisiloxane (HMDSO/O<sub>2</sub>/Ar)) et au traitement de surface (ex : fonctionnalisation de surface de polyéthylènetéréphthalate (PET) pour le greffage ou la polymérisation de sucres organiques) (figure 1.15) [60].



**Figure 1.15.** Photos du réacteur PECVD conçu au laboratoire (LPGP) [8].

Le réacteur que nous avons conçu constitue principalement des éléments suivants [64]:

- La zone de création du plasma, partie supérieure du réacteur de diamètre extérieur 194 mm et de longueur 450 mm. Elle est constituée d'un tube de quartz de diamètre intérieur et extérieur 120-125 mm, et d'un tube d'aluminium de diamètre intérieur 188 mm. Le sommet de cette zone, permettant l'alimentation en gaz.



- L'extrémité de la zone d'ignition est munie de quatre orifices d'arrivées de gaz. Des débitmètres, régulent le flux gazeux arrivant dans le réacteur.
- Système d'excitation micro-onde : deux générateurs de puissance utilisés montés en vis-à-vis, délivre une puissance allant de 0 à 3 kW. A chacun des générateurs est associé un magnétron qui génère des ondes micro-ondes. Afin de transférer de fortes puissances du générateur au réacteur, des guides d'onde métalliques de section rectangulaire ont été utilisés. Le transfert de la puissance au gaz s'effectue par l'intermédiaire d'un surfaguide. Par conséquent, le gaz passe à l'état plasma grâce à l'énergie transmise aux électrons.

Ces excitateurs permettent d'obtenir généralement de très bons couplages (i.e., puissance effectivement transmise au plasma  $P_{abs}$ ) entre la structure excitatrice et le plasma, typiquement supérieurs à 90% à l'aide d'un système de trois vis d'impédance permet de modifier le couplage onde-plasma. La lecture des puissances incidentes ( $P_{inc}$ ) et réfléchies ( $P_{ref}$ ) se fait sur un milliwattmètre connecté à un coupleur bidirectionnel.

- La chambre de diffusion, partie inférieure de plus grandes dimensions réalisée en Inox, diamètre 500 mm, destinée à recevoir les échantillons à traiter. Une porte donne la possibilité d'accéder à l'intérieur du réacteur. Un hublot placé sur le côté de la chambre de diffusion permet de contrôler visuellement l'aspect du plasma en cours de manipulation.
- un port-substrat mobile selon l'axe vertical a été placé dans la chambre de dépôt, c'est l'élément qui permet de mettre les échantillons en contact avec le plasma. Les dépôts ou traitements peuvent s'effectuer tant en décharge qu'en post-décharge spatiale.
- un système de pompage constitué de deux pompes, grâce à ce système, il est possible d'obtenir des flux gazeux importants à basse pression.

Les conditions de bon fonctionnement du réacteur sont les suivants [88]:

- Une puissance : 300 - 900 W,
- Une pression : 6 mTorr - 1 Torr,
- Gaz : argon- oxygène à des débits voisins de 50 sccm.

Des mesures ont mis en évidence que la zone de décharge se caractérise par la propagation du mode hexapolaire prédominant, une densité électronique élevée ( $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) et une température électronique de l'ordre 2 eV (à une pression de 50-1000 mTorr). Par contre, dans la chambre de diffusion, il n'y a pas de champ électromagnétique rayonné sur les premiers centimètres [8].

## 1.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait une revue sur les plasmas d'une façon générale. Nous avons aussi rappelé les différents types de plasma en tenant compte de l'équilibre thermodynamique. Ceux-ci, nous ont permis de distinguer les plasmas thermiques à l'équilibre thermodynamique et les plasmas froids hors équilibre thermodynamique.

Après un aperçu sur les différentes décharges électriques possibles, nous avons décrit les plasmas induits par micro-onde, et particulièrement les torches à pression atmosphériques et les réacteurs PECVD à pression réduite ; ceux qui nous intéressent le plus. Cependant nous avons présenté ses technologies et les mécanismes de leur génération.

Dans le chapitre suivant, nous allons montrer, décrire et qualifier les modèles, physiques et mathématiques de nos dispositifs de plasmas micro-ondes.

## Bibliographie

---

- [1] Mellhaoui Xavier. Mécanismes physico-chimiques dans le procédé de gravure plasma du Silicium. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université de d'Orléans, France, 24 Mai 2006.
- [2] J. L. Delcroix, A. Bers, Eds. Physique des plasmas, Paris, 1994.
- [3] Sarra Bournet Christian. Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux. Mémoire de maître des sciences en génie des mines métallurgie et matériaux, Université Laval, Québec, 2007.
- [4] Claire Tendero. Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques. Thèse de Doctorat en Chimie et Chimie Physique, 18 Octobre 2005.
- [5] Pierre Fauchais. Gaz ionisés et plasmas, AF 3 560, Technique d'ingénieur.
- [6] N.S.J. Brathwaite, Introduction to gas discharges. Plasma Sources Sci Technol, vol 9, pp. 517-527, 2000.
- [7] Djilali Benyoucef. Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université de Toulouse III, Mai 2011.
- [8] Nabil Ikhlef. Modélisation numérique d'une installation Convertisseur-plasma d'induction en vue d'une commande optimale. Université de Batna, Thèse de Doctorat en électrotechnique, 15 Avril 2010.
- [9] F. S. Denes, M. S, Progress in Polymer Science, 29, 816, 2004.
- [10] R. N. Francklin, Journal of Physics D (Applied Physics) 36, 309. 2003.
- [11] Claudia Lazzaroni. Etude théorique et expérimentale d'une micro décharge à cathode creuse à pression intermédiaire dans l'argon. Thèse de Doctorat en physique, Ecole polytechnique, Paris, 11 Octobre 2010.
- [12] Pfender E. Boulos M.I., Fauchais P. Thermal plasmas: fundamental and applications. Volume I. New-York: Plenum Press, 1994.

- [13] Emilie Langlois-Bertrand. Caractérisation d'un jet de plasma d'argon laminaire : détermination des champs de températures par spectroscopies atomique et moléculaire et mesures de vitesses d'écoulement. Thèse de Doctorat en physique des plasmas, Université d'Orléans, 7 Novembre 2011.
- [14] C. Tendero, C. Tixier, P. Tristant, J. Desmaison, and P. Leprince. Atmospheric pressure plasmas: A review. *Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy*, 61(1):2-30, Jan 2006.
- [15] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels, and J. van der Mullen. Gas discharge plasmas and their applications. *Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy*, 57(4):609-658, April 2002.
- [16] Katell Gadonna. Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique. Thèse de Doctorat en Physique des plasmas, Université Paris Sud XI, 23 Avril 2012.
- [17] J.L. Delcroix, A. Bers. *Physique des plasmas*. Number vol. 1. InterEditions, 1994.
- [18] M. Moisan and J. Pelletier. *Physique des plasmas collisionnels*. Collection Grenoble Sciences, 2006.
- [19] E. Bluem. Caractérisation d'une Décharge Micro-onde de Grand Diamètre. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud XI, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1995.
- [20] Cédric Noël. Plasmas micro-ondes d'argon à la pression atmosphérique : diagnostics et applications au nettoyage des surfaces. Institut National Polytechnique de Lorraine. Thèse de Doctorat en Science et Ingénierie des Matériaux, 13 Mai 2009.
- [21] Yu.A. Lebedev. Microwave discharges: generation and diagnostics. *Journal of Physics: Conference Series* 257 (2010) 012016, 25<sup>th</sup> Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases-SPIG, 2010.
- [22] M. Moison, A. Shivarova and A.W. Trievelpiece. Experimental investigations of the propagation of surface wave along plasma column. *Plasma Physics*, 24 pp. 1331-1400, 1982.

- [23] E. Bluem, S. Bechu, C. Boisse-Laporte, P. Leprince and J. Marec. Spatial investigation of a large diameter microwave plasma. *Journal of Physics. D: Appl. Phys.* 28 (7), pp. 1529-1533, 1995.
- [24] F. M Dias, E. Tatarova, J. Henriques and C. M Ferreira. Experimental investigations of surface wave propagation in collisionnel plasma columns. *Journal of applied physics*, Vol. 85, no5, pp. 2528-2533, 1999.
- [25] Kremena Makasheva. Modélisation des décharges électriques et son apport à l'amélioration des méthodes de diagnostic du plasma. Habilitation à diriger des recherches, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2010.
- [26] M. Moisan, C. Beaudry, P. Leprince, *Phys. Lett.* 50A, 125-126, 1974.
- [27] M. Moisan, C. Beaudry, P. Leprince, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 3, 55-59, 1975.
- [28] M. Moisan, J. Pelletier. *Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges haute fréquence*. EDP Sciences, Grenoble, 2006.
- [29] Schlüter, H. and A. Shivarova. *Advanced technologies based on wave and beam generated plasmas*. Springer: Vol. 67. 1999.
- [30] Amaury Kilicaslan. Etude spectroscopique d'un plasma micro-onde à la pression atmosphérique et son application à la synthèse de nanostructures. Mémoire de maître en physique, Université de Montréal, Mars 2014.
- [31] A.M. Bilgic, U.Engel, E. Voges, M. Kuckelheim, J.A.C. Broekaert. A new low-power microwave plasma source using microstrip technology for atomic emission spectrometry. *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol 9, pp. 1-4, 2000.
- [32] F. Iza, J. Hopwood. *Plasma Sources Sci. Technol*, Vol. 14, pp 397-406, 2005.
- [33] S. Schermer, N. H.Bings, A. M.Bilgic, R. Stonies, E. Voges, J. Broekaert. An improved microstrip plasma for optical emission spectrometry of gaseous species. *Spectrochimica Acta Part B*, Vol 58, pp. 1585-1596, 2003.
- [34] A. Ricard, L. St-Onge, H. Malvos, A. Gicquel, J. Hubert et M. Moisan. Torche à plasma à excitation micro-onde : deux configurations complémentaires. *J. Phys. III France* 5, 1269-1285, August 1995.
- [35] M. Moisan, G. Sauve, Z. Zakrzewski, and J. Hubert. An atmospheric pressure

- waveguidefed microwave plasma torch: the tia design. *Plasma Sources Science & Technology*, 3(4):584-592, Novembre 1994.
- [36] R. Cardoso. Plasmas micro-ondes en cavité résonnante à la pression atmosphérique ; Étude des plasmas d'hélium et applications au traitement des matériaux. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, Décembre 2007.
- [37] S. Kanazawa, R. Daidai, S. Akamine, and T. Ohkubo. Generation of microplasma jet at atmospheric pressure using a modified waveguide-based plasma torch. *Surface & Coatings Technology*, 202(22-23):5275-5279, AUG 30 2008.
- [38] P.P. Woskov and K. Hadidi. Large electrodeless plasmas at atmospheric pressure sustained by a microwave waveguide. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 30 (1, Part 1) :156-157, FEB 2002.
- [39] Q.Jin, C.Zhu, M.W Borer, and G.M Hieftje. A microwave plasma torch assembly torch for atomic emission spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B*, Vol 46, pp 417- 430, 1991.
- [40] Y.C. Hong, J.H. Kim, and H.S. Uhm. Simulated experiment for elimination of chemical and biological warfare agents by making use of microwave plasma torch. *Physics of plasmas*, 11(2):830-835, FEB 2004.
- [41] H.S. Uhm, Y.C. Hong, and D.H. Shin. A microwave plasma torch and its applications. *Plasma Sources Science & Technology*, 15(2): S26-S34, MAY 2006.
- [42] M. Baeva, H. Gier, A. Pott, J. Uhlenbusch, J. Höschele, and J. Steinwandel. Studies on gas purification by a pulsed microwave discharge at 2.46 GHz in mixtures of n<sub>2</sub>/no/o<sub>2</sub> at atmospheric pressure. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 21(2):225-247, 2001.
- [43] M. Baeva, H. Gier, A. Pott, J. Uhlenbusch, J. Höschele, and J. Steinwandel. Pulsed microwave discharge at atmospheric pressure for nox decomposition. *Plasma Sources Science & Technology*, 11(1):1-9, FEB 2002.
- [44] IPLAS. Plasma sources : CYRANNUS® I. [en ligne]. Disponible sur: <http://www.cyrannus.com/pages/welcome.html>.
- [45] M. Suzuki, M.Komatsubara, M. Umebayashi, H. Akatsuka. Conversion of chloride waste into oxyde by microwave heated oxygen plasma. *Journal of Nuclear Science*

- and Technology, Vol 34, n°12, pp. 1159-1170, 1997.
- [46] A.I. Al-Shamma's, S.R. Wylie, J. Lucas, and C.F. Pau. Design and construction of a 2.45 GHz waveguide-based microwave plasma jet at atmospheric pressure for material processing. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 2734-2741, SEP 2001.
  - [47] S.R. Wylie, A.I. Al-Shamma'a, J. Lucas, and R.A. Stuart. An atmospheric microwave plasma jet for ceramic material processing. *Journal of Materials Processing Technology*, 153(Part 1, SI):288-293, NOV 10 2004.
  - [48] P.Leprince, E.Bloyet, J. Marc. Plasma torches. FR 82 156 82. 16 Sep 1982.
  - [49] E.A.H Timmermans, F.P.J. de Groote, J. Jonkers, A. Gamero, A. Sola, and J.J.A.M.van der Mullen. Atomic emission spectroscopy for the on-line monitoring of incineration processes. *Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy*, 58(5): 823-836, 30 May 2003.
  - [50] S.S. Asad, C. Tixier, P. Tristant, O. Leroy, C. Boisse-Laporte, and P. Leprince. Development and conception of an atmospheric pressure plasma enhanced chemical vapour deposition (appecvd) system using a microwave plasma torch and deposition of thin siox like films. In *16th International Colloquium on Plasma Processes (CIP 07)*, Jun 2007.
  - [51] S.S. Asad, C. Tendero, C. Dublanche-Tixier, P. Tristant, C. Boisse-Laporte, O. Leroy, and P. Leprince. Effect of atmospheric microwave plasma treatment on organic lubricant on a metallic surface. *Surface & Coating Technology*, 203(13) :1790-1796, 25 Mars 2009.
  - [52] S.S. Asad. Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au dépôt de couches minces d'oxide de silicium. PhD thesis, Université de Limoges, Octobre 2009.
  - [53] S.J. Rubio, M.C. Quintero, A. Rodero, and J.M. Fernandez Rodriguez. Assessment of a new carbon tetrachloride destruction system based on a microwave plasma torch operating at atmospheric pressure. *Journal of Hazardous Materials*, 148(1-2):419-427, 5 September 2007.
  - [54] S.J. Rubio, A. Rodero, and M.C. Quintero. Application of a microwave helium plasma torch operating at atmospheric pressure to destroy trichloroethylene.

Chemistry and Plasma Processing, 28(4):415-428, AUG 2008.

- [55] F. David B. Graves and M. J. Kushner, ‘‘Influence of Modelling and Simulation on the Maturation of Plasma Technology: Feature Evolution and Reactor Design’’, Journal of Vacuum Science Technology. A21, S152-6, Sep 2003.
- [56] E. Bluem, S. Bechu, C. Boisse-Laporte, P. Leprince and J. Marec. Spatial investigation of a large diameter microwave plasma. Journal of Physics. D: Appl. Phys. 28 (7), pp. 1529- 1533, 1995.
- [57] I. P. Ganachev and H. Sugai, Production and control of planar microwave plasmas for materials processing. Plasma Sources Sci. Technol. 11 A178-A190, 2002.
- [58] N. Ikhlef, M. R. Mékidèche, O. Leroy and A. Kimouche. 3D Electromagnetic Simulation of a Large Diameter Cylindrical Surface Wave Excited Plasma Reactor. COMPEL, Vol. 27, N° 5, pp.1069-1080, 2008.
- [59] C. Regnier, J. Desmaison, P. Tristant and D. Merle. Remote Microwave Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition of SiO<sub>2</sub> Films: Oxygen Plasma Diagnostic. Journal de Physique IV Colloque C5, supplkment au Journal de Physique 11, Volume 5, Juin 1995.
- [60] N. Benissad. Dépôt d'oxyde de silicium dans un réacteur plasma micro-ondes de grand diamètre en mélange hexaméthylsiloxane – oxygène. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d’Orsay, France, 1999.
- [61] T.K.S.Wong, B. Liu, B. Narayanan, V. Ligatchev, R. Kumar. Investigation of deposition temperature effect on properties of PECVD SiOCH lowk films. Thin Solid Films 462 - 463 156 - 160, 2004.
- [62] H.R. Kim, H.H. Park, S.H. Hyun, G.Y. Yeom. Effect of O<sub>2</sub> plasma treatment on the properties of SiO<sub>2</sub> aerogel film. Thin Solid Films 332, 444 - 448, 1998.
- [63] L. Maunoury, C. Pierret, S. Biri and J.Y. Pacquet. Studies of the ECR plasma using the TrapCAD code. Plasma Sources Sci. Technol. 18 015019 (7pp), 2009.
- [64] Stéphane Bechu. Conception et étude d’un réacteur micro-onde pour le traitement ou le dépôt de grandes surfaces. Thèse de Doctorat, Université Paris sud, U.F.R Scientifique d’Orsay, France, 1996.



## Chapitre 2

---

# Modèles Mathématiques du Plasma Micro-Onde

---

Le plasma peut être décrit de deux manières. La première consiste à étudier le comportement de chacune des particules qui le constituent par une description cinétique. La seconde est celle qui consiste à obtenir une description macroscopique de plasma. Dans ce cas, on peut établir les équations de base de type Navier-Stokes couplées avec les équations électromagnétiques de Maxwell. Elle permet de s'intéresser alors à des phénomènes sur des grandes échelles de temps et d'espace [1].

Par la suite de ce chapitre, nous allons présenter les différentes formulations mathématiques modélisant les dispositifs à plasma micro-onde, et qui expriment les phénomènes découplés et couplés intervenant dans le plasma micro-onde tels que: les phénomènes électromagnétiques (équations de Maxwell), les phénomènes hydrodynamiques (équations de Navier Stokes), et les phénomènes du plasma (équations de du transport d'espèces du plasma) [2].

## 2.1. Modèles Mathématiques du Plasma Micro-Onde

Un modèle final auto-cohérent des dispositifs à plasma micro-onde devra tenir compte de l'interaction entre le champ micro-onde, l'écoulement du gaz et le plasma. Chaque module nécessite des paramètres d'entrée venant et intervenant dans les autres modules : le champ micro-onde, les vitesses d'écoulement du gaz, la température du gaz, et les paramètres plasmas (densité et température électroniques) [2].

Pour résoudre ce problème fortement couplé, d'après [3] il est possible de traiter séparément chaque problème en utilisant les résultats de l'un comme données d'entrée de l'autre (figure 2.1), on parle alors d'un couplage faible.

### 2.1.1. Modèle Électromagnétique

Dans les plasmas micro-ondes, l'aspect électromagnétique (EM) joue un rôle important dans les processus de couplage : le profil de la densité électronique  $n_e$  dépend du profil du champ électrique HF, qui requiert lui-même une bonne estimation de  $n_e$ . Le fort couplage entre cet échange d'énergie nécessite une auto-cohérence entre les solutions du champ haute fréquence et du plasma. Celle-ci apporterait alors une meilleure compréhension et optimisation du plasma généré [2].

#### 2.1.1.1. Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell permettent de décrire les évolutions spatiales et temporelles du champ électrique et du champ magnétique.

La distribution du champ électromagnétique en présence du plasma est calculée en résolvant les équations de Maxwell-Ampère et de Maxwell-Faraday [4]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial(\varepsilon \vec{E})}{\partial t} \quad 2.1$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad 2.2$$

$E$  est le champ électrique [V/m],  $H$  est le champ magnétique [A/m],  $\varepsilon$  est la permittivité [F/m],  $\mu$  est la perméabilité [H/m] et  $\sigma$  est la conductivité du milieu [S/m].

En écrivant en régime harmonique :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t} \quad 2.3$$

Et :

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z) e^{j\omega t} \quad 2.4$$

La formulation en terme de champ électrique, donne:

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\mu_r} \vec{\nabla} \times \vec{E} \right) - k_0^2 \left( \varepsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right) \vec{E} = \vec{0} \quad 2.5$$

où  $\varepsilon_r$  and  $\mu_r$  sont respectivement la permittivité relative et perméabilité relative des différents milieux (vide, quartz, plasma...),  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide ( $8.854 \times 10^{-12}$  F/m),  $\sigma$  est la conductivité,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide ( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m).

Avec :  $\mu = \mu_0 \mu_r$  et  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ,

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad 2.6$$

$k_0$  : le nombre d'onde dans le vide.

$$\omega = 2\pi \cdot f_{HF} \quad 2.7$$

$\omega$ : la pulsation d'excitation micro-onde,

$f_{HF}$  : la fréquence d'excitation micro-onde.

Dans ces équations, le plasma est considéré comme un milieu vide, et présentant une conductivité due aux charges libres (électrons), donnée par :

$$\sigma_p = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu + j\omega)} \quad 2.8$$

$$\varepsilon_{rp} = 1 \quad 2.9$$

On pourrait aussi adopter la description diélectrique du plasma. Dans ce cas dans l'équation 2.5, on aurait :

$$\varepsilon_{rp} = \varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \left( 1 - \frac{j\nu_{en}}{\omega} \right)} \quad 2.10$$

$$\sigma = 0 \quad 2.11$$

Avec:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad 2.12$$

$\omega_p$  est la pulsation du plasma  $e$  et  $m_e$  sont respectivement la charge d'électron (égale à  $1.6 \cdot 10^{-19}$  C), et la masse électronique (égale à  $9.1 \cdot 10^{-31}$  kg), et  $\nu$  est la fréquence de collision électron-neutre. Les équations 2.8 et 2.10 montrent le couplage entre le champ électrique, la densité électronique et la fréquence de collision électron-neutre.

L'expression de  $\varepsilon_{rp}$  peut s'écrire sous forme complexe d'une partie réelle et une partie imaginaire :

$$\varepsilon_{rp} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - j \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega (\omega^2 + \nu^2)} \quad 2.13$$

Dans le cas faiblement collisionnel,  $\nu \ll \omega$ ,  $\varepsilon_{rp}$  devient une grandeur réelle :

$$\infty < \varepsilon_{rp} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 1 \quad 2.14$$

Cependant, on ne peut pas négliger  $\nu$  devant  $\omega$ . Pour entretenir le plasma, l'onde transfère son énergie au gaz par l'intermédiaire des électrons soumis au champ HF, à savoir par l'intermédiaire des collisions.

Dans le cas d'une décharge micro-onde à 2.45 GHz,  $\omega_p > \omega$ , la permittivité du plasma est négative.

Dans le cas où  $(R_e(\varepsilon_p) > 0)$ , le plasma est dit sous-critique et les modes qui se propagent dans le milieu borné de réacteur (cavité ou guide d'onde) sont peu perturbés par la présence du plasma. Ces modes, dits de guide, sont similaires aux modes se propageant dans l'air à l'intérieur d'une même structure [5].

Dans le deuxième cas où  $(R_e(\varepsilon_p) < 0)$ , le plasma est dit sur-critique et se comporte comme un diélectrique à pertes, de nouveaux modes propres au plasma, dites ondes de surface (OS), peuvent se propager et permettent d'entretenir le plasma. Leur existence requiert la présence d'une interface entre un milieu dont la partie réelle de la permittivité est négative (ex. plasma sur-critique) et un autre milieu à partie réelle positive (ex. le quartz, le vide ou un plasma sous-critique). Les composantes des champs électromagnétiques sont maximales

à l'interface du plasma et de diélectrique, et leurs modules décroissent (quasi-exponentiellement) dans chacun des deux milieux adjacents, justifiant l'appellation Ondes de Surfaces. Cette interface joue ici le rôle de guide d'onde. La production d'un plasma entretenu par OS est donc un problème auto-cohérent (l'OS crée et maintient son propre guide (la colonne plasma)) [4] [5].

Outre ces deux paramètres, le plasma peut être caractérisé par sa densité critique et son effet de peau [6].

Lorsque la pulsation plasma  $\omega_p$  est égale à la pulsation micro-onde  $\omega$ , la densité électronique adopte sa valeur critique:

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = 7.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad 2.15$$

Tant que  $\omega$  est supérieure à  $\omega_p$  ( $n_e < n_c$ ), les ondes peuvent se propager dans le plasma. Dans notre cas, à 2,45 GHz,  $n_c = 7.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

L'effet de peau est donné par [6]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{R(\sigma_p) \omega \mu_0}} \quad 2.16$$

qui est la profondeur caractéristique de pénétration du champ HF dans un milieu conducteur et se définit comme la distance sur laquelle l'intensité du champ EM se réduit à  $1/e$  de sa valeur initiale [6].

Le flux d'énergie est donné par le vecteur de Poynting :

$$P_0 = \vec{E} \times \vec{H} \quad 2.17$$

La puissance micro-onde moyenne absorbée par un électron s'écrit :

$$P_a = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e} \frac{v_{en}}{v_{en}^2 + \omega^2} \quad 2.18$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\theta = \frac{e^2}{m_e v_{en}} E_{eff}^2 \quad 2.19$$

où  $E_{eff}$  est le champ effectif défini par :

$$E_{eff} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\nu_{en}^2}{\nu_{en}^2 + \omega^2}} \quad 2.20$$

Dans une décharge micro-onde, la puissance micro-onde est principalement transférée dans le plasma par collision électron-neutre. La puissance absorbée  $P_a$  dépend alors de la densité électronique  $n_e$  [2]:

$$P_a = n_e \cdot \theta \quad 2.21$$

$\theta$  est la puissance nécessaire pour maintenir un électron dans le plasma.

Dans le tableau 2.1, sont résumés les ordres de grandeur de quelques paramètres importants régissant la physique des décharges micro-onde [5] [7].

Paramètres	Valeurs
- Fréquence typique $f$	2.45 GHz
- Longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = c/f$	~ 12 cm
- Rapport $L/\lambda_0$ de la longueur caractéristique du réacteur à la longueur d'onde	$\geq 1$
- Rapport $\nu/\omega$ de la fréquence de collision à celle de l'onde	De $\ll 1$ à $\leq 1$
- Densité électronique ( $\text{cm}^{-3}$ )	$10^{11}$ - $10^{13}$
- Densité électronique de coupure fondamentale $n_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$7.4 \times 10^{10}$
- Rapport $\omega_p/\omega$ de la fréquence plasma électrique à celle de l'onde	1-10

**Tableau 2.1.** Paramètre de décharge micro-onde

L'entrée la plus importante pour le modèle de champ EM est le de densité d'électrons  $n_e$  et la température  $T_e$ , elles sont prises à partir du modèle de plasma. La sortie le plus important de ce modèle EM est la répartition du champ électromagnétique micro-onde  $E_{HF}$  et la puissance absorbée par le plasma  $P_a$  [8].

### 2.1.2. Modèle Hydrodynamique

L'hydrodynamique (HD), appelée également mécanique ou dynamique des fluides, décrit le comportement d'un milieu continu et déformable. Ces deux propriétés proviennent du

fait que le milieu est composé d'un grand nombre de particules massives (pas nécessairement identiques) mais dont on suit l'évolution sur des échelles spatiales et temporelles [9].

### 2.1.2.1. Équations de Navier-Stokes

La première équation de Navier-Stokes est l'équation de conservation de la masse du système [2]:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad 2.22$$

où  $u$  est la vitesse d'écoulement du gaz et  $\rho$  est la densité massique du gaz.

La deuxième équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui décrit l'évolution du fluide est :

$$\rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} \quad 2.23$$

$$\vec{\tau} = -\eta \left[ \vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \vec{I} \right] \quad 2.24$$

est le tenseur de contrainte qui rend compte de la viscosité dynamique du fluide  $\eta$ ,  $u$  et  $p$  sont les champs de vitesse et de pression du fluide.  $I$  est le tenseur identité.  $\eta$  est obtenu par la théorie de Champman-Enskog et peut être décrit, à une température  $T_g$  et un gaz de masse  $M_g$ , en termes de paramètres de Lennard-Jones  $\sigma$  et  $\epsilon$  [10, 12] :

$$\eta = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi M_g k_B T_g}}{\pi \sigma^2 \Omega(T^*)} \quad 2.25$$

où  $k_B$  est le constant de Boltzmann ( $k_B = 1.3806 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ),  $\sigma$  est le diamètre de collision et  $\Omega(T^*)$  est l'intégrale de collision, donnée par :

$$\Omega(T^*) = 1.0413 \times (T^*)^{-0.11930} + (T^* + 0.43628)^{-1.6041} \quad 2.26$$

$$T^* = \frac{k_B T_g}{\epsilon} \quad 2.27$$

$T^*$  est une température réduite et  $\epsilon$  est l'énergie moyenne totale du fluide.

Le tableau 2.2 donne les paramètres de Lennard-Jones pour l'argon [12], ainsi qu'un ordre de grandeur de  $\eta$  pour 1000K.

	Ar
$M_g$	$5 \times 10^{-26}$ kg
$\sigma$	3,418 A <sup>0</sup>
$\epsilon / k_B$	124 K
$\eta$ (1000 K)	$\sim 5 \times 10^{-5}$ Pa.s

**Tableau 2.2.** Masse, paramètres de Lennard-Jones et viscosité (à 1000K) de l'argon.

La combinaison de l'équation de continuité et du mouvement donne une description de la vitesse barycentrique, en terme de gradient de pression et de viscosité.

### 2.1.2.2. Équation de l'Énergie

L'équation de conservation de l'énergie est donnée par :

$$\rho C_v (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T_g = \vec{\nabla} (\lambda_g \vec{\nabla} T_g) - p \vec{\nabla} \vec{u} + 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g) \quad 2.28$$

$C_v$  est la chaleur spécifique du gaz à volume constant,  $\lambda_g$  est la conductivité thermique du gaz et  $\nu$  est la fréquence de collision électron-neutre.  $m_e$ ,  $n_e$  et  $T_e$  sont, respectivement, la masse de l'électron, la densité électronique et la température électronique [2].

La chaleur spécifique du gaz à pression constante, est données par :

$$C_v = \frac{3}{2} \frac{k_B}{M_g} \quad 2.29$$

La conductivité thermique  $\lambda_g$  dépend de  $\eta$  [12] :

$$\lambda_g = \frac{15}{4} \eta \frac{k_B}{M_g} \quad 2.30$$

L'écoulement du gaz est alors complété par des transferts de chaleur. Chaque terme de cette équation décrit les différents modes d'échange d'énergie :

- Par des processus de convection (différence de masse volumique, différence de température) :  $\rho C_v (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T_g$ ,



- Par des processus de conduction de la chaleur (collisions entre particules de même nature) :  $\vec{\nabla}(\lambda_g \vec{\nabla} T_g)$ ,
- Par le travail des forces de pression :  $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} p$ ,
- Par des collisions entre particules différentes (ici il s'agit de chauffage du gaz d'argon par les électrons) :  $3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g)$ .

L'équation de l'énergie décrit et prédit la température du gaz en écoulement. Elle est couplée aux équations de Navier-Stokes qui décrivent les champs de vitesses. Ce couplage a lieu à travers le terme de convection et celui du travail des forces de pression qui font intervenir les vitesses. Les équations de Navier-Stokes sont également couplées à l'équation de l'énergie car les propriétés du gaz (densité, coefficient de viscosité) dépendent de la température.

Les propriétés thermiques ainsi que la fréquence de collisions de l'argon sont données au tableau 2.3 suivant :

	Ar
$C_v$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	414
$\lambda_g$ (1000K) (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	0,05
$\nu$ (S <sup>-1</sup> )	$\sim 3,4 \times 10^{-8} n_g$ (cm <sup>-3</sup> )

**Tableau 2.3.** Propriétés thermiques et fréquences de collision de l'argon [2] [13].

$n_g = N = \rho / M_g$  est la densité du gaz exprimée en cm<sup>-3</sup>.

Les sorties calculées par le modèle hydrodynamique sont :

- La répartition de la vitesse  $u$ ,
- La répartition de la pression  $p$ ,
- La répartition de la température  $T_g$ , ainsi que la densité du gaz  $n_g$ .

### 2.1.3. Modèle Plasma

Le modèle plasma est la partie centrale de l'algorithme de résolution du problème couplé des plasmas micro-onde. Dans notre travail, les décharges micro-ondes dans l'argon sont étudiées et les espèces prédominantes considérées pour les réactions qui se produisent dans nos dispositifs à plasma micro-onde sont les suivants:

- ✓ Neutres Ar (densité  $N$ ),
- ✓ Ions  $\text{Ar}^+$  (densité  $n_i$ ),
- ✓ Métastables excité  $\text{Ar}^*$  (densité  $n_*$ ),
- ✓ Électrons  $e$  (densité  $n_e$ ).

La modèle plasma, traite les équations de transport (diffusion-dérive) des électrons et des ions, les métastables du plasma, ainsi que l'équation de transport de l'énergie moyenne des électrons, couplés à l'équation de Poisson pour le champ de charge d'espace.

Les électrons sont caractérisés par une température  $T_e$ . Les particules lourdes sont supposées être en équilibre thermique avec la température du gaz  $T$  très inférieure à la température électronique [2]. Alors, une température homogène des particules lourdes ( $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}^*$  et  $\text{Ar}$ ) peut être supposé de sorte que [14]:

$$T_e \gg T_i \approx T_* \approx T \quad 2.31$$

où  $T_i$  est la température des ions, et  $T_*$  est la température des métastables excités.

Les atomes Ar suivent dans ce régime de la loi des gaz parfaits donnée par:

$$N = \frac{p}{k_B T} \quad 2.32$$

#### 2.1.3.1. Équations du Transport d'Espèces du Plasma

Les équations de transport des espèces chargées du plasma sont fonction du temps et de l'espace issue de l'équation de Boltzmann [15]. Pour chaque espèce, le modèle plasma résout les équations de continuité pour les ions, électrons et les espèces excité de la forme générale suivante [8]:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_j + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_j) = S_j \quad 2.33$$

où  $n_j$  est la densité des espèces  $j$ ,  $\Gamma_j$  est le flux,  $u$  est la vitesse du fluide qui provient du modèle hydrodynamique (voir équation 2.21), et  $S_j$  est le terme source.

Le flux de chaque espèce est donné par [16]:

$$\vec{\Gamma}_j = -\mu_j \cdot n_j \vec{E}_s - D_j \vec{\nabla}(n_j) \quad 2.34$$

où  $\mu_j$  est la mobilité et  $D_j$  est la diffusion.

Le système d'équations de transport électronique comprend :

1. L'équation de continuité, qui décrit le transport des électrons de densité  $n_e$ , leur flux  $\Gamma_e$  sous l'influence du champ électrique et des collisions (e.g. ionisation, recombinaison, etc) [17] :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \Gamma_e + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_e) = S_e \quad 2.35$$

$S_e$  est le terme source des électrons (créations/pertes).

Le terme source dépend des réactions chimiques impliqué est:

$$S_e = \sum_{ij} n_e n_{n_j} \cdot K_{ij} \quad 2.36$$

Les coefficients de vitesse pour le processus  $j$  (l'indice  $j$  peut indiquer ionisation et excitation) sont définis par la relation suivante [18]:

$$K_j = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \cdot \sigma_j(\varepsilon) \cdot v(\varepsilon) d\varepsilon \quad 2.37$$

$\varepsilon$  est l'énergie d'électron,  $\sigma_i$  la section efficace de collision,  $v$  la vitesse d'électron et  $f(\varepsilon)$  est la fonction de la distribution d'énergie d'électron (EEDF).

2. L'équation de transfert du mouvement tout en négligeant l'inertie des électrons et la fréquence d'ionisation [18] :

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e \cdot n_e \vec{E}_s - D_e \vec{\nabla}(n_e) \quad 2.38$$

Elle se résume alors à l'expression du flux électronique  $\Gamma_e$  dans laquelle la mobilité électronique  $\mu_e$  ( $\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ) traduit la dérive des particules soumises à un champ électrique de charge d'espace  $\vec{E}_s$  que nous verrons dans la suite (équation 2.49) et  $D_e$  ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) est le

coefficient de diffusion des électrons. La diffusion provient du gradient de densité électronique.

3. L'équation de transfert d'énergie est résolue seulement pour les électrons [17] [18] [19] [20]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\varepsilon) + \nabla \cdot [\Gamma_\varepsilon] + E \cdot \Gamma_e = S_\varepsilon \quad 2.39$$

$$\Gamma_\varepsilon = -n_e (\varepsilon \mu_\varepsilon \vec{E}_s) - D_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon \quad 2.40$$

$$n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon} \quad 2.41$$

$$\bar{\varepsilon} = \left(\frac{3}{2}\right) k_B T_e \quad 2.42$$

$$\mu_\varepsilon = \frac{5}{3} \mu_e \quad 2.43$$

$$D_\varepsilon = \frac{5}{3} D_e \quad 2.44$$

où  $n_\varepsilon$  est la densité d'énergie d'électron,  $\varepsilon$  l'énergie moyenne d'électron,  $T_e$  la température d'électron,  $\Gamma_\varepsilon$  le flux moyen d'énergie,  $S_\varepsilon$  le terme source de l'énergie électron.  $\mu_\varepsilon$  et  $D_\varepsilon$  sont la mobilité électron et le coefficient de diffusion pour le flux d'énergie, respectivement.

Le coefficient de diffusion d'électron est usuellement trouvé à partir de la mobilité d'électron par la relation d'Einstein [15]:

$$D_e = \frac{2\mu_e \bar{\varepsilon}}{3e} \quad 2.45$$

Le système d'équations du transport ionique comprend également l'équation de continuité, similaire à celle des électrons et l'équation de transfert du mouvement. Par analogie aux électrons, on a introduit  $\mu_i$  la mobilité des ions et  $D_i$  le coefficient de diffusion des ions [17] :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \Gamma_i + \vec{\nabla} \cdot (\bar{u} n_i) = S_e \quad 2.46$$

$$\vec{\Gamma}_i = -\mu_i n_i \vec{E}_s - D_i \vec{\nabla} (n_i) \quad 2.47$$

Pour les métastables, le système d'équations du transport comprend également l'équation de continuité, similaire à celle des électrons et l'équation de transfert du mouvement. On a introduit  $D_*$  le coefficient de diffusion des métastables [17] :

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_* + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_*) = S_* \quad 2.48$$

$$\vec{\Gamma}_* = -D_* \vec{\nabla} (n_*) \quad 2.49$$

Pour un calcul auto-consistent du champ électrique statique  $\vec{E}_s$  qui se produit à cause de la séparation des ions et des électrons dans le plasma, l'équation de Poisson est résolue simultanément avec les équations de transport précédentes [18]:

$$\vec{E}_s = -\vec{\nabla} V \quad 2.50$$

Et:

$$\Delta V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad 2.51$$

où  $V$  est le potentiel électrostatique.

Elle décrit l'apparition d'un champ de charge d'espace sous l'effet de la séparation de charges positives et négatives (phénomène très important dans les gaines) [2].

Le modèle plasma prend les données de deux modèles, à partir de modèle EM (la puissance absorbée  $P_a$ ) et à partir du modèle de l'écoulement du gaz (les concentrations du neutres du gaz  $N$ , la température du gaz  $T$  et la vitesse du gaz  $u$ ). Ses sorties sont la densité  $n_e$  et la température des électrons  $T_e$ , que sont utilisés dans le modèle EM.

### 2.1.3.2. Réactions Prises en Compte dans le Modèle Plasma

Les électrons libres sont les espèces énergétiques dans le plasma. De cette façon, les électrons accumulent assez d'énergie pour performer les collisions inélastiques et produit l'ionisation nécessaire pour maintenir la décharge. Les classes typiques des réactions dans le volume de plasma sont: l'excitation, la dissociation et l'ionisation par l'impact d'électron, qui sont également les précurseurs de plusieurs autres réactions importantes. Dans notre étude, le mécanisme chimique du modèle plasma contient 3 espèces ( $\text{Ar}$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}^*$ ) et les électrons. On va considérer sept réactions produites au niveau du plasma micro-onde le long de ce travail. Ces réactions considérés sont montrées dans le tableau 2.4 [21, 24]:

Réaction	Formule	Type	Energie de réaction (eV)
1	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$	Elastique	0
2	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	Excitation	11.5
3	$e + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar}$	Super-élastique	-11.5
4	$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Ionisation	15.8
5	$e + \text{Ar}^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	Ionisation	4.11
6	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	Penning ionisation	-
7	$\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	Quenching de métastable	-

**Tableau 2.4.** Réactions prises en compte dans le modèle [21, 24].

Toutes les collisions inélastiques ont un seuil en énergie, les électrons doivent avoir une énergie supérieure à ce seuil pour donner lieu à la réaction. Après la collision, l'électron perd l'énergie seuil. Pour entretenir la décharge électrique, ces pertes d'énergie sont compensées par l'action du champ électrique qui transfère en permanence de l'énergie aux électrons [25].

### 2.1.4. Récapitulation

Pour résumer, la modélisation fluide utilisée en physique des plasmas micro-onde, se fait par la résolution d'un certain nombre d'équations, qui sont des fonctions du temps et de l'espace. Le système d'équations auquel nous nous intéressons dans cette thèse peut donc s'écrire sous la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\mu_r} \vec{\nabla} \times \vec{E} \right) - k_0^2 \left( \varepsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right) \vec{E} = \vec{0} \quad 2.52$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad 2.53$$

$$\rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \eta \left[ \vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \vec{I} \right] \quad 2.54$$

$$\rho C_v (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T_g = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_g \vec{\nabla} T_g) - p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g) \quad 2.55$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_e) = S_e \quad 2.56$$

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e \cdot n_e \vec{E}_s - D_e \vec{\nabla} (n_e) \quad 2.57$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_i + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_i) = S_i \quad 2.58$$

$$\vec{\Gamma}_i = -\mu_i \cdot n_i \vec{E}_s - D_i \vec{\nabla} (n_i) \quad 2.59$$

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_* + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} n_*) = S_* \quad 2.60$$

$$\vec{\Gamma}_* = -D_* \vec{\nabla} (n_*) \quad 2.61$$

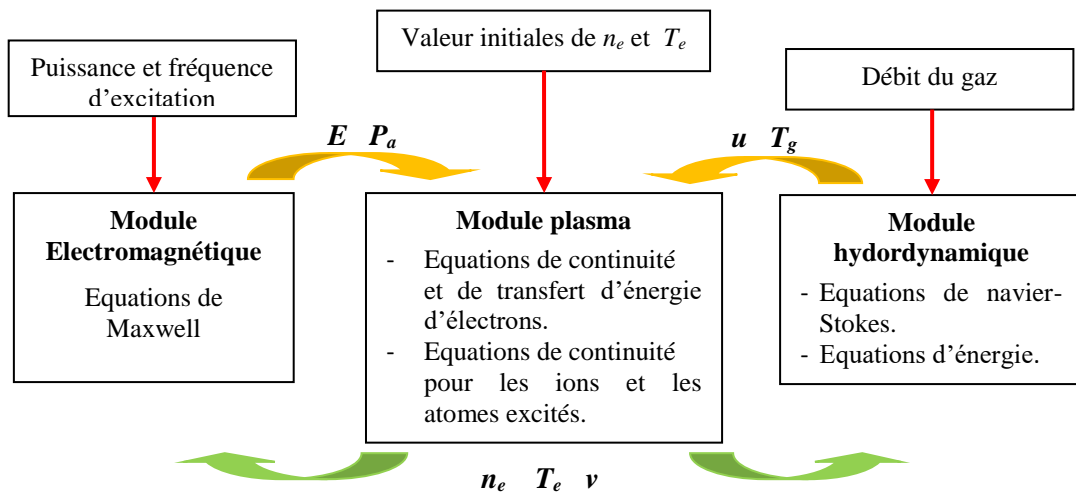
$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\varepsilon) + \nabla \cdot [\Gamma_\varepsilon] + E \cdot \Gamma_e = S_\varepsilon \quad 2.62$$

$$E_s = -\nabla V \quad 2.63$$

$$\Delta V = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad 2.64$$

## 2.2. Algorithme de Calcul

Pour nos simulations, l'organigramme adopté est montré sur la figure ci-dessous :



**Figure 2.1.** Schéma de simulation, basé sur le couplage de trois modules, un module électromagnétique, un module hydrodynamique et un module plasma.

Les paramètres plasma ( $n_e$ ,  $T_e$ ) proviennent de la puissance absorbée  $P_a$ , elle-même dépendante du champ micro-onde. Réciproquement, le champ micro-onde dépend des caractéristiques diélectriques des milieux simulés, en particulier des paramètres du plasma dont les propriétés diélectriques sont liées à la densité électronique  $n_e$  et à la fréquence de collision électron-neutre  $\nu$ .

L'écoulement du gaz se trouve modifié par le plasma qui entraîne un chauffage de ce gaz. Étudier ce transfert de chaleur nécessite de connaître les paramètres plasma.

Par conséquent, l'algorithme de simulation est le suivant:

1. On initialise dans le modèle électromagnétique les valeurs ( $n_e$ ,  $T_e$ ) du plasma,
2. On résout alors l'équation électromagnétique (2.52). On en déduit les distributions du champ micro-onde et de la puissance absorbée par le plasma,
3. On résout les équations plasma (2. 56-64)

Les étapes 2 et 3 sont itérées jusqu'à obtention de solutions fiables pour les paramètres plasma et le champ électromagnétique.

4. On en déduit de nouvelles valeurs pour  $n_e$  et  $T_e$
5. On initialise par un plasma ( $n_e$  et  $T_e$ ) donné par 4, dans le modèle hydrodynamique,
6. On résout les équations d'hydrodynamique (2. 53-55) pour cette nouvelle distribution des paramètres plasma. On en déduit la distribution des vitesses  $u$  et de la température du gaz  $T_g$ ,
7. On résout les équations plasma.

Les étapes 6 et 7 sont itérées jusqu'à obtention de solutions fiables pour les paramètres plasma, les vitesses et les températures du gaz.

8. On revient au 1 et on recommence jusqu'à convergence de l'ensemble.

### **2.3. Méthodes de Résolution des Equations du Plasma Micro-Onde**

La modélisation et la simulation de la structure complexe des plasmas micro-ondes nécessitent l'utilisation des systèmes d'équations différentielles décrites précédemment. La résolution de ces équations peut être effectuée par plusieurs méthodes numériques comme la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis. Il s'agit donc de passer du domaine continu à un domaine discrétisé, et de résoudre alors numériquement l'ensemble des équations aux dérivées partielles.



### **2.3.1. Méthode des Différences Finies**

La méthode des différences finies (MDF) consiste à approximer, par développement en série de Taylor, l'opérateur différentiel par un opérateur de différence. Elle est simple à mettre en œuvre pour des géométries simples, elle devient compliquée pour des géométries complexes.

### **2.3.2. Méthode des Eléments Finis**

La méthode des éléments finis (MEF) réside sur la division du domaine de calcul en domaines élémentaires appelés éléments. Ceux-ci peuvent avoir des formes triangulaires ou quadrilatérales. Cette méthode représente l'inconnue par une fonction d'interpolation en fonction des valeurs de cette inconnue sur chaque nœud (ou centre) des éléments.

Elle s'adapte à des géométries quelconques et elle est utilisée dans les domaines de la mécanique du solide et dans les problèmes multiphysiques (exemple : le logiciel COMSOL Multiphysics).

### **2.3.3. Méthode des Volumes Finis**

La méthode des volumes finis (MVF) est aussi adaptée aux géométries quelconques. Elle divise le domaine de calcul en volumes élémentaires, chaque volume entourant un nœud du maillage. L'équation, représentée par une fonction d'approximation, est alors intégrée sur chaque volume. La forme intégrale est discrétisée dans le domaine de calcul.

Elle est utilisée dans de nombreux codes généralistes en mécanique des fluides (exemple : le logiciel FLUENT).

Pour notre travail, vu la nature de notre problème, nous allons utiliser le logiciel COMSOL en collaboration avec le laboratoire LPGP, France.

## **2.4. Code de Calcul : COMSOL Multiphysics**

Pour la modélisation et le développement des modèles électromagnétiques, hydrodynamiques et plasma, nous avons utilisé le code de calcul ou le logiciel commercial COMSOL Multiphysics® [114].

COMSOL Multiphysics (ancien nom : Toolbox 1.0, Femlab) est multiplateforme, il utilise une interface graphique qui nous permet de travailler en plusieurs dimensions (1D, 2D ou 3D). Cependant, on peut également entrer manuellement des EDP spécifiques dans le cas nécessaire. Grâce à l'interface graphique, l'observation de différentes grandeurs (paramètre du plasma, champs électrique, température, vitesse, tension, force ...etc.) devient bien visuelle.

Le logiciel COMSOL dispose de modules de simulation de plasma micro-onde intégrant la propagation du champ micro-onde et de plasma micro-onde, le module d'écoulement de fluide et le transfert de chaleur pour le module hydrodynamique. Grâce à une interface visuelle il est possible de dimensionner des applicateurs micro-onde et de calculer le profil de différents paramètres du plasma ainsi que les profils des champs électromagnétiques.

## 2.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modèles mathématiques de notre dispositif plasma micro-onde, relativement aux différents phénomènes qui interviennent. Nous avons montré et expliqué les caractéristiques spécifiques de chaque modèle et les différents termes des couplages entre les différents modèles découplés. Ces modèles permettent d'étudier alors les caractéristiques : électromagnétiques, hydrodynamiques et thermiques de la décharge micro-onde.

Nous avons montré aussi l'influence des paramètres d'entrée sur celles des sorties, ainsi que les éléments des couplages, à savoir :

- Les paramètres du plasma dépendent du couplage micro-ondes/plasma (puissance, fréquence d'excitation) et inversement la distribution du champ micro-onde est déterminée par les paramètres plasma (densité électronique et fréquence de collision électron-neutre) ;
- Les paramètres du plasma dépendent de la vitesse d'écoulement et la température du gaz et inversement la distribution de celle-ci est liée aux paramètres plasma (densité et température électroniques et fréquence de collision électron-neutre).

Ce chapitre nous a permis de présenter les aspects théoriques et pratiques du développement des équations qui décrivent les plasmas micro-onde. Les résultats de l'application de ces modèles aux dispositifs à plasma micro-onde seront donnés aux chapitres 3 et 4.

## Bibliographie

---

- [1] Cédric Boulbe. Contribution à la résolution des équations de la magnétohydrodynamique et de la magnétostatique, Thèse de Doctorat en Mathématiques Appliquées, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France, 2 Octobre 2007.
- [2] Katell Gadonna. Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique, Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université Paris Sud XI, 23 Avril 2012.
- [3] G. Gousset. Modeling of microwave reactors: microwave and kinetics in gas flow approaches. *Journal de Physique IV*, 8(P7) : 21-32, Octobre 1998.
- [4] Nabil Ikhlef. Modélisation numérique d'une installation Convertisseur-plasma d'induction en vue d'une commande optimale. Université de Batna, Thèse de Doctorat en électrotechnique, 15 Avril 2010.
- [5] Simon Letout. Coulage onde de surface-plasma en présence de résonance, dans une décharge micro-onde à basse pression. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université Paris Sud XI, 25 Septembre 2007.
- [6] M. Moisan and J. Pelletier. *Physique des plasmas collisionnels*. Collection Grenoble Sciences, 2006.
- [7] D Korzec, F Werner, R Winter, and J Engemann. Scaling of microwave slot antenna (slan): a concept for efficient plasma generation. *Plasma Sources Science and Technology*, 5(2):216–234, 1996. Available from: <http://stacks.iop.org/0963-0252/5/216>.
- [8] Adam. Obrusnik, P. Synek, Lenka Zajickova. Simulations of atmospheric pressure microwave plasma torch in Ar/H<sub>2</sub> mixture using Matlab and COMSOL Multiphysics. API, 2013.
- [9] Ivan Hirka, numerical modeling of processes in thermal plasma reactor. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université de Prague, August 2013.
- [10] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, and R.B. Bird. *Molecular theory of gases and liquids*. John Wiley, 1964.

- [11] L.L. Alves. Equations hydrodynamiques de transport pour un fluide à multi-composantes. Rapport Interne, Février 2011.
- [12] R.B. Bird, W.E. Steward, and E.N. Lightfoot. Transport phenomena. John Wiley, 1960.
- [13] U. Kortshagen, A. Shivarova, E. Tatarova, and D. Zamfirov. Electron-energy distribution function in a microwave-discharge created by propagating surface-waves. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 27(1):301-311, FEB 1994.
- [14] C. Hunyar, E. Räuchle, L. Alberts, R. Emmerich, M. Graf, M. Kaiser, K.-D. Nauenburg.. Numerical Study of Surface Waves in Plasma. Presented at the COMSOL Users Conference in Grenoble France, 2007.
- [15] G. J. M. Hagelaar and G. M. W. Kroesen. Speeding Up Fluid Models for Gas Discharges by Implicit Treatment of the Electron Energy Source Term. *Journal of Computational Physics* 159, 1-12, 2000.
- [16] T. Makabe. *Advances in Low Temperature RF Plasmas: Basis for Process Design*. Amsterdam: Elsevier, 2002.
- [17] H. C. Kim, F. Iza, S. S. Yang, M. Radmilovic-Radjenovic and J. K. Lee. Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38, 2005.
- [18] S. Rebiaï, H. Bahouh and S. Sahli. 2D Simulation of Dual Frequency Capacitively Coupled Helium Plasma, using COMSOL Multiphysics. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* Vol. 20, No. 5, 1616-1624, October 2013.
- [19] A Salabas, G Gousset and L L Alves. Two-dimensional fluid modelling of charged particle transport in radio-frequency capacitively coupled discharges. *Plasma Sources Science and Technology*. 11 448–465, October 2002.
- [20] Aurel Salabas. Fluid model for charged particle transport in capacitively coupled radio-frequency discharges. *Universida de Tecnica de Lisboa*, Octobre 2003.
- [21] Z Donk, P Hartmann and K Kutasi. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modeling. *Plasma Sources Science and Technology*. 15, 178-186, 2006.

- [22] M. Baeva, A. Bosel, J. Ehlbeck, and D. Loffhagen. Modeling of microwave induced plasma in argon at atmospheric pressure. *Physical Review E* 85, 056404(9), May 2012.
- [23] Hai-Xing Wang, Wei-Ping Sun, Su-Rong Sun, A. B. Murphy, Yiguang Ju. Two-Temperature Chemical-Nonequilibrium Modelling of a High-Velocity Argon Plasma Flow in a Low-Power Arcjet Thruster. *Plasma Chem Plasma Process* 34:559-577, October 2014.
- [24] M. M. Hossain, Y. Tanaka, and T. Sakuta. Particle concentrations and transport properties of a partially ionized Ar plasma in a two-temperature reaction kinetic approach. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 35, 529-535, March 2002.
- [25] Djilali Benyoucef. Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques. Thèse de Doctorat en Ingénierie et Physique des Plasmas de Décharge, Université de Toulouse III - Paul Sabatier spécialité, Mai 2011.
- [26] Dairo Javier Ballestas Castro. Études d'un réacteur micro-ondes monomode de type cuve agitée pour la synthèse chimique et proposition d'une méthodologie d'extrapolation. Thèse de Doctorat en Génie des Procédés, 07 juillet 2010.
- [27] B. L. Hayes. *Microwave Synthesis: Chemistry at the Speed of Light*, CEM, 2003.
- [28] H.Will,; P.Scholz, and B.Ondruschka,. *Microwave-Assisted Heterogeneous Gas-Phase Catalysis*, *Chemical Engineering & Technology* 27 (2), 113-122, 2004.
- [29] Kremena Makasheva. Modélisation des décharges électriques et son apport à l'amélioration des méthodes de diagnostic du plasma. Mémoire de l'habilitation à diriger Des recherches, Université Paul Sabatier, France, 2010.
- [30] Amaury Kilicaslan. Etude spectroscopique d'un plasma micro-onde à la pression atmosphérique et son application à la synthèse de nanostructures. Mémoire de maître en physique Université de Montréal, Mars 2014.
- [31] Mohamed Mmadi Nasserline. Mesure de la distribution du champ en chambre réverbérante par la théorie des perturbations, Application à l'étude des directions d'arrivée. Thèse de Doctorat en Electronique, optronique et systèmes, Université Paris Est Marne la Vallée, 25 Septembre 2015.

- [32] E. Bluem, S. Bechu, C. Boisse-Laporte, P. Leprince and J. Marec. Spatial investigation of a large diameter microwave plasma. *Journal of Physics. D: Appl. Phys.* 28 (7), pp. 1529-1533, 1995.
- [33] N. Manivannan, W. Balachandran, R. Beleca, and M. Abbod. Microwave Plasma System Design and Modelling for Marine Diesel Exhaust Gas Abatement of NO<sub>x</sub> and Sox. *International Journal of Environmental Science and Development*, Vol. 6, No. 2, February 2015.
- [34] Z. Wang, G. Zhang, Q. Zhang, and Z. Jia. A large-volume open-air microwave plasma based on parallel multislot rectangular waveguides. *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol. 40, no. 5, pp. 1380-1385, 2012.
- [35] H. Nowakowska, M. Jasiński, and J. Mizeraczyk. Electromagnetic field distributions in waveguide-based axial-type microwave plasma source. *The European Physical Journal D*, vol. 54, no. 2, pp. 511–518, 2009.
- [36] <http://www.comsol.com/>.

## Chapitre 3

---

### Application 1 : Torche TIA à Plasma Micro-Onde à la Pression Atmosphérique

---

Les modèles mathématiques décrits dans le chapitre précédant permettent d'étudier les caractéristiques du plasma de côtés électriques, plasma, hydrodynamiques et thermiques de la décharge micro-onde. Dans ce chapitre, on va exploiter ces modèles qualifiés pour simuler la décharge micro-onde (2,45 GHz) dans la torche à injection axiale (TIA) à plasma micro-onde à la pression atmosphérique tout en résolvant alors les équations décrits précédemment fortement couplées.

On rappelle que les caractéristiques électromagnétiques et hydrodynamique de ce problème ont été analysées dans des travaux précédents, pour des configurations différentes et par différentes techniques de modélisations et simulations numériques, à savoir le logiciel commercial CST microwave studio [1, 2], le code PLASIMO [3], et un code de calcul en 2D développé par R. Alvarez et L.L. Alves [4, 5, 6]. Dans la référence [6], les auteurs décrivent également la TIA à travers une étude hydrodynamique basée sur un code hydrodynamique en 2D. En outre, une simulation numérique avec des mesures expérimentales a été faite par le logiciel Comsol dans [7], dans laquelle, elle réalise une étude électromagnétique en 3D, hydrodynamique en 2D, mais cette étude est dépourvue de la partie qui traite le modèle du plasma.

Dans notre travail, notre modèle couplé est une suite logique de cette dernière, mais ici pour une étude électromagnétique, hydrodynamique pour une configuration tridimensionnelle, et une étude bidimensionnelle du plasma par simulation numérique tout en utilisant le logiciel Comsol Multiphysique.

### **3.1. Description de la Torche Plasma Micro-Onde à Modéliser**

La torche à plasma micro-onde choisie pour notre étude est une torche TIA métallique (décrite au chapitre 1, paragraphe 1.6.2.3) et illustrée par la figure 3.1. Elle comporte le guide d'onde et la ligne coaxiale. L'énergie micro-onde est injectée au sein de la structure via un port d'entrée : dans le cas présent, une section du guide d'onde. Étant donné que le plasma s'écoule directement dans l'atmosphère environnante, il est donc nécessaire de tenir compte de l'environnement extérieur : ici, il s'agit d'un cylindre vide (air) et de côtés en quartz dont la hauteur est de l'ordre d'une longueur d'onde ou plus [7]. Le haut de la structure est ouvert afin de permettre la libre propagation des micro-ondes.

La configuration de système de TIA à plasma micro-onde comprend les éléments suivants:

- Le plasma ;
- L'air ;
- Le quartz ;
- Les guides d'onde métalliques (Laiton) ;
- Les pièces en téflon.

Les dimensions des différents éléments du modèle sont représentatives de celles des expériences faites par [7] (figure 3.1):

- 43×86 mm pour la section du guide d'onde qui permet, pour nos fréquences de travail (2-3 GHz) de sélectionner uniquement le mode de propagation  $TE_{10}$ .
- 44 mm pour la longueur entre le centre du coaxial et la fin du guide d'onde qui représente ici le court-circuit. Cette longueur est choisie pour avoir un multiple de la longueur de propagation de l'onde dans le guide rectangulaire : 174,4 mm.
- 36 mm pour le diamètre interne du coaxial.
- 21 mm pour le diamètre externe de la torche, et 5,5 mm le diamètre externe de la buse.
- 55 mm pour le diamètre externe du tube de quartz avec une épaisseur de 5 mm et une hauteur de 420 mm.
- 2 mm pour le diamètre interne de la buse.



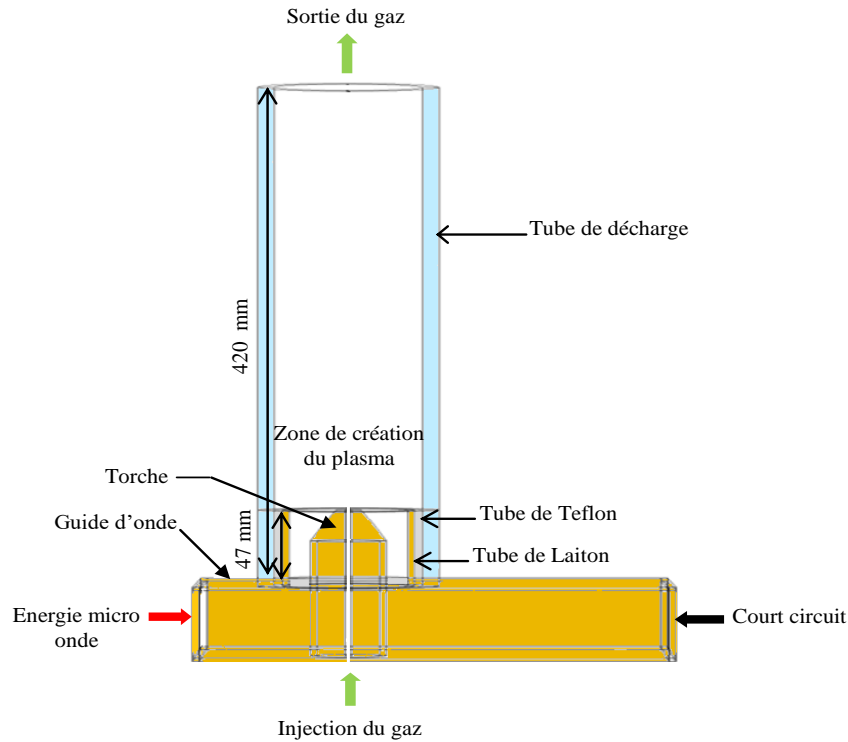


Figure 3.1. Géométrie de la torche TIA adoptée.

### 3.2. Modèle Mathématique et Procédure de la Résolution

Pour modéliser les plasmas micro-ondes, on doit coupler le champ micro-onde au transport des particules chargées et neutres présentes dans le plasma et provenant de l'écoulement d'un gaz. Pour cela, on doit étudier et coupler les trois modules suivant :

1. Un module électromagnétique qui résout les équations de Maxwell pour différents milieux,
2. Un module plasma micro-onde qui résout les équations de dérive-diffusion pour les électrons et les ions du plasma,
3. Un module hydrodynamique qui résout les équations de Navier-Stokes.

L'objectif est d'obtenir les répartitions spatiales de champ électrique, les paramètres du plasma (densité et température électronique), et l'écoulement du gaz plasmagène (vitesse).

### 3.3. Résolution du Problème Électromagnétique

Cette section s'intéresse à l'étude de propagation du champ électromagnétique au sein de la torche TIA à l'absence du plasma, afin d'obtenir la distribution du champ électromagnétique, et de découvrir et voir l'effet de la puissance micro-onde incidente.

L'équation de propagation du champ électrique en haute fréquence (voir l'équation (2.5), chapitre 2) est résolue dans le domaine fréquentiel. La simulation de cette partie est réalisée en utilisant le module radio fréquence (Radio Frequency 'rwf') du COMSOL Multiphysics, qui dispose la résolution de l'équation de propagation du champ électrique  $E$  à la fréquence désirée (2.45 GHz).

Sachant que l'excitation du champ électromagnétique n'est pas symétrique (guide d'onde rectangulaire), un calcul tridimensionnel du dispositif de la figure 3.1 s'impose ; et cependant on peut tester le couplage entre le guide d'onde rectangulaire, la transition coaxiale et la torche.

Les valeurs des permittivités, perméabilités et conductivités des différents milieux sont données dans le tableau 3.1 suivant :

	Air	Laiton	Téflon	Quartz
$\mu_r$	1	1	1	1
$\varepsilon_r$	1	1	2.8	3.8
$\sigma$ (S.m <sup>-1</sup> )	0	1,57×10 <sup>7</sup>	10 <sup>-22</sup>	10 <sup>-18</sup>

**Table 3.1.** Caractéristiques électromagnétique de différentes régions de la torche TIA.

#### 3.3.1. Conditions aux Limites

Pour envisager une résolution effective de la propagation du champ électrique, elle doit être complétée par des conditions aux limites. Le Comsol dispose l'avantage d'implémentation des conditions aux limites quelque soit son type, il suffit de sélectionner le type de conditions (axisymétrie, port d'excitation, conducteur parfait...) à la frontière désirée.

Les parois du guide d'onde et de la torche sont supposées d'être des conducteurs parfaits, sauf à la surface du port ouvert, le champ électrique tangentiel et le champ magnétique normal sont donc nuls :

$$\vec{n} \times \vec{E} = \vec{0} \quad 3.1$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur normal à la surface de la paroi.

A l'entrée des micro-ondes (section du guide) où l'excitation est appliquée via un générateur micro-onde, une condition du port rectangulaire est appliquée pour un mode TE<sub>10</sub> est imposée (puissance injecté).

De plus, cette configuration, est entourée d'une région de type parfaitement absorbante PML (Perfectly Matched Layers) [8], où des conditions aux limites de diffusion (non réfléchissantes) sont supposées. Cela consiste à ajouter un domaine artificiel (une cage) absorbant les ondes. Cette cage qui contient le dispositif a rôle de protéger l'opérateur du rayonnement micro-onde.

La puissance micro-onde appliqué pour ce système est généralement environ 600 W à 2.45 GHz, donc ces valeurs ont été utilisées dans nos simulations.

### 3.3.2. Maillage du Domaine de Résolution

Le maillage est réalisé automatiquement par le logiciel : au niveau du guide d'onde, coaxiale et la torche, le maillage fin. Dans le reste du domaine, le maillage volumique en tétraèdres est aléatoire et affiné au voisinage des points critiques de la structure (frontière entre deux milieux, points de jonction, éléments de dimensions faibles...). Dans notre cas étudié, le maillage comprend 112 603 tétraèdres (figure 3.2).

En utilisant la méthode directe de type Pardiso pour la résolution du système d'équations algébriques [9], le temps de calcul nécessaire pour atteindre la convergence avec une bonne précision (erreur relative inférieure à 10<sup>-6</sup>) est de l'ordre d'une demi-heure.

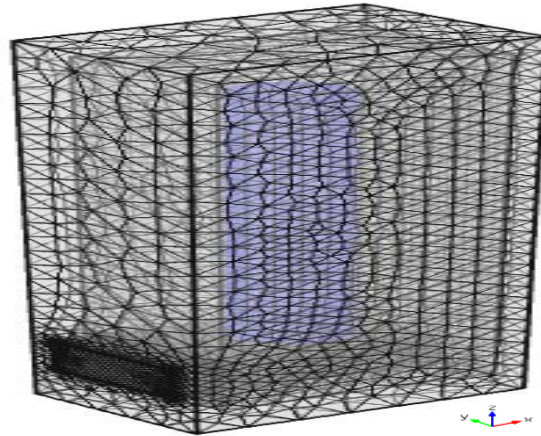


Figure 3.2. Maillage adopté pour résoudre le module EM sans plasma.

### 3.3.3. Résultats et Discussion

#### 3.3.3.1. Champ Electrique

La figure 3.3 montre la distribution 3D de l'intensité du champ électrique dans le système à torche micro-onde. Le champ électrique est intense au niveau de buse, dans le guide d'onde et dans le bas du tube de décharge, et faible ailleurs.

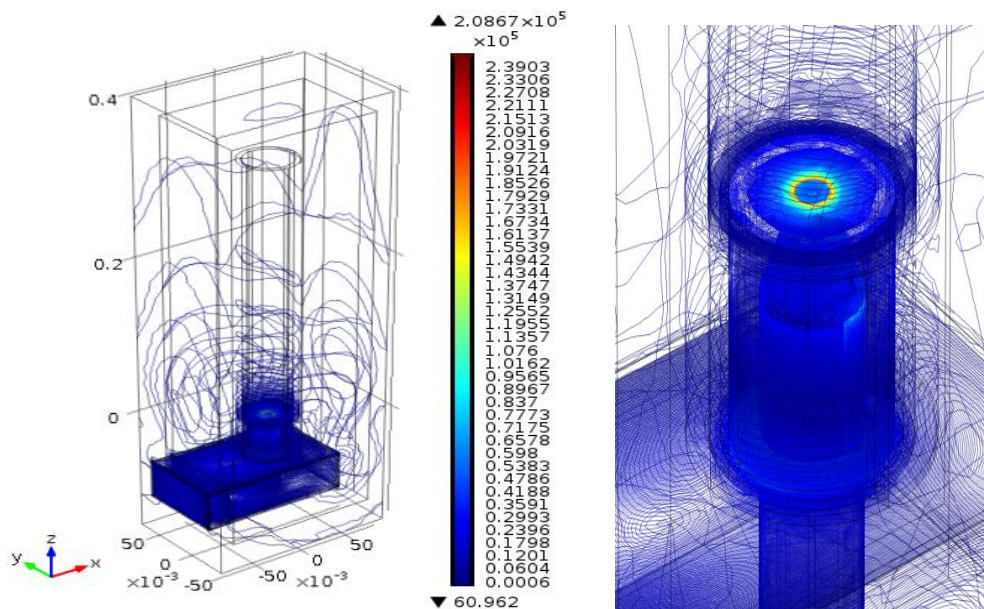
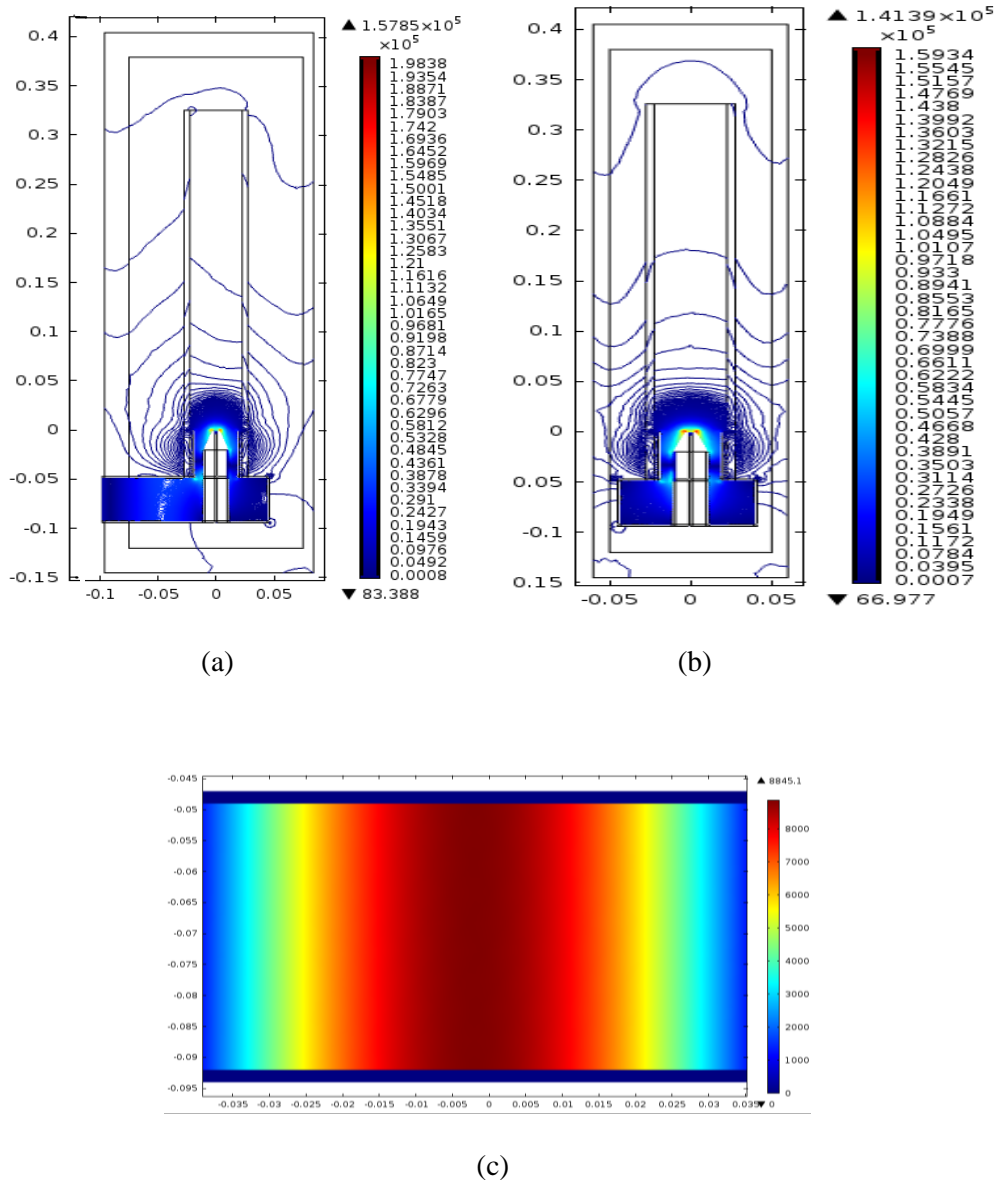


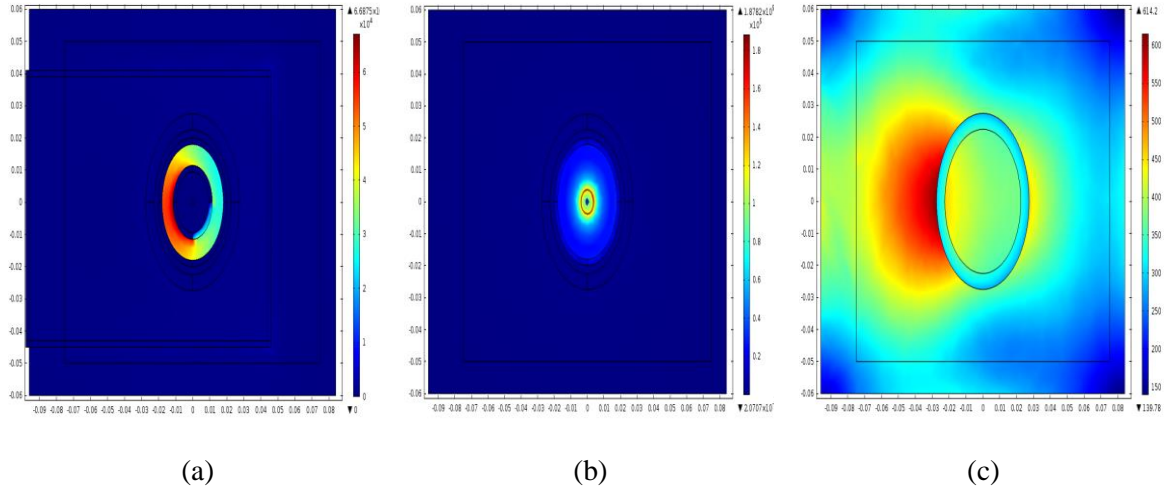
Figure 3.3. Distribution 3D des contours du champ électrique dans le domaine sans plasma en (V/m). (a) dans tous le domaine, (b) zoom dans la torche et le coaxial.

Les figures 3.4 et 3.5 montrent la distribution bidimensionnelle de la norme du champ électrique dans le système à torche micro-onde. On constate que l'onde électromagnétique se propage fortement dans la partie inférieure du TIA (guide d'onde et torche) et elle est plus intense au niveau de la buse. Ces ondes observées sont la résultante de l'onde incidente du port et les ondes réfléchies par le court-circuit du guide d'onde. Les ondes résumant de telle sorte que les valeurs de  $E$  dans certaines régions, spécialement au niveau de la buse, sont beaucoup plus importantes que dans la surface d'excitation.



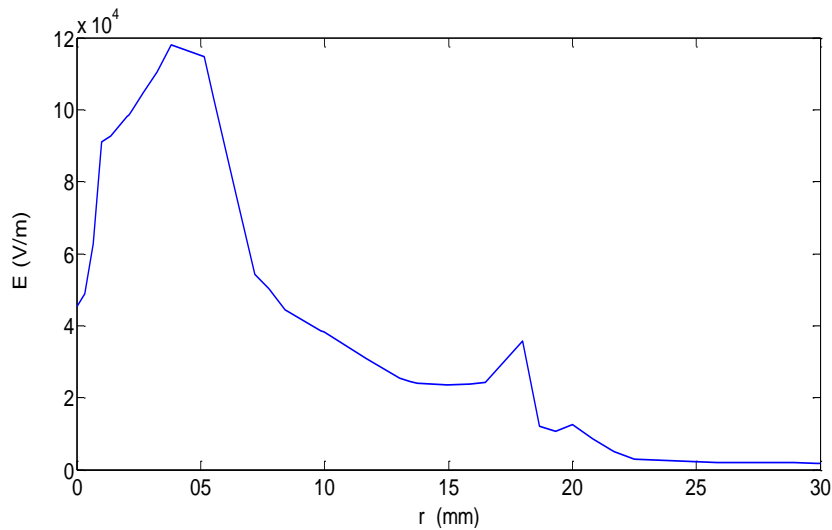
**Figure 3.4.** Distribution 2D des contours du champ électrique en (V/m) :

- (a) Plan (xz) à  $y = 0$  mm, (b) Plan (yz) à  $x = 0$  mm,
- et (c) Plan (yz) à l'entrée des micro-ondes ( $x = -0.098$  mm).

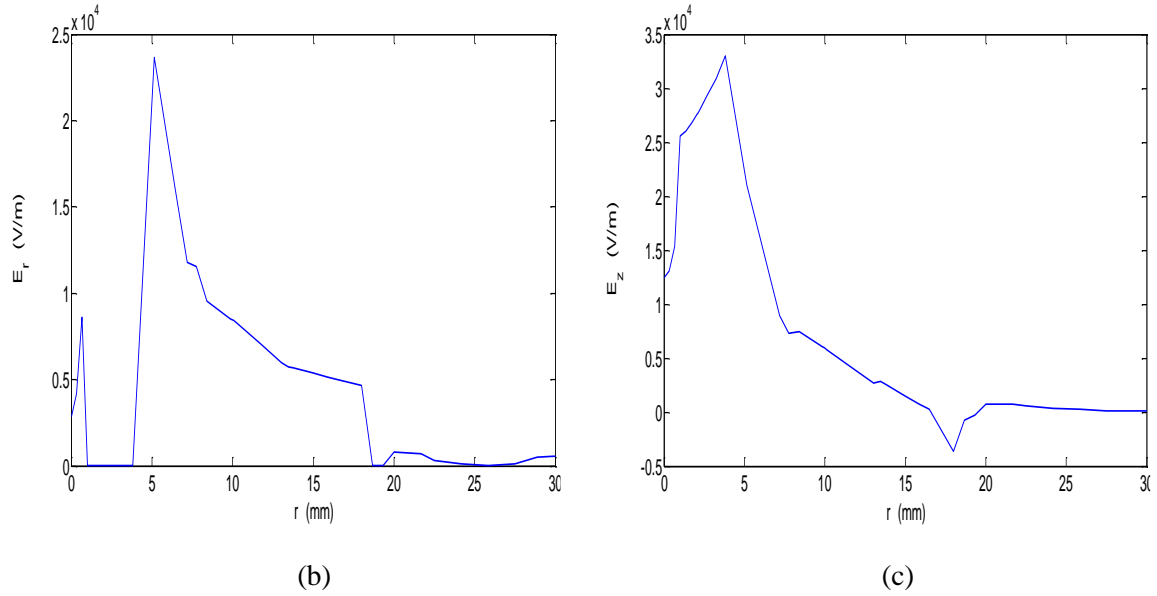


**Figure 3.5.** Norme du champ électrique en (V/m) du plan (x,y) pour différentes valeurs de z :  
 - 47 mm (a), 0 mm (b) et 100 mm (c).

La figure 3.6 montre le profil radial (pour  $z = 0$ ) de la norme du champ électrique ( $|E|$ ) (figure 3.6.a) et ses composantes  $E_r$  (figure 3.6.b), et  $E_z$  (figure 3.6.c). On remarque que l'intensité du champ électrique s'accroît de centre du tube de décharge pour atteindre son maximum (120 KV/m) au niveau de la buse, puis il diminue et tend à s'annuler en dehors de tube de charge.

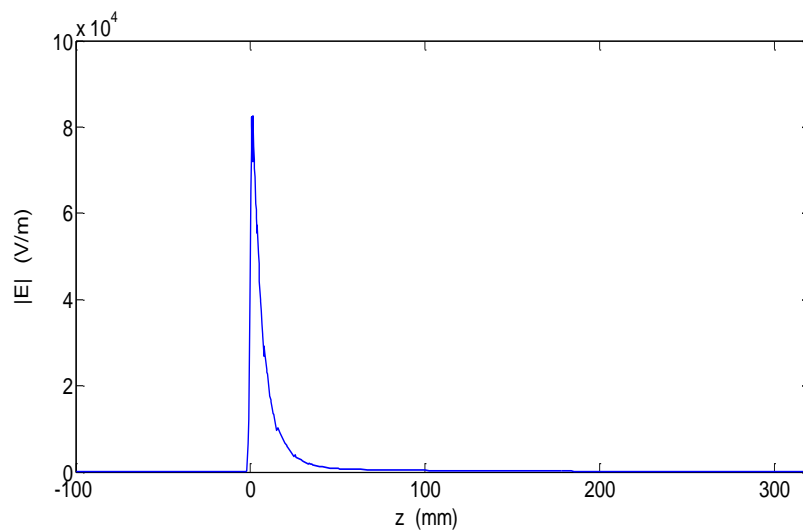


(a)

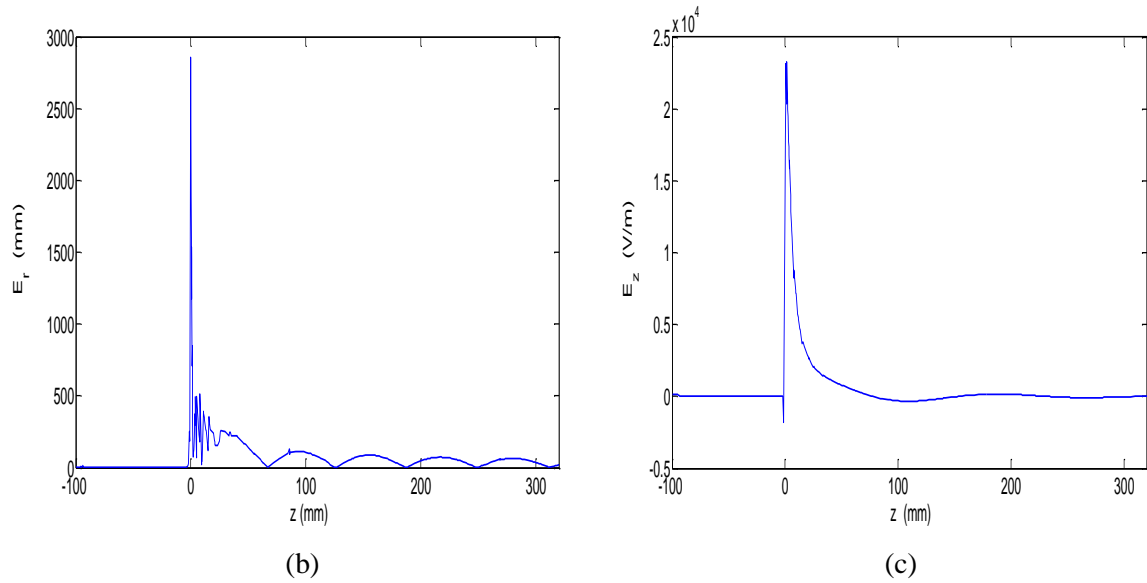


**Figure 3.6.** Profil radial de la norme du champ électrique et ses composantes.

La figure 3.7 montre le profil axial (pour  $r = 0$ ) de la norme du champ électrique (figure 3.7.a) et ses composantes  $E_r$  (figure 3.7.b), et  $E_z$  (figure 3.7.c). On remarque que l'intensité du champ électrique est nulle dans le tube interne de la torche ( $-100 \text{ mm} \leq r \leq 0 \text{ mm}$ ), il s'augmente au niveau de la buse pour atteindre sa valeur maximale (égale à 80 KV/m), où sa composante axiale  $E_z$  est dominante, puis il diminue rapidement pour s'annuler complètement à une distance de l'ordre de 100 mm de la buse.



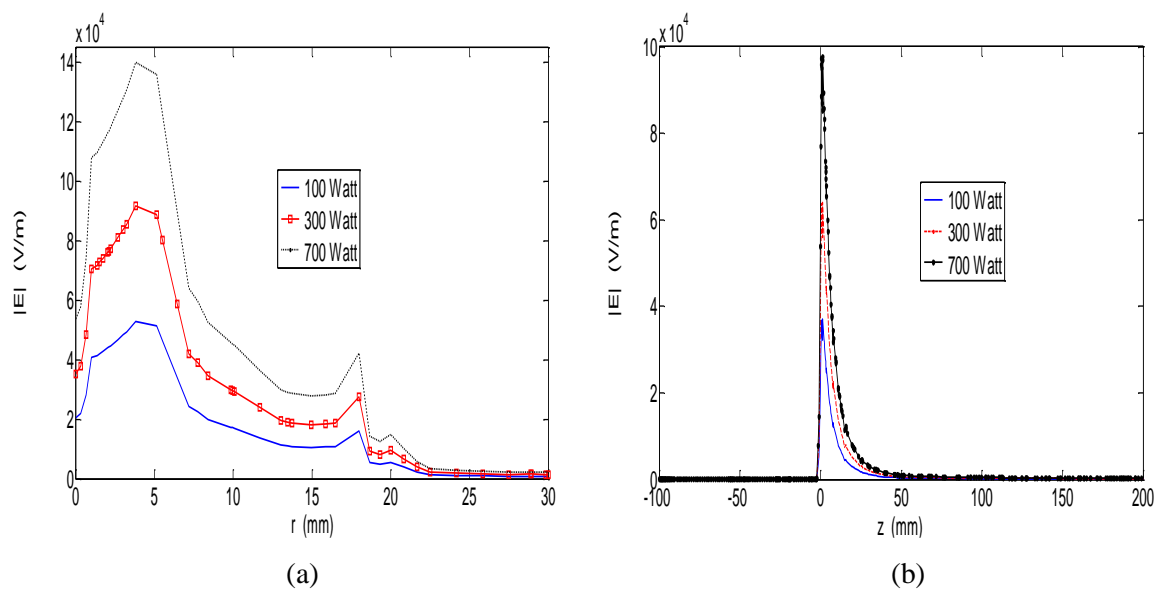
(a)



**Figure 3.7.** Profil axial de la norme du champ électrique et ses composantes.

### 3.3.3.2. Effet de la Puissance Micro-Onde Injectée

Cette section montre l'effet de la puissance MO sur le champ électrique. La figure 3.8 représente alors la norme du champ électrique  $|E|$  au niveau du tube de décharge du torche pour une position axiale  $r = 0$  (figure a) et radiale pour  $z = 0$  (figure b) pour différentes puissances micro-onde injectées. On constate, comme prévu, que le champ électrique garde sa répartition mais augmente proportionnellement avec la puissance micro-onde injecté.



**Figure 3.8.** Norme du champ électrique  $|E|$  pour différente puissance micro-onde injectée.



### 3.4. Étude du Couplage du Modèle Électromagnétique et Plasma

Cette section est consacrée à l'étude du couplage entre l'énergie micro-onde injectée et le plasma. Pour cette étude, il est indispensable d'ajouter au modèle précédant les équations de plasma. Les caractéristiques de cette décharge micro-onde sont simulées tout en utilisant le modèle du plasma fluide qui résout les équations de continuité d'électron et d'ion, l'équation de transfert de l'énergie, et l'équation de Poisson (voir le chapitre 2, paragraphe 3.3.1) dans le domaine temporelle. Ces équations sont couplées avec l'équation de la propagation du champ électrique (équation 2.51, chapitre 2) en régime harmonique.

La résolution de ce système d'équations pour l'étude du plasma est disponible au module plasma micro-onde 'mwp' de COMSOL Multiphysics. Ce module permet de décrire le comportement physique et électrique pour fournir les distributions spatiales de : la densité d'électron  $n_e$ , la température d'électron  $T_e$  et le champ électrique micro-onde  $E$ .

En raison de la symétrie axiale et azimutale des parties principales du TIA (zone de création du plasma excepte celle du guide d'onde rectangulaire), l'étude du plasma est réduite en géométrie bidimensionnelle axisymétrique, et le domaine d'étude a la forme illustrée à la figure 3.9 (seule la torche, les pièces en téflon et en quartz ont été considérées). Cela va réduire énormément l'espace mémoire occupé et le temps de calcul.

On note aussi que la conductivité et la permittivité du plasma sont variables en fonction des paramètres du plasma (voir équations 2.8 et 2.9, chapitre 2). Les réactions prises en compte dans le modèle plasma sont montrés aussi dans le tableau 2.4 (chapitre 2).

#### 3.4.1. Conditions aux Limites et Initiales

Le jeu d'équations aux dérivées partielles inclus dans l'étude électromagnétique couplé au problème de particules du plasma (équation en champ électrique et les équations du plasma) doit être complété par les conditions initiales et les conditions aux limites.

Concernant les conditions aux limites, figure 3.9, on pose la condition d'axisymétrie sur l'axe  $r = 0$ , une condition de diffusion sur les limites de la couche parfaitement absorbante (en marron), une condition du conducteur parfaitement conducteur est appliquée au niveau bas du domaine (en rouge, limites de le guide d'onde) et au niveau de la torche et le tube en Laiton, et une condition du port est utilisée pour l'excitation micro-onde.

En plus, on doit ajouter les conditions de réactions de l'argon aux parois interne de tube de décharge (les parois de tube de décharge), les réactions de surface suivantes sont implémentées [10]:

- Les ions sont transformés à des neutres à cause des réactions de surface:



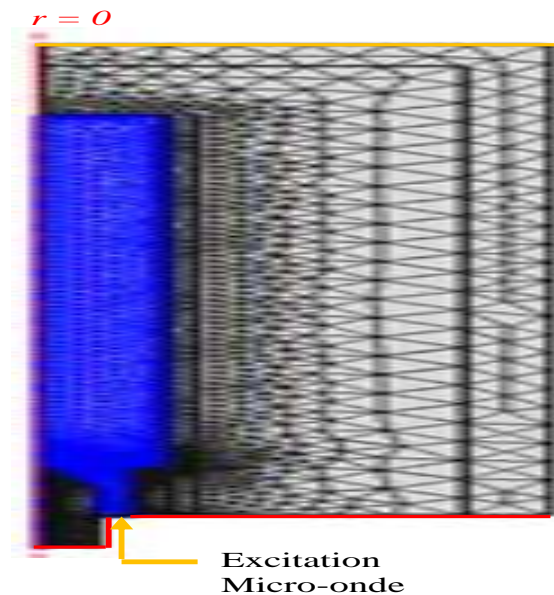
- Les métastables sont transformés à des neutres à cause des réactions de surface:



Notre étude est faite en fréquentiel-temporelle, donc on doit ajouter les valeurs initiales pour la résolution des équations plasma (à  $t = 0$ ) :

- Densité d'électron initial  $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ .
- Energie moyenne d'électron initial  $\varepsilon = 5 \text{ eV}$ .
- Potentiel électrique  $V = 0 \text{ V}$ .
- Champ électrique  $E = 0 \text{ V/m}$ .

Pour une meilleur convergence, un maillage extrêmement affiné à la zone du creation du plasma est nécessaire. Le maillage (figure 3.9) ainsi obtenue comprend alors 5160 éléments triangulaires et nécessite un temps de calcul de l'ordre d'une demie heure.



**Figure 3.9.** Maillage du domaine de résolution et conditions aux limites pour l'étude EM avec plasma.

Les calculs sont faits dans le cas d'une décharge micro-onde (2.45 GHz), soumise à une puissance micro-onde injectée  $P_{inj} = 600$  W. La pression de l'argon est  $p = 1$  atm et la température de gaz  $T_g = 300$  K.

### 3.4.2. Résultats et Discussions

#### 3.4.2.1. Répartition du Champ Electrique

La figure 3.10 montre la distribution bidimensionnelle du champ électrique au niveau du domaine de résolution. On constate que l'effet de peau est remarquable ; le champ électrique très intense et maximal sur les bords des pièces en Laiton (torche), et il est faible aux surfaces de tube de décharge.

De plus, en comparant les figures 3.3 (sans effet du plasma) et 3.10 (avec effet du plasma), nous observons que dans le premier cas, la propagation du champ s'arrête au niveau de la buse avec du rayonnement au-dessus. Sur la figure 3.10, la propagation continue jusqu'à la fin du tube : il se forme une prolongation de la structure coaxiale, le plasma agit comme un support de propagation [7] [11] [12]. La valeur maximale du champ électrique au sein du TIA est presque la même pour les deux cas (239 kV/m et 224 kV/m respectivement).

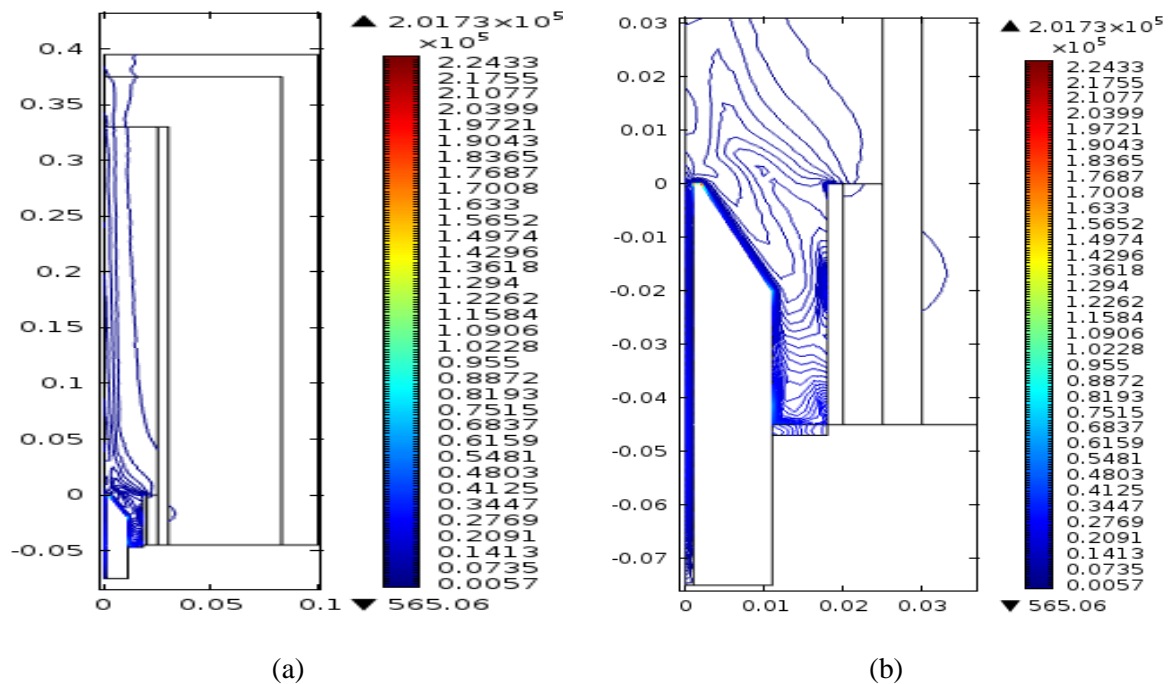
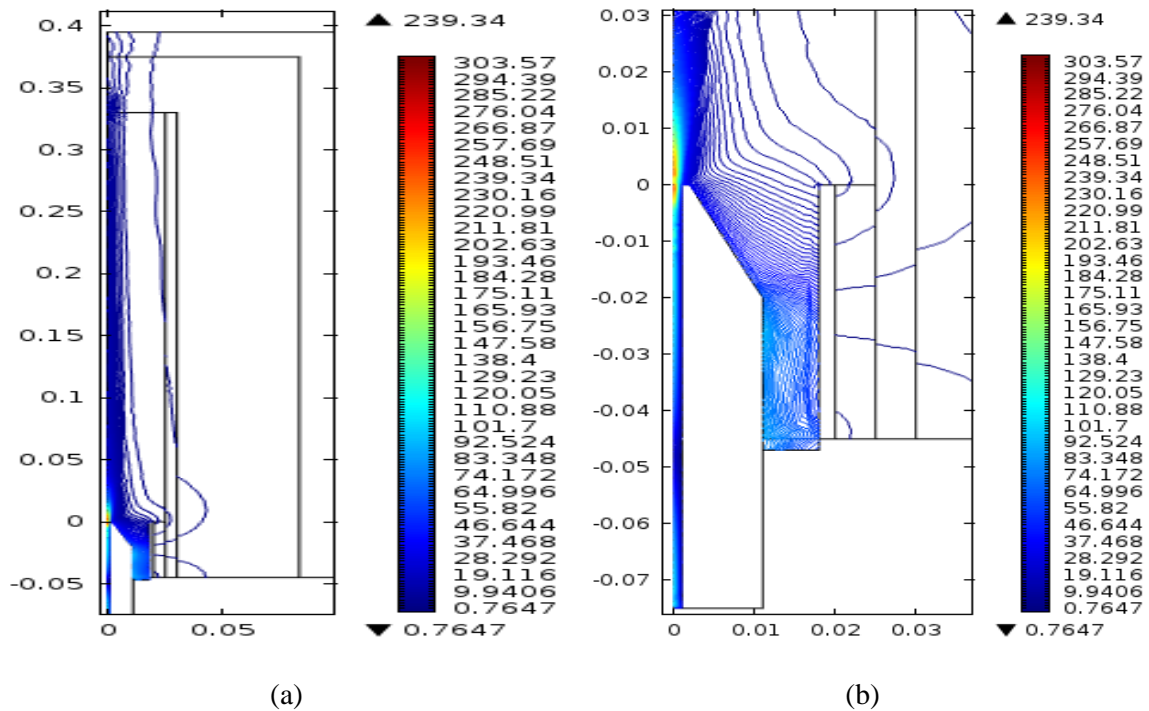


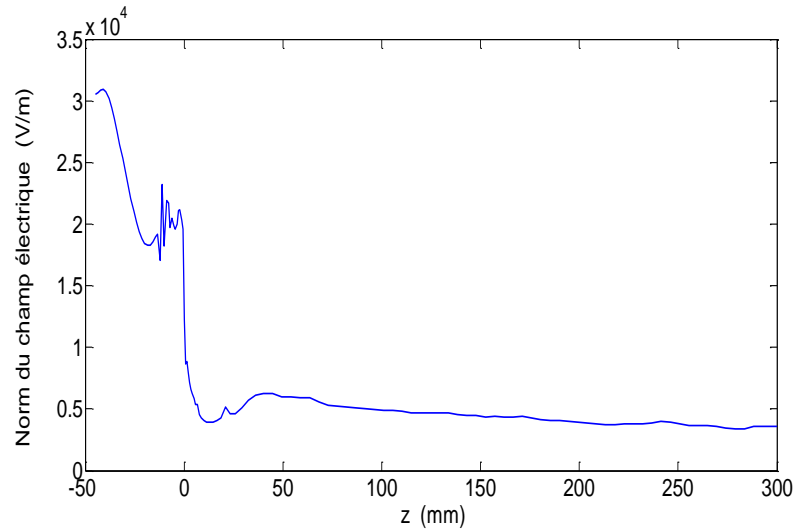
Figure 3.10. Distribution du champ électrique en (V/m) (a), zoom (b).

La figure 3.11 présente le champ magnétique dans le domaine d'étude. On constate que le champ magnétique est intense au centre de la décharge et a la buse, et faible aux bords (complémentairement avec le champ électrique).

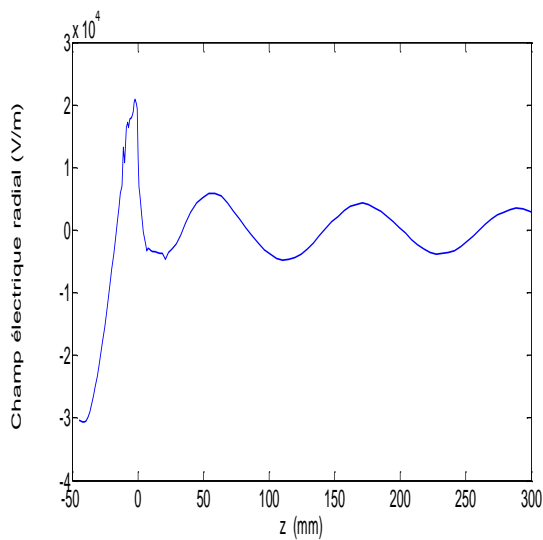


**Figure 3.11.** Distribution bidimensionnelle du champ magnétique en (A/m).

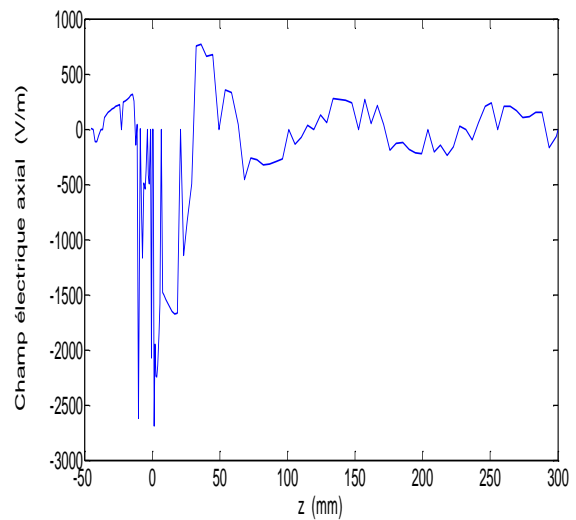
La distribution de l'intensité du champ électrique  $E$  et ses composantes  $E_r$  et  $E_z$  en fonction de la position  $z$  (pour  $r = 0$ ) est montrée sur la figure 3.12. On observe clairement la diminution de l'intensité du champ électrique au-dessus de la buse ( $z > 0$ ) en raison de plasma. On constate aussi que le champ électrique est intense au-dessous de la buse (absence du plasma).



(a)



(b)

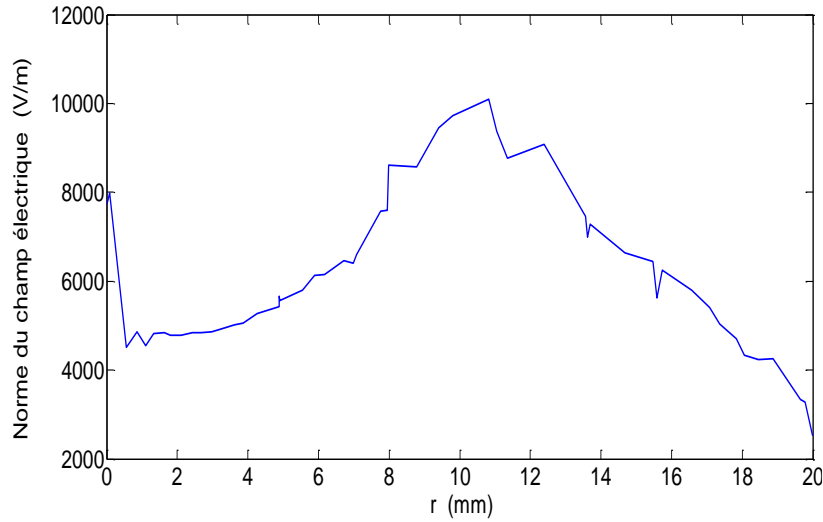


(c)

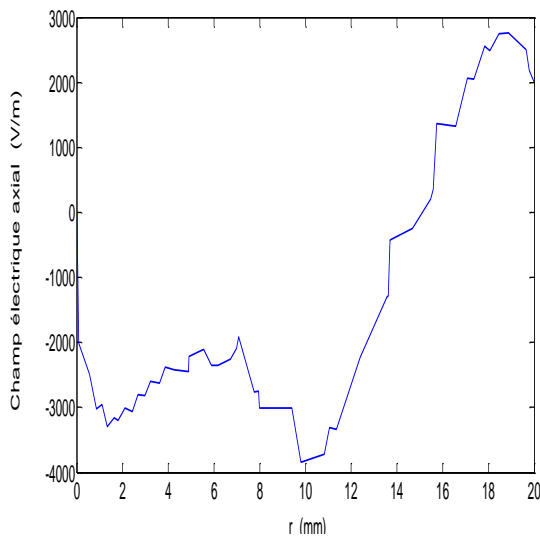
**Figure 3.12.** Profil axial de la norme du champ électrique (a) et ses composantes (b) et (c).

Sur la figure 3.13, on présente la distribution de l'intensité du champ électrique et ses composantes le long de l'axe radial  $r$  (pour  $z = 0$ ). On remarque que la pénétration radiale du champ électrique change le long de la colonne de plasma (tube de décharge). Il diminue au niveau de tube interne du la torche ( $r = 0$  mm à  $r = 1$  mm), puis commence à augmenter, pour atteindre sa valeur maximale (environ 10 kV/m) au voisinage de la région d'excitation

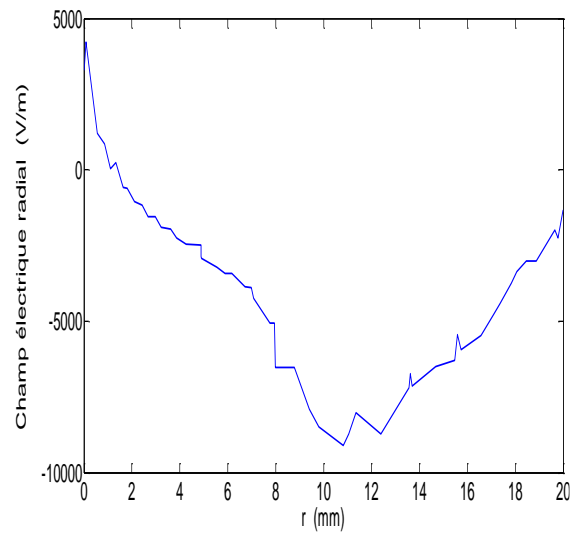
à ( $r = 10,5$  mm), puis il diminue jusqu'à une valeur minimale de l'ordre de 2.5 KV/m à l'extrémité de la colonne de plasma (paroi de tube de quartz).



(a)



(b)



(c)

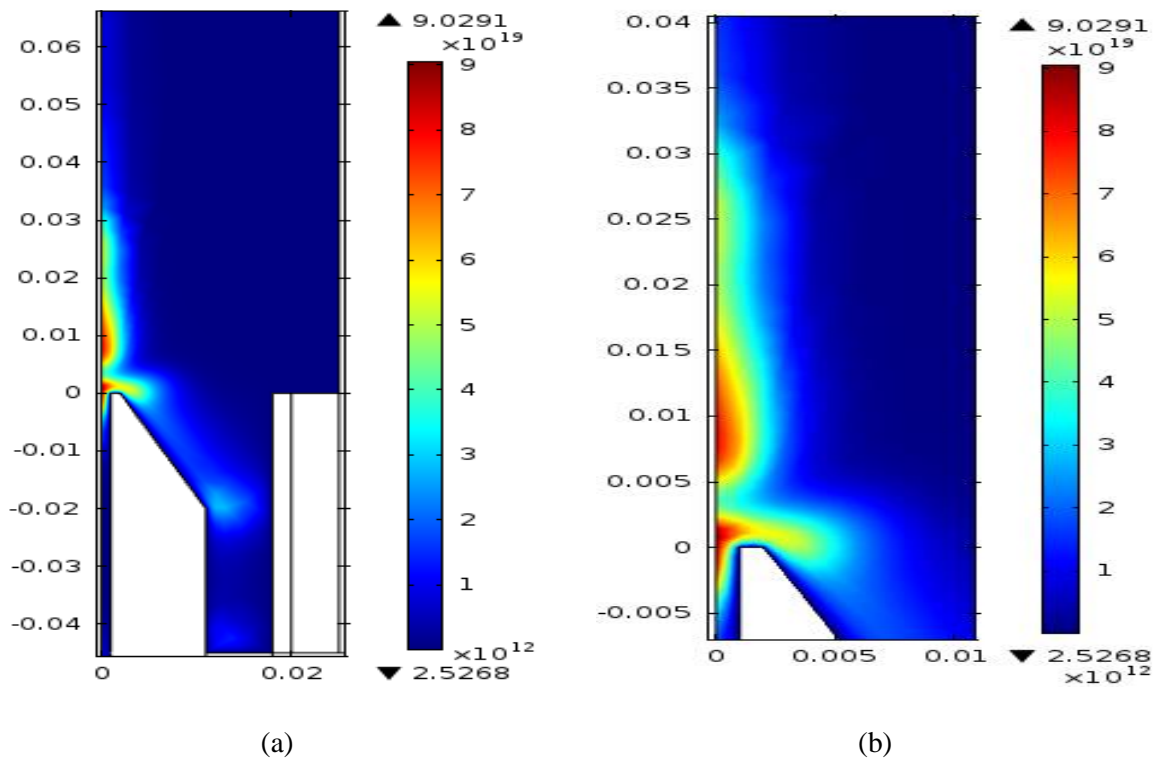
**Figure 3.13.** Profil radial de la norme du champ électrique et ses composantes.

### 3.4.2.2. Paramètres du Plasma

La figure 3.14 montre la distribution bidimensionnelle de la densité électronique. Nous observons que la colonne de plasma ne remplit pas le tube à décharge, c'est-à-dire qu'il est

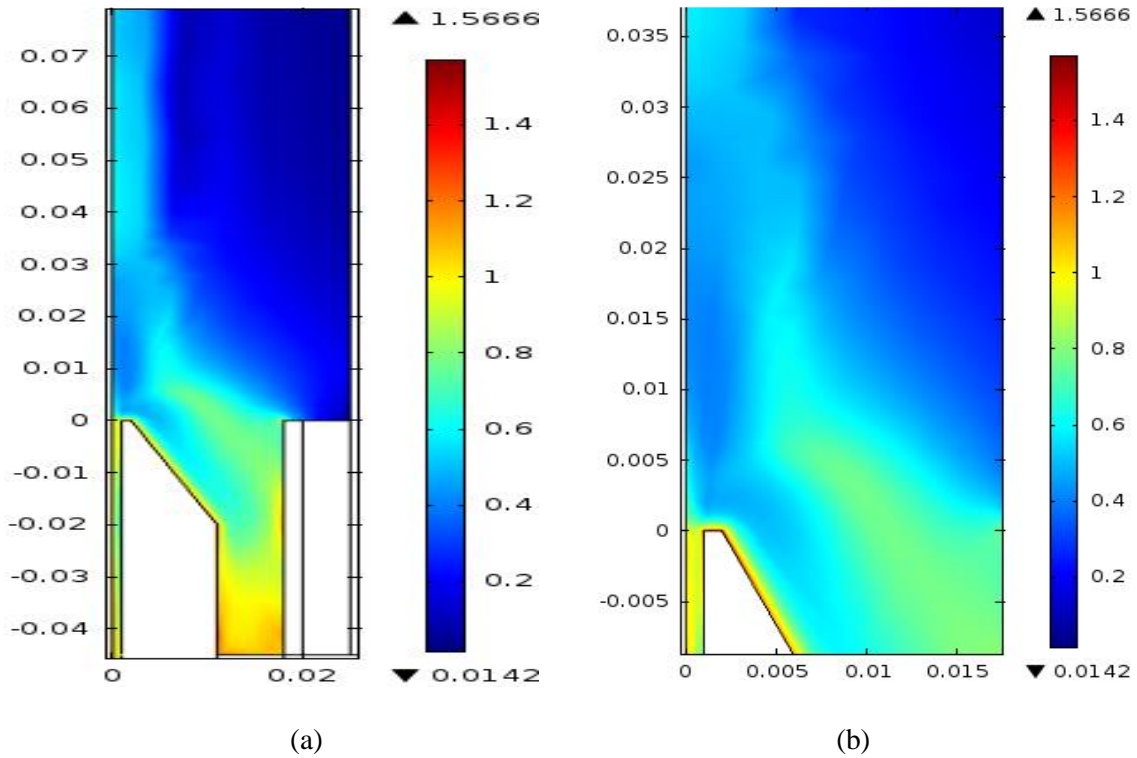
contracté. On distingue trois zones constituant la flamme du plasma. Une zone ionisante près de l'embout de la buse, une zone d'excitation et une zone de recombinaison (queue de la 'flamme') où des processus comme la « chimiluminescence » génèrent un rayonnement visible [12]. La première zone, de plus grande intensité, est appelée dard et correspond vraiment au plasma. Sa longueur varie entre 10 et 40 mm et dépend des conditions opératoires qui sont la puissance et le débit du gaz. Les deux autres zones, appelées aussi panache, sont plus des "post-décharges" et sont produites par l'excitation des espèces du gaz ambiant : le champ électrique, trop faible pour ioniser le plasma, permet quand même cette excitation [7].

On peut estimer que, pour nos conditions de décharge ( $P_{inj} = 600$  Watt et  $p = 1$  atm), la colonne de plasma s'étend à environ 3 cm au-dessus de la buse.



**Figure 3.14.** Distribution bidimensionnelle de la densité électronique en ( $\text{m}^{-3}$ ) (a), zoom (b).

La répartition de la température des électrons est montrée dans la figure 3.15. On constate qu'elle est relativement grande à l'entrée des micro-ondes (l'excitation), et ses voisinages. Et elle est faible au-dessus de la buse.



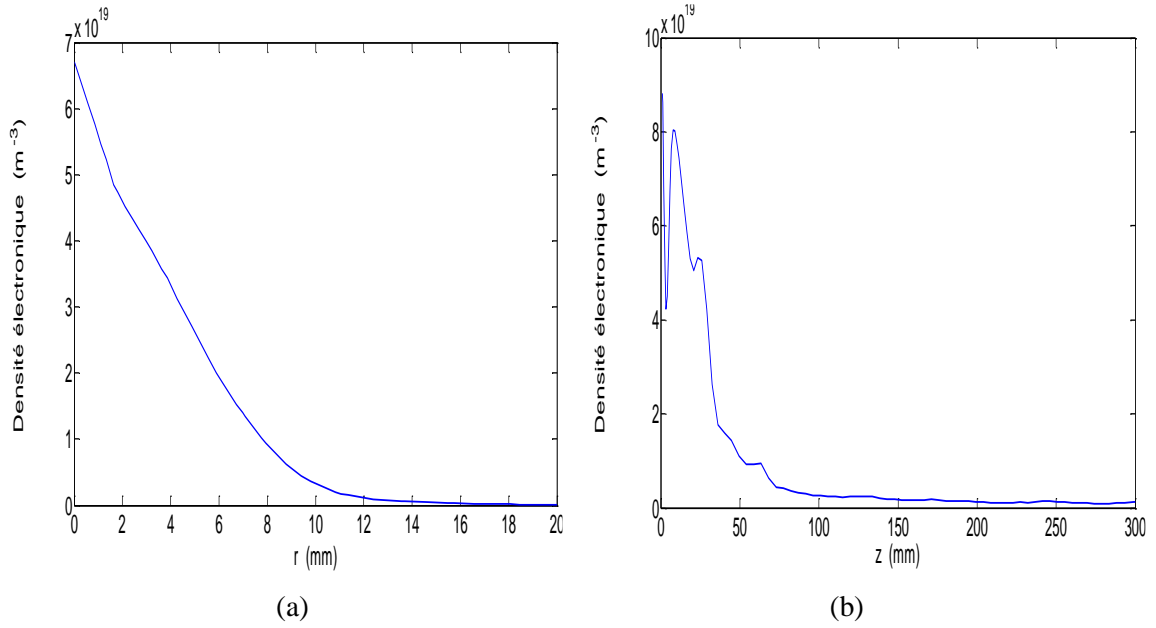
**Figure 3.15.** Distribution bidimensionnelle de la température électronique en (V) (a), zoom (b).

La densité d'électron maximal est égale au environ de  $9 \times 10^{19} \text{ (m}^{-3}\text{)}$ , et la température électronique est de l'ordre de 1.4 V, ces valeurs de nos simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux ainsi trouvés pour la même configuration dans les références [7] [14].

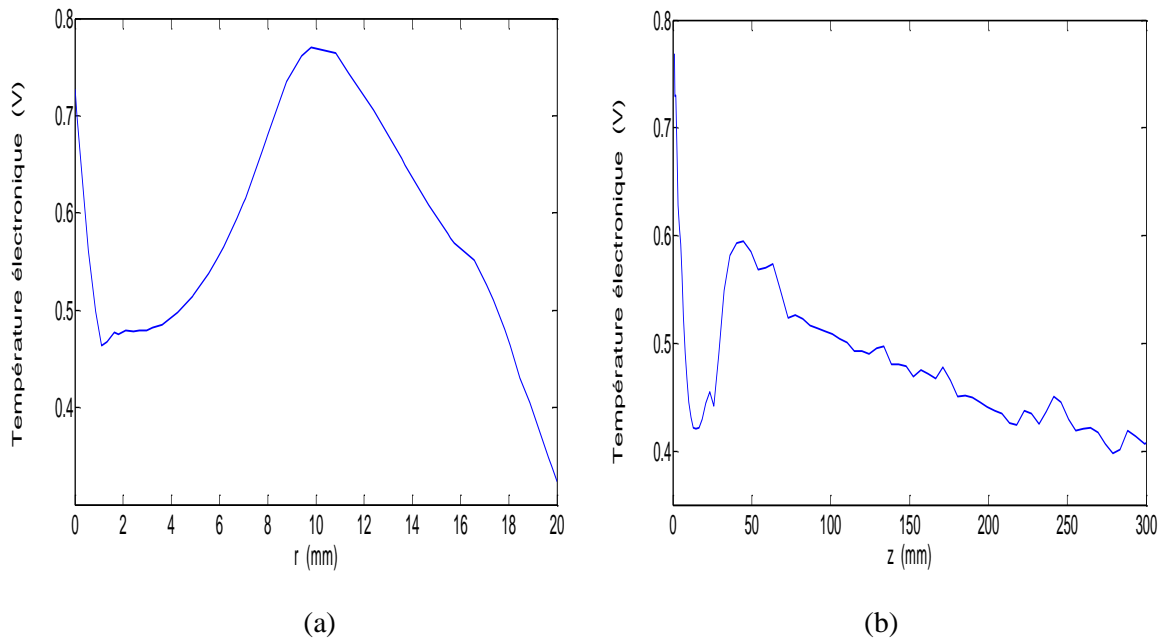
Sur les figures 3.16, nous avons tracé les profils spatiaux de la densité électronique. Radialement, la densité d'électrons atteint un maximum et elle vaut  $6.8 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$  au centre du tube à décharge à  $r = 0$ , où la puissance des micro-ondes est couplée au plasma, puis elle se désintègre presque exponentiellement vers le côté du tube pour s'annuler complètement, cela correspond physiquement à la gaine. Axialement, la valeur maximale de la densité correspond à  $9.10^{19} \text{ m}^{-3}$  près de la buse. Puis, elle diminue relativement lent jusqu'à une valeur nulle à l'extrémité supérieure de la colonne de plasma.

La figure 3.17 montre les profils spatiaux de la température électronique. Radialement, on constate que la température des électrons varie lentement sur la section de décharge, et elle diminue vers les parois. Axialement, elle est presque uniforme, excepte une légère augmentation de 0.42 V à 0.6 V, puis elle se dégrade rapidement.





**Figure 3.16.** Profil radial à  $z = 2$  mm (a) et axial à  $r = 2$  mm (b) de la densité électronique.

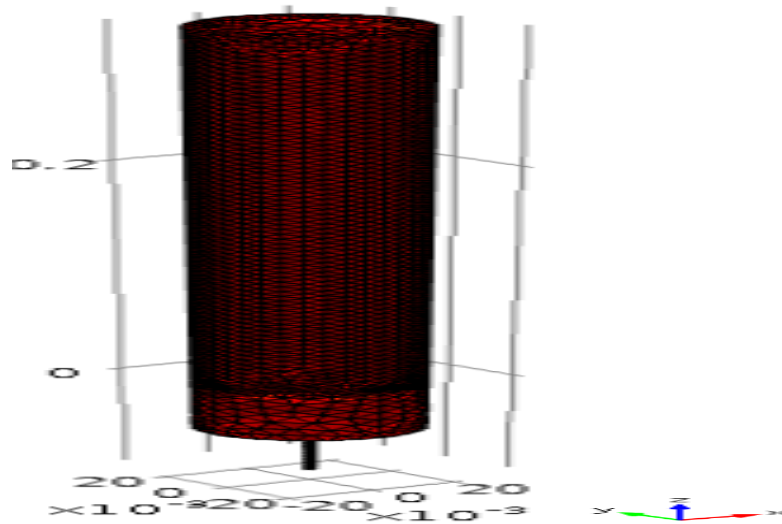


**Figure 3.17.** Profil radial à  $z = 2$  mm (a), et axial à  $r = 2$  mm (b) de la de la température électronique.

### 3.5. Etude Hydrodynamique

Le modèle hydrodynamique porte sur la description hydrodynamique de la TIA, en résolvant les équations de Navier-Stokes pour analyser les distributions spatiales de la vitesse d'écoulement du gaz.

Pour cette étude, on a choisi de construire le domaine en 3D, illustré dans la figure (3.18). Ce modèle est fait par le module 'écoulement laminaire' du Comsol multiphysique. On a utilisé un maillage extrêmement affiné au niveau de tube de décharge, et affiné dans le reste du domaine. Par conséquent le maillage comprend 74400 tétraèdres. Le temps de calcul nécessaire (pour une erreur relative inférieure à  $10^{-6}$ ) par un solveur direct 'Pardiso' est environ 2 minutes.



**Figure 3.18.** Maillage du domaine de résolution pour le modèle hydrodynamique.

#### 3.5.1. Conditions aux Limites

Les conditions aux limites utilisées sont les suivantes :

- Sur les parois (torche, coaxial, tube diélectrique), nous imposons  $u = 0$  (correspondant à une condition de "non glissement").
- A l'entrée du gaz, nous donnons la vitesse du gaz :

$$u_z(r) = 2 u_{0z} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad 3.4$$

avec:

$$u_{0z} = \frac{Q}{\pi \cdot R^2}$$

Où :

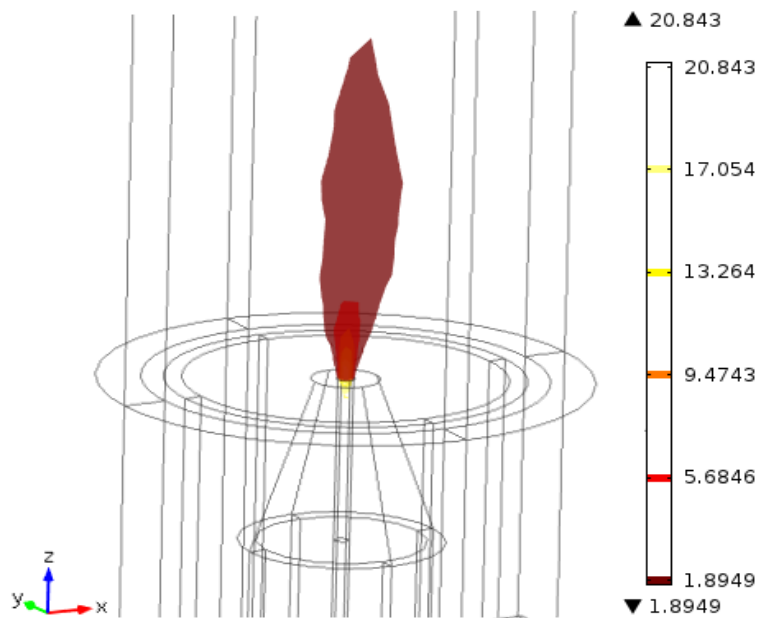
$R$  est le rayon de la torche (dans notre torche  $R = 1$  mm),

$Q$  est le débit du gaz.

- A la sortie de gaz, nous imposons la pression  $p = 1$  atm.

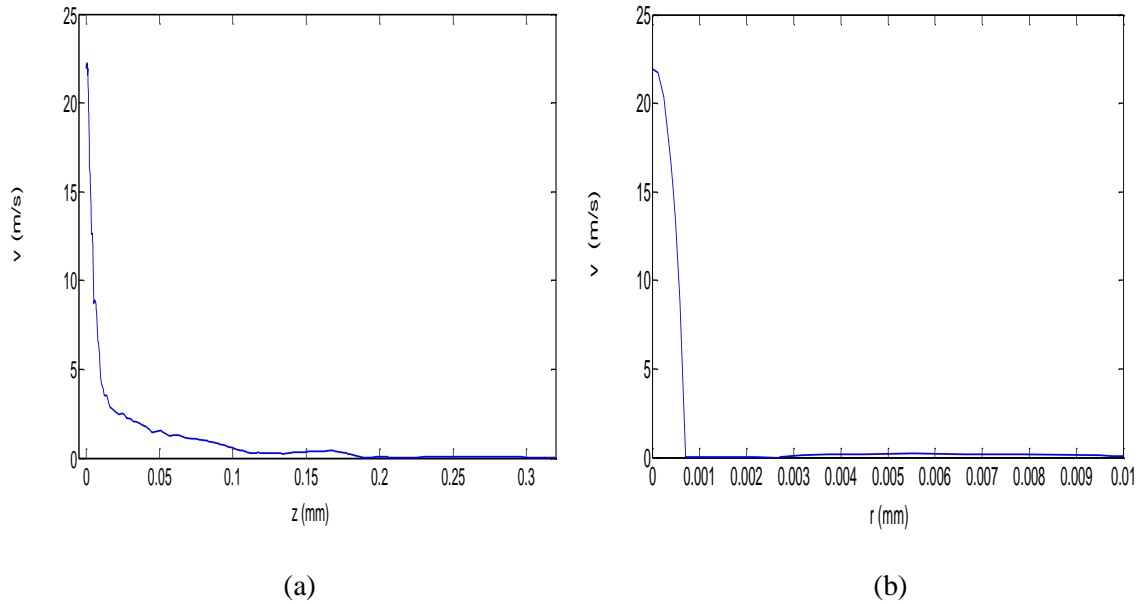
### 3.5.2. Vitesse d'Écoulement du Gaz Plasmagène

On présente sur la figure 3.19 les isovaleurs de la norme de la vitesse d'écoulement du gaz pour un débit du gaz  $Q = 5$  [L/min] et une température du gaz  $T_g = 300$  K. L'écoulement prend la forme d'une flamme sortant de la buse vers le haut de tube de quartz (sortie du gaz).



**Figure 3.19.** Isovaleurs de la norme de la vitesse d'écoulement du gaz en (m/s).

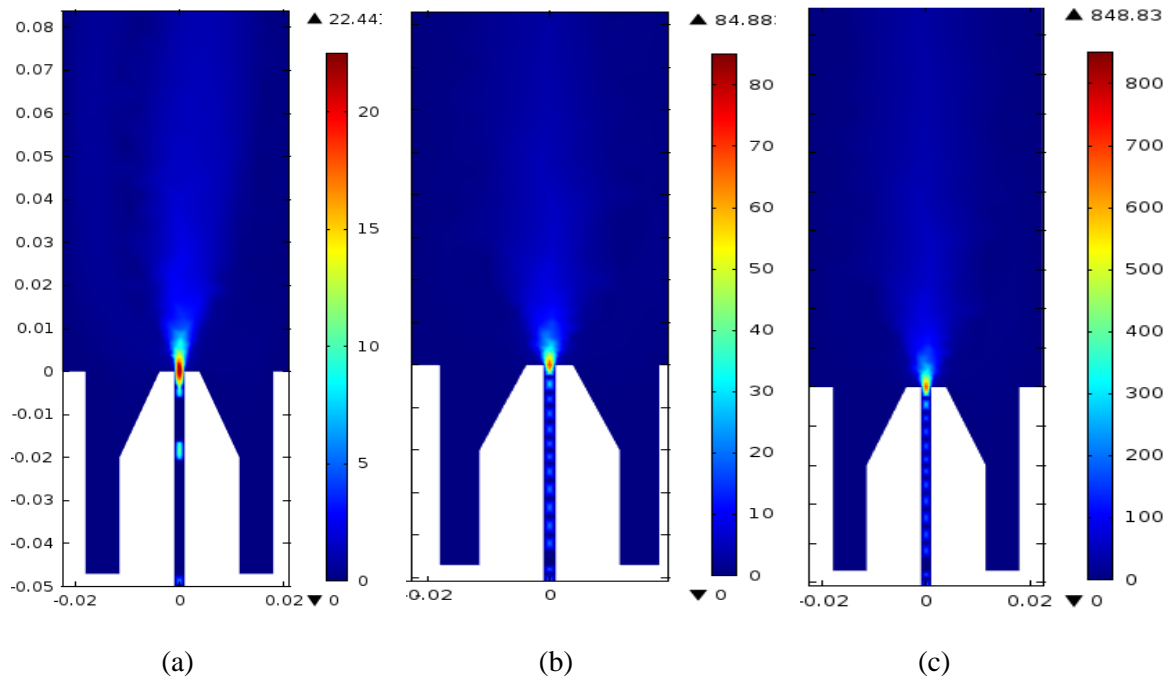
La figure 3.20 présente le profil radial et axiale de la vitesse d'écoulement du gaz. À partir de ces figures, On remarque que quelque soit la position radiale ou Axiale, la vitesse est plus élevée au centre du tube de décharge ( $r \approx 0$  mm et  $z \approx 0$  mm) et diminue ailleurs.



**Figure 3.20.** Profil radial dans (a) (à  $z = 0$  mm), et axiale dans (b) ( $r = 0$  mm) de vitesse d'écoulement du gaz plasmagène.

Dans les figures (3.21 : a, b, c), on présente la distribution bidimensionnelles de la vitesse d'écoulement du gaz plasmagène, pour différentes valeurs de débit.

Il bien visible que la vitesse prend ses grandes valeurs au niveau de la buse où le plasma sera crée, et il est faible ailleurs. En outre, on constate que l'augmentation du débit de gaz induit une augmentation de la vitesse de l'écoulement.



**Figure 3.21.** Distribution 2D Coupe (yz) des vitesses d'écoulement du gaz pour différentes valeurs de débit : (a) 5 L/min, (b) 20 L/min, et (c) 200 L/min.

### 3.6. Conclusion

Dans ce chapitre, une étude d'une décharge d'argon micro-onde à la pression atmosphérique a été réalisée dans le cas d'une torche à injection axiale (TIA). Cependant le chapitre montre par simulations numériques les caractéristiques électriques, hydrodynamiques, et les paramètres du plasma de la torche TIA, à savoir la densité électronique, la température du plasma, le champ électrique micro-onde et la vitesse d'écoulement. A travers les différentes simulations on a constaté que :

Dans le cas de la TIA, l'ionisation est la plus grande à l'extrémité même de la buse où le champ micro-onde est maximal, et elle résulte complètement des électrons accélérés dans le champ électrique micro-onde. Cette ionisation a lieu dans le gaz plasmagène et atteint son maximum au niveau de la buse de la torche (création du plasma).

À partir de l'analyse du champ électromagnétique, il apparaît que l'onde électromagnétique dans le TIA est la superposition de l'onde incidente de l'excitation et des ondes réfléchies par le court-circuit de la guide d'onde. La présence de plasma dans le TIA modifie de manière significative les distributions de champs électromagnétiques.

L'onde électromagnétique se propage le long de la ligne coaxiale avec le plasma, reflète à partir de la fin du plasma et produit des ondes stationnaires. On a remarqué aussi que la flamme du plasma joue un rôle d'antenne permettant de propager le champ électrique.

Le chapitre suivant est consacré aussi pour l'étude de la décharge micro-onde, mais dans un dispositif PECVD de grand volume et à basse pression.

## Bibliographie

---

- [1] J.L. Delcroix and A. Bers. Physique des plasmas. Number vol. 1. Inter Editions, 1994.
- [2] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg. Principles of plasma discharges and materials processing. John Wiley, 2005.en électrotechnique, 15 Avril 2010.
- [3] H Conrads and M Schmidt. Plasma generation and plasma sources. Plasma Sources Science & Technology, 9(4) :441-454, November 2000.
- [4] M. Moisan, G. Sauve, Z. Zakrzewski, and J. Hubert. An atmospheric pressure waveguide-fed microwave plasma torch: the tia design. Plasma Sources Science & Technology, 3(4):584-592, November 1994.
- [5] J. Jonkers, J.M. Regt, J.A.M. vanderMullen, H.P.C. Vos, F.P.J. deGroote, and E.A.H. Timmermans. On the electron temperatures and densities in plasmas produced by the "torche a injection axiale". Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy, 51(11):1385-1392, September 1996.
- [6] R. Alvarez, A. Rodero, M.C. Quintero, A. Sola, A. Gamero, and Ortega D. Thermal inequilibrium of atmospheric helium microwave plasma produced by an axial injection torch. Journal of Applied Physics, 98(9):093304, NOV 2005.
- [7] Katell Gadonna. Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique. Thèse de Doctorat en Physique des plasmas, Université Paris Sud XI, 23 Avril 2012.
- [8] J.P. Berenger. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. Journal of Computational Physics, 127(2):363-379, SEP 1996.
- [9] [http ://www.pardiso-project.org/](http://www.pardiso-project.org/).
- [10] T. Farouk, B. Farouk, D. Staack, A. Gutsol and A. Fridman. Simulation of dc atmospheric pressure Argon micro glow-discharge. Plasma Sources Science and Technology. Vol 15, No 415, 676-688, Aug 2006.
- [11] H. Nowakowska, M. Jasinski, and J. Mizeraczyk. Modelling of discharge in a high-

flow microwave plasma source (MPS). *The European Physical Journal D* 67: 133, July 2013.

- [12] K. Bouherine, A. Tibouche, N. Ikhlef and O. Zaimen, Axis-Symmetric Electromagnetic Modeling of Microwave Plasma Torch, Proceedings of The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy, 2013.
- [13] E.A.H. Timmermans, I.A.J. Thomas, J. Jonkers, and J.A.M. van der Mullen. Excitation balances and transport properties in atmospheric microwave-induced plasmas studied by power interruption experiments. *Plasma Sources Science & Technology*, 9(4):625–637, NOV 2000.
- [14] Q. Zhang et. al., Measurement of the electron density in a microwave plasma torch at atmospheric pressure. *Appl. Phys. Lett.* 95, 2009.



## Chapitre 4

---

### Application 2 : Réacteur PECVD à Plasma Micro-Onde à Basse Pression

---

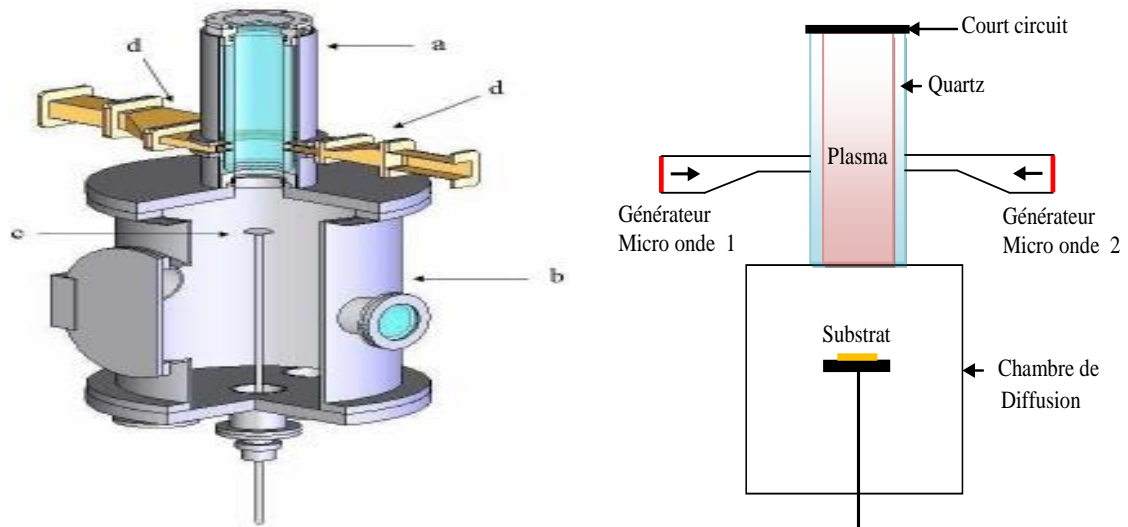
Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulation des phénomènes électromagnétique, hydrodynamique et thermique ainsi que la caractérisation d'un réacteur (PECVD) à plasma micro-onde d'argon à 2.45 GHz et à basse pression. Un modèle tridimensionnel (3D) du réacteur sera pris dans tous les modèles physiques. L'effet des différents paramètres sur les caractéristiques du réacteur sera étudié aussi. L'outil de simulation est toujours le logiciel COMSOL Multiphysics.

#### 4.1. Modèle Géométrique du Réacteur PECVD

Le réacteur étudié ici est celui utilisé dans le laboratoire de physique des gaz et des plasmas (LPGP) de France et décrit dans le chapitre 1. Il est constitué de trois régions différentes : le guide d'onde d'excitation, la zone du plasma et la chambre de diffusion (figure 4.1).

Le guide d'onde d'excitation est de forme rectangulaire classique de dimensions  $43 \times 86$  mm<sup>2</sup>, adapté pour un mode fondamentale TE<sub>10</sub> [1] et la fréquence 2.45 GHz, franchi par un tube d'aluminium de 160 mm de diamètre et 350 mm d'hauteur, le haut de cette région est lié à l'alimentation en gaz. Le plasma est créé dans un tube de quartz de diamètres interne et externe respectivement égales à 120-125 mm. Deux générateurs micro-ondes (à 2.45

GHz) délivrant jusqu'à 1 kWatt sont utilisés et capables de produire et maintenir le plasma d'argon dans le tube. La chambre de diffusion est de diamètre égale à 500 mm et 500 mm d'hauteur est conçue pour recevoir les échantillons à traiter.



a : tube de décharge, b : chambre de diffusion, c : substrat, d : guide d'onde

**Figure 4.1.** Modèle géométrique du réacteur plasma micro-onde PECVD.

## 4.2. Étude Électromagnétique

Dans ce qui suit, on va traiter en premier lieu le modèle électromagnétique sans plasma pour simuler les caractéristiques électriques et magnétiques, par la suite on va traiter le couplage entre l'équation électromagnétiques et les équations du plasma afin de caractériser le plasma et aussi d'examiner l'influence du plasma sur la distribution du champ micro-onde.

### 4.2.1. Étude Électromagnétique sans Plasma

Pour l'étude électromagnétique sans plasma, on utilise le module Radio Wave Frequency ' rwf ' de COMSOL Multiphysics qui résout alors l'équation de propagation de l'onde micro-onde (voire l'équation (2.5), chapitre 2) en tridimensionnel.

Les valeurs des caractéristiques physiques des différents milieux sont données dans le tableau 4.1 suivant :

	$\epsilon_r$	$\mu_r$	$\sigma$
Air	1	1	0
Aluminium	1	1	$3,77 \times 10^7$
Quartz	3.8	1	$1,57 \times 10^{-20}$

**Tableau 4.1.** Valeurs des caractéristiques physiques des régions du réacteur.

#### 4.2.1.1. Conditions aux Limites

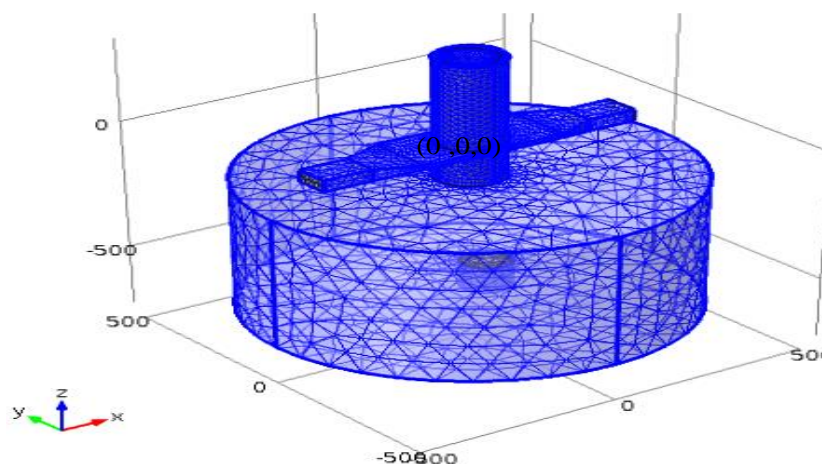
- Les parois du guide d'onde et du réacteur en aluminium sont supposées des conducteurs électriques parfaits. Donc, les conditions aux limites en terme du champ électrique est :

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0.$$

- Pour les deux sections du guide où l'excitation micro-onde est appliquée (en rouge, figure 4.1). En cette limite, une condition de port pour un mode rectangulaire TE<sub>10</sub> est imposée.

#### 4.2.1.2. Maillage du Domaine d'Etude

Le maillage (figure 4.2) est réalisé automatiquement par le logiciel. Le maillage comprend 69 583 tétraèdres ; il est affiné à niveau du tube, du quartz et du guide d'onde. Le temps de calcul nécessaire pour atteindre une bonne convergence (erreur relative inférieure à 10<sup>-6</sup>) est de l'ordre d'une demi-heure.

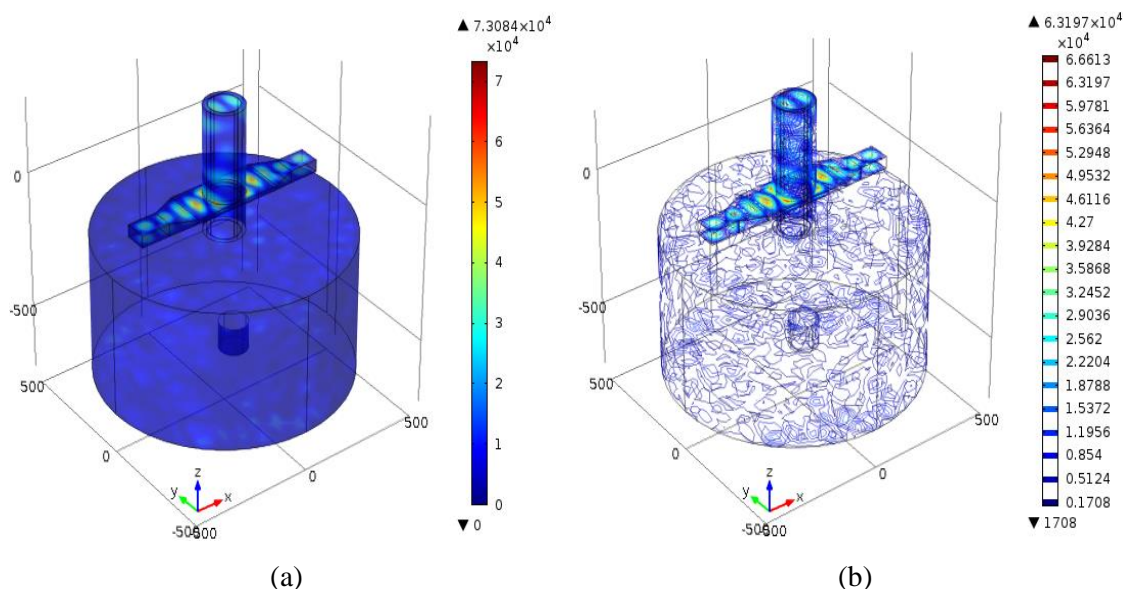


**Figure 4.2.** Maillage du domaine d'étude.

Les différentes simulations sont faites pour une puissance micro-onde de 600 Watt, une fréquence de 2.45 GHz, et un mode de propagation  $E_{10}$ .

### 4.2.1.3. Résultats et Discussion

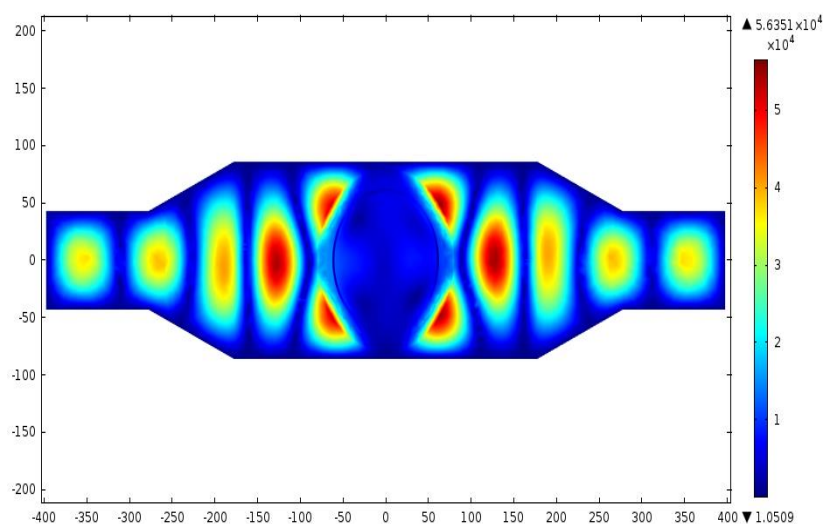
La figure 4.3 montre une représentation tridimensionnelle du champ électrique (a) et ses isovaleurs (b). On remarque que la valeur maximum du champ électrique est environ  $7 \times 10^4$  V/m au sein du réacteur. Comme on peut le voir, le champ électrique génère des motifs circulaires le long du guide d'onde, on voit clairement aussi que le champ électrique est faible dans la partie inférieure du réacteur et presque nul au niveau de la chambre de diffusion.



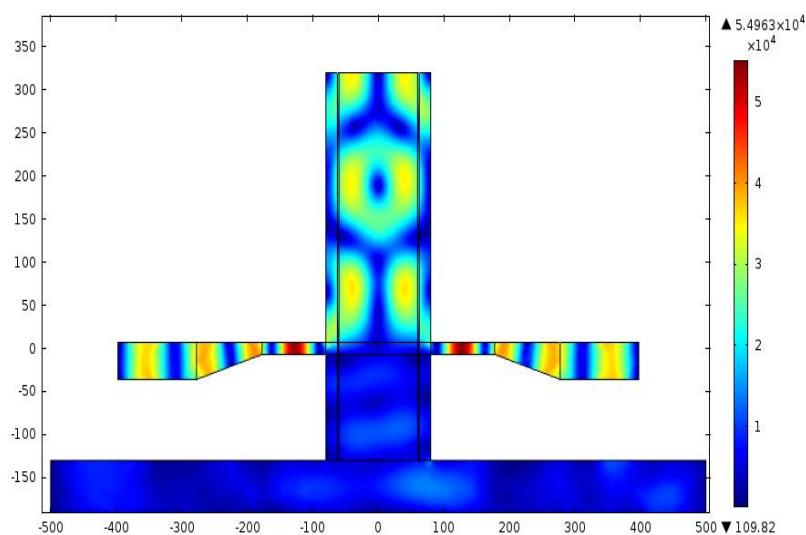
**Figure 4.3.** Distribution tridimensionnelle du champ électrique en (V/m).

La figure 4.4 (a et b) montre les variations du champ électrique au niveau de la partie supérieure du réacteur et ses contours dans les deux plans (xy) et (xz) respectivement. On constate que le champ électrique est loin d'être uniforme et se produit des groupes à travers les plans, ainsi que dans l'ensemble du réacteur où le mode de guide  $TE_{10}$  est bien visible au niveau du guide d'onde (comme le montre la figure 4.4). On remarque aussi que le champ électrique diminue en s'éloignant des deux ports et prend ses valeurs maximales au niveau de la partie centrale du guide d'onde autour du tube de décharge. En outre, nous

remarquons clairement l'apparition de deux ondes électromagnétiques se propageant au sein de réacteur depuis les deux ports vers le centre de tube de décharge (superposition de deux ondes incidentes dans des directions opposées).



(a)

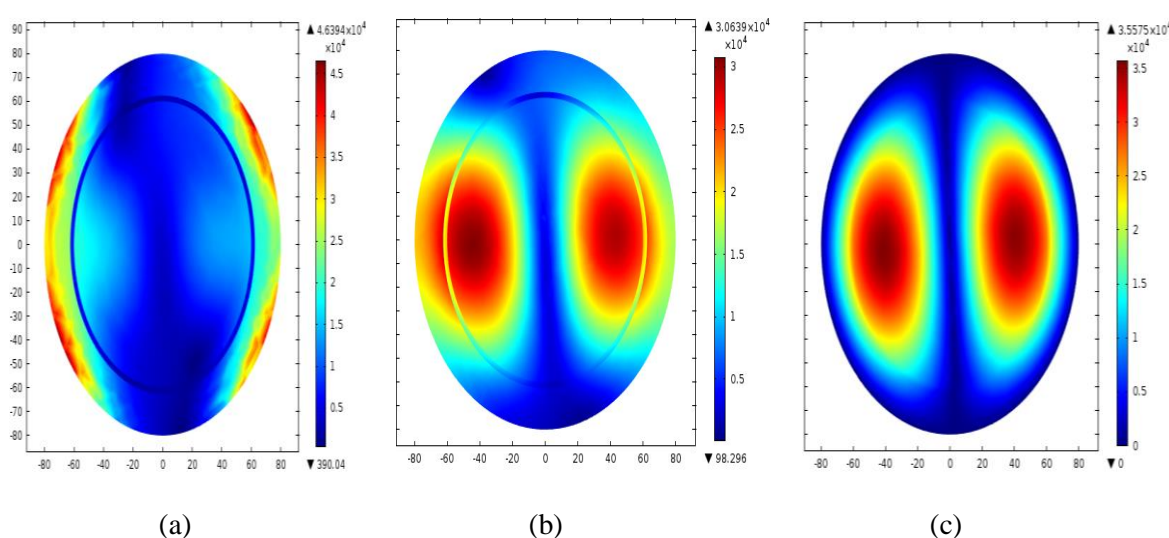


(b)

**Figure 4.4.** Distribution du champ électrique dans le réacteur micro-onde  
(a) Coupe (xy) à  $z = 0$  mm, (b) Coupe (zx) à  $y = 0$  mm.

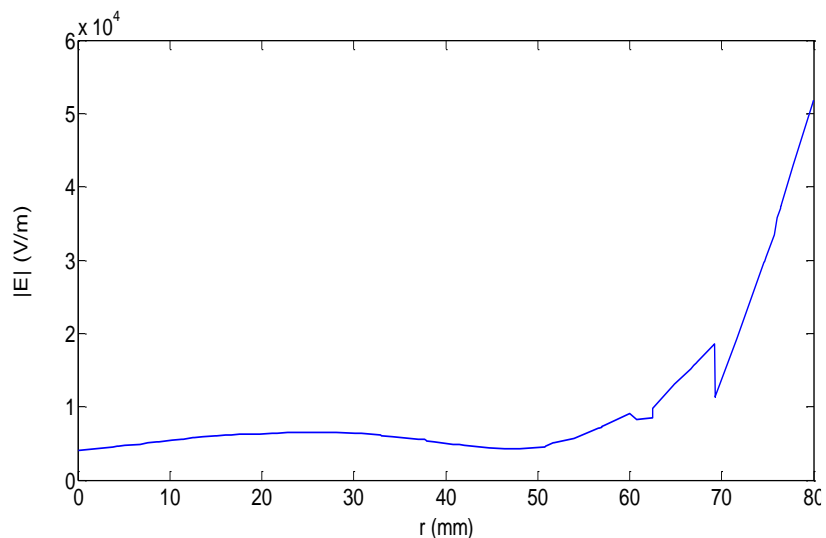
La figure 4.5 donne des distributions bidimensionnelles du champ électrique du plan (xy) au niveau du tube du réacteur pour différentes valeurs de z. On remarque une symétrie par rapport à l'axe central vertical z, présentant l'onde électromagnétique résultante issue de la propagation des deux ondes électromagnétiques identiques prévenantes du deux ports.

Le champ électrique se propage suivant la direction z de la surface extérieure vers la surface intérieure du tube jusqu'à le point le plus haute du tube (le court-circuit à z = 320 mm) où le champ se concentre au niveau du tube de décharge sous forme de deux grappes toute en conservant cette symétrie.



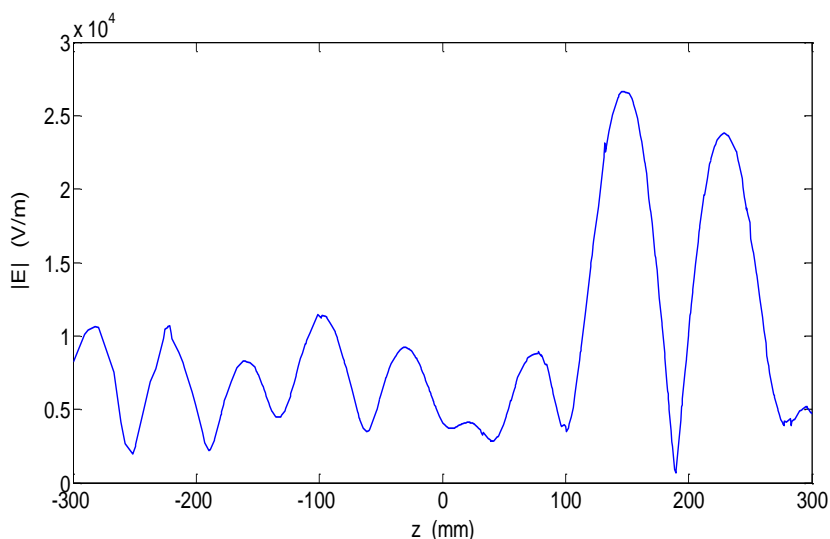
**Figure 4.5.** Variations du champ E (V/m) dans le plan (x,y) pour différentes valeurs de z : 10 mm (a), 40 mm (b) et 320 mm (c).

La figure 4.6 montre le profil radial (pour z = 0) de la norme du champ électrique dans les trois régions du tube du réacteur : tube extérieur (air:  $62.5 < r < 80$ ), tube diélectrique (quartz :  $60 < r < 62.5$ ), et tube de décharge (air :  $0 < r < 60$ ). L'intensité du champ électrique est faible au centre et il s'augmente suivant la direction radiale et atteint son maximum à l'extrémité du tube.



**Figure 4.6.** Profil radial de la norme du champ électrique.

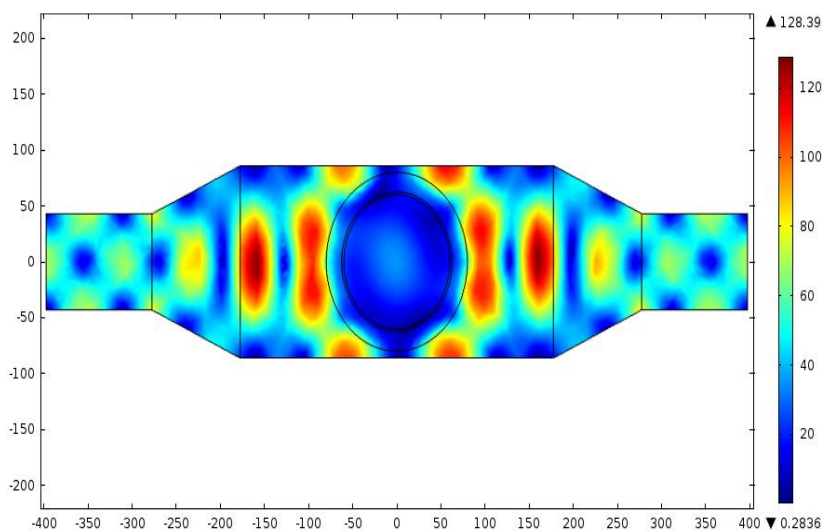
Sur la figure 4.7, la variation axiale de la norme du champ électrique est présentée (pour  $r = 0$  mm) le long de tube de décharge ( $320 \text{ mm} \geq z \geq -150 \text{ mm}$ ) et la chambre de diffusion ( $-150 \text{ mm} \geq z \geq -300 \text{ mm}$ ). Le champ électrique est beaucoup plus important dans la partie supérieure du tube de décharge que dans sa partie inférieure et la chambre de diffusion où il prend une valeur presque nulle (1V/m).



**Figure 4.7.** Variation axiale de la norme du champ électrique.

Les figures (4.8), (4.9) montrent d'autres grandeurs électromagnétiques qui peuvent caractériser l'aspect électromagnétique du réacteur micro-onde comme le champ magnétique et les courants induits pour le plan (x,y) à  $z = 0$  mm.

On voit clairement sur la figure 4.8 que le champ magnétique est maximal dans la partie centrale (atteint une valeur jusqu'à 120 A/m) du guide d'onde où il y a la superposition de deux ondes électromagnétiques des excitateurs. En plus, on constate que le couplage entre le champ électrique et le champ magnétique est bien visibles (voir figures 4.4 et 4.8), ce couplage constitue l'onde électromagnétique qui propage le long du guide d'onde.



**Figure 4.8.** Champ magnétique en (A/m) dans le plan (x,y) à  $z = 0$  mm.

Nous présentons sur la figure 4.9 la distribution de la densité des courants induits. Ces courants induits présentent l'image du champ électrique (loi d'Ohm  $\vec{J}_{induit} = \sigma \cdot \vec{E}$ ) et ils atteignent une valeur maximale égale à 7680 (A/m<sup>2</sup>).



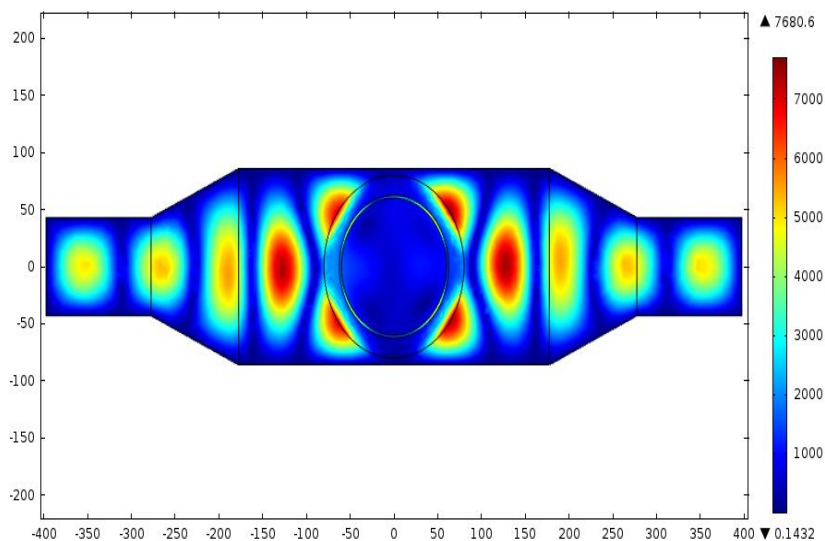


Figure 4.9. Variations dans le plan (x,y) du module des courants induits en ( $A/m^2$ ) à  $z = 0$  mm.

#### 4.2.1.4. Effet de la Puissance Micro-Onde

Cette section présente les répartitions du champ électrique pour différentes valeurs de la puissance micro-onde, comme le montre la figure 4.10-a,b. On constate que le champ électrique logiquement augmente proportionnellement avec la puissance injectée.

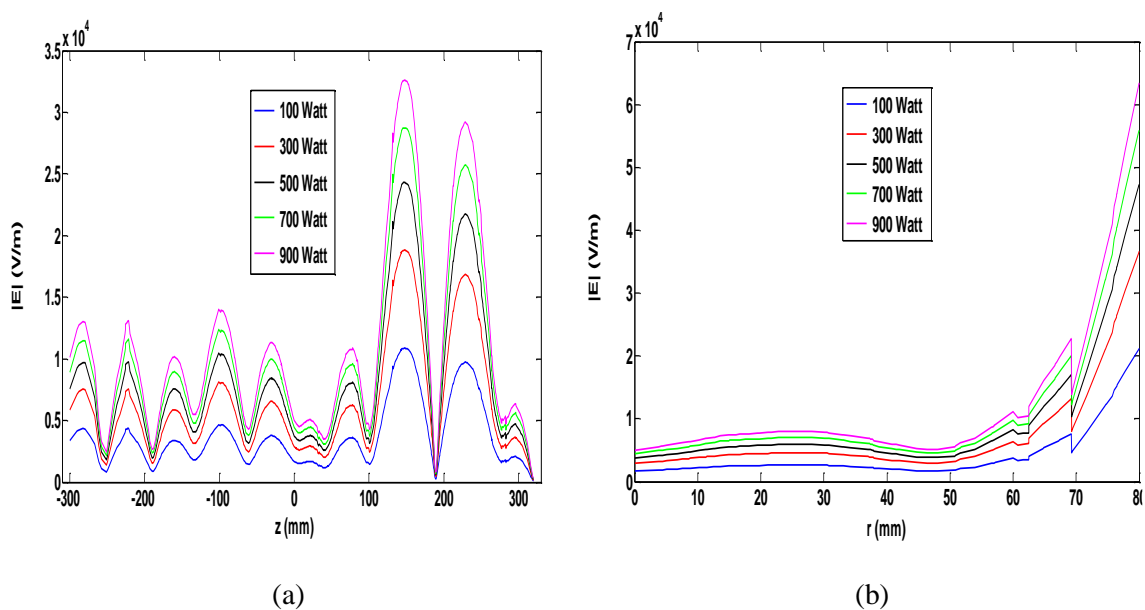


Figure 4.10. Norme du champ électrique  $|E|$  pour différente puissance micro-onde injectée.

## 4.2.2. Modèle Électromagnétique Couplé au Modèle Plasma

Nous nous intéressons maintenant à l'influence du plasma sur les propriétés électromagnétiques du système.

Les caractéristiques de décharge micro-onde sont simulées tout en utilisant le couplage entre le modèle électromagnétique et les équations du plasma décrit par les équations de continuité d'électron et d'ion, l'équation de transfert d'énergie d'électron, et l'équation de Poisson (voir le chapitre 2) en régime transitoire. Ces équations sont alors couplées avec l'équation de la propagation du champ électrique (équation (2.5), chapitre 2).

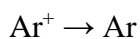
On a adopté un modèle tridimensionnelle pour décrire le comportement électromagnétique en présence du plasma ainsi que les processus produit dans le réacteur PECVD micro-onde pour fournir les distributions spatiales et temporelles de : la densité d'électron  $n_e$ , la température d'électron  $T_e$ , la densité des espèces (Ar, Ar<sup>+</sup>, Ar<sup>\*</sup>), le champ électrique  $E$  haute fréquence, le champ électrique statique  $E_s$ , et le potentiel électrique  $V$ . Ces caractéristiques sont simulées et analysées.

### 4.2.2.1. Conditions aux Limites et Initiales

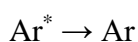
Les conditions aux limites pour l'étude avec plasma sont les mêmes que pour l'étude sans plasma, seulement il faut ajouter les conditions aux limites pour les réactions de l'argon:

1. A la surface interne de tube de décharge, les réactions de surfaces suivantes sont implémentées [2]:

- Les ions sont transformés au des neutres à cause de réactions de surface:



- Les métastables sont transformés aux des neutres à cause de réactions de surface:



2. Puisque notre étude se fait en temporelle, il est indispensable d'ajouter les valeurs initiales (à  $t = 0$ ) :

a. Densité d'électron initiale  $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

b. Energie moyenne d'électron initiale  $\varepsilon = 3 \text{ eV}$ .

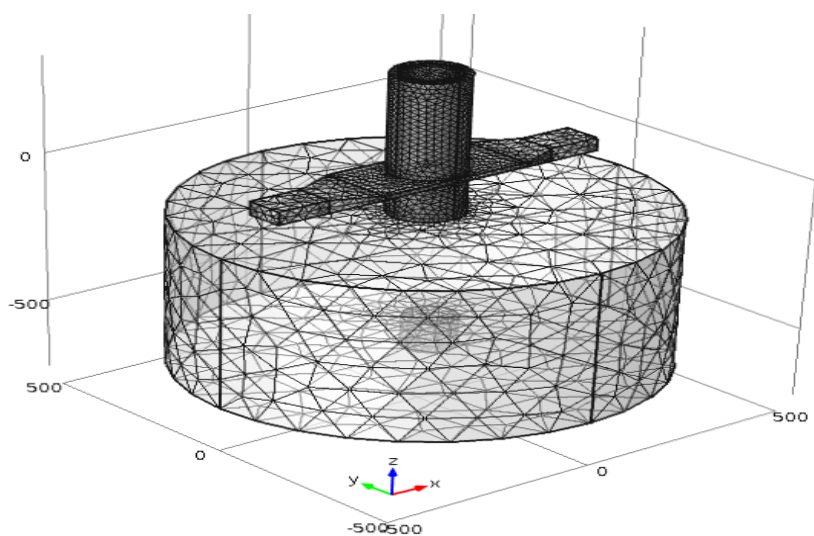
c- Potentiel électrique  $V = 0 \text{ V}$ .

d- Champ électrique  $E = 0 \text{ V/m}$ .

Les données nécessaires pour les calculs électromagnétiques dans le réacteur PECVD micro-onde avec plasma (température du gaz, pression et la puissance micro-onde) sont prises de référence [9]. On utilise comme application le cas d'une décharge micro-onde dans l'argon pur pour une pression de 100 mTorr. La température de gaz de 300 K et la puissance micro-onde de 600 Watt. La fréquence de travail est de 2.45 GHz.

#### 4.2.2.2. Résultats et Discussion

Le maillage du domaine de computation est extrêmement raffiné au niveau de tube de décharge. Le nombre total d'éléments de maillage est environ 88 628 tétraèdres (figure 4.1). La convergence est atteinte après 30 heures on Intel(R), Core (TM) i5-5210M CPU, 2.5GHz, avec 4Go de RAM. On a utilisé le solveur directe Pardiso [3] avec un critère de convergence basé sur une tolérance relative égale à  $10^{-3}$ .



**Figure 4.11.** Maillage du domaine simulé du réacteur PEVCD.

Les évolutions temporelles des paramètres calculés du plasma à savoir la densité et la température des électrons, ainsi que le champ électrique et le potentiel électrique au point (0, 0, 0) situé au centre de décharge, sont représentés sur les figures 4.12 et 4.13 respectivement. On constate alors qu'après un temps d'environ 1 ms, la densité électronique et la température électronique commencent à se stabiliser et deviennent

indépendantes du temps. Concernant le champ électrique et le potentiel électrique, ils atteignent une valeur constante après environ 1  $\mu$ s.

A partir de ces résultats, tous les résultats suivants seront présentés à  $t = 0,003$  s, c'est-à-dire lorsqu'un régime stationnaire est clairement atteint.

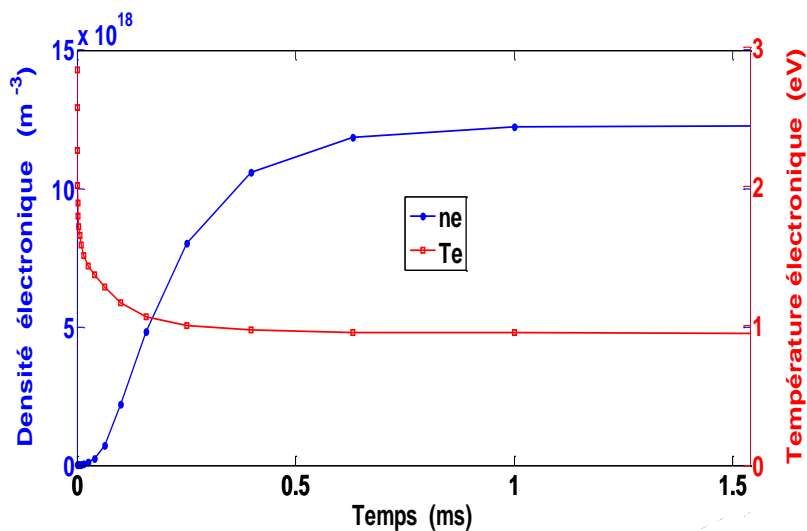


Figure 4.12. Evolution temporelle de paramètres du plasma.

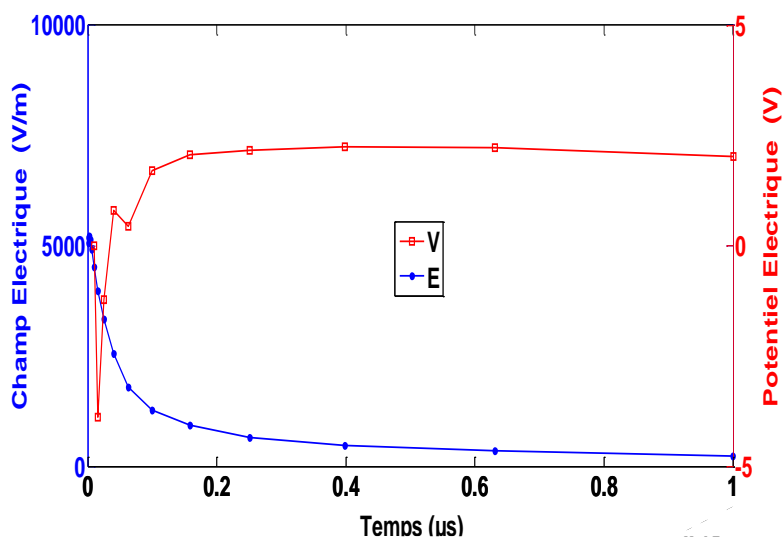
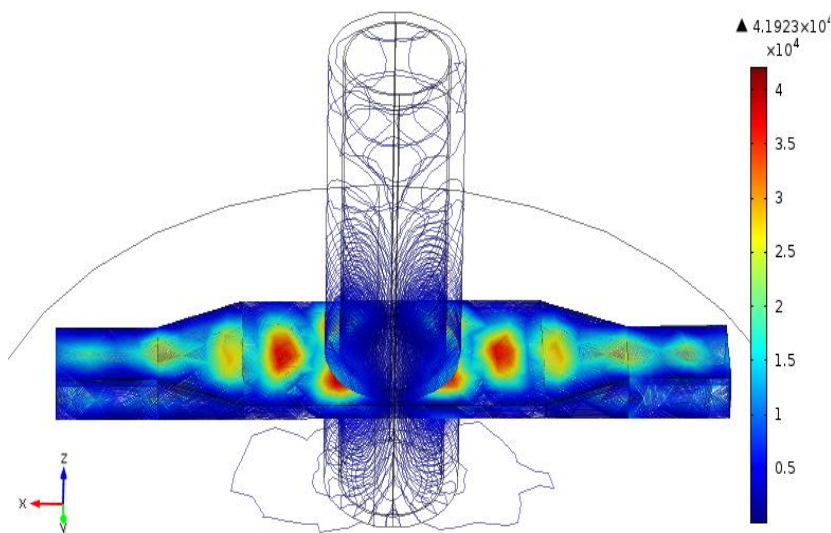


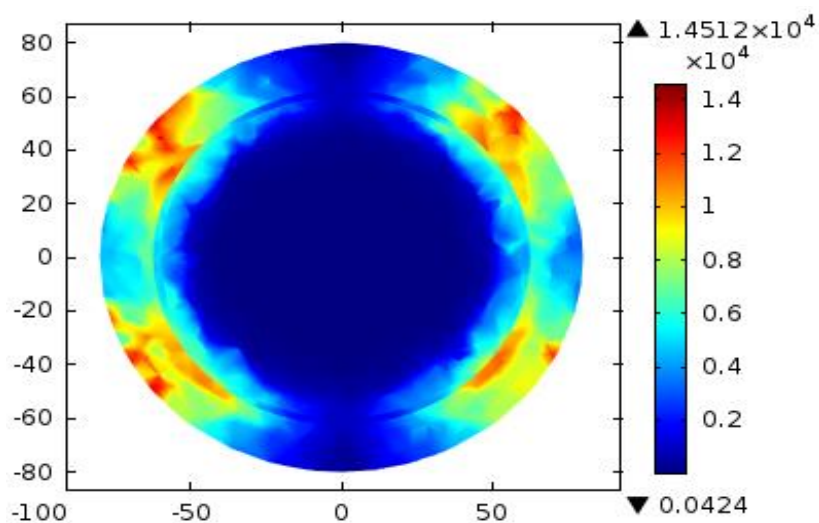
Figure 4.13. Evolution temporelle du champ et potentiel électriques.

Les distributions du champ électrique  $E_{HF}$  dû à l'excitation micro-ondes est présenté sur la figure 4.14. On remarque que dans les deux ports d'excitation, une onde pénètre dans le guide d'ondes et se propage le long du tube diélectrique de quartz sous forme d'une “onde de surface”, qui crée et maintient le plasma (figure 4.14.a). On constate aussi que le champ électromagnétique ne se propage pas dans la partie la plus basse du réacteur (chambre de diffusion) où il n'y a pas de tube de décharge et seule la chambre métallique existe. La distribution spatiale du champ électrique dans le plan d'excitation (pour  $z = 0$ ) dans le tube de décharge montre clairement une non-uniformité azimuthale, ce qui est dû aux modes électromagnétiques élevés ( $TE_{10}$ ) qui peuvent se propager comme une onde de surface dans un tel tube diélectrique de grand diamètre élevé.

En raison du rapport élevé entre la permittivité du plasma et celle de l'air, le champ électrique est beaucoup plus faible dans le plasma que dans l'air entourant le tube à décharge (figure 4.14.b). Il n'est pas possible pour l'onde électromagnétique de pénétrer dans les régions du plasma (Figure.4.14.b) où la densité électronique dépasse la densité électronique critique (environ  $7,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  pour l'argon à fréquence égale à 2,45 GHz). Ailleurs, il est localisé et se propage à l'interface plasma-diélectrique [4].



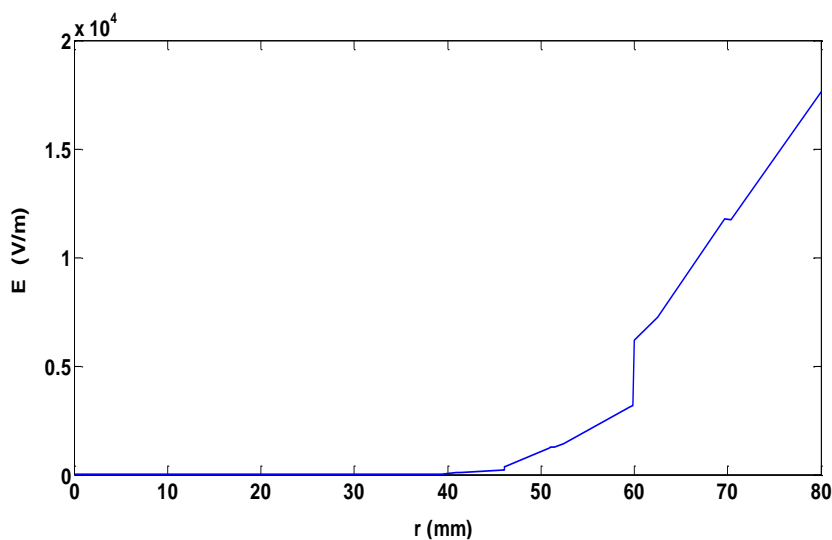
(a)



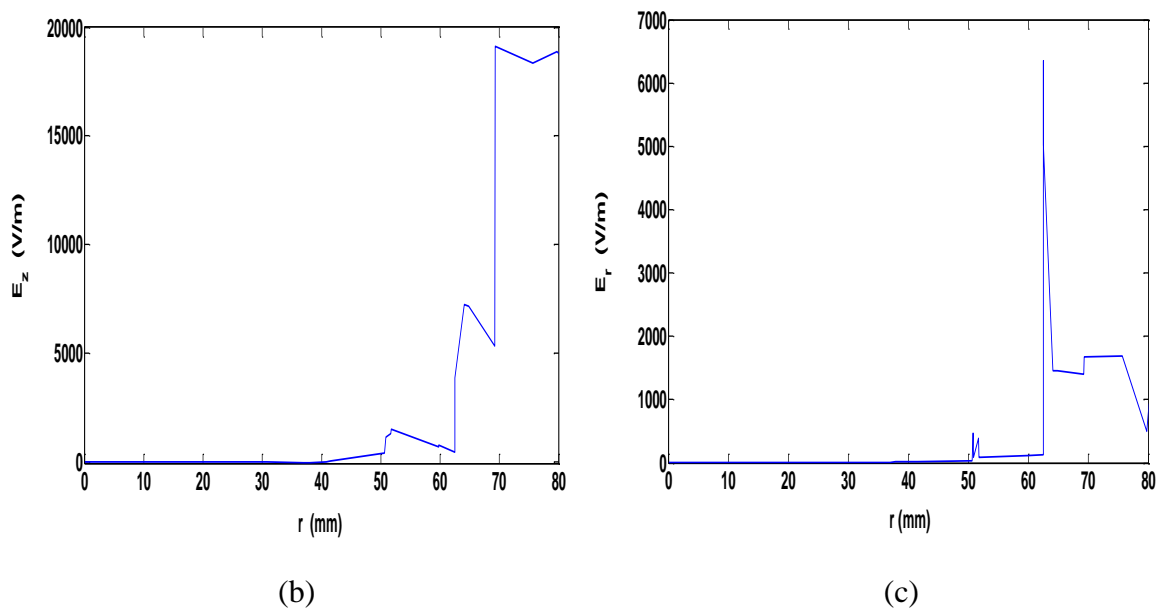
(b)

**Figure 4.14.** Distribution de la norme du champ électrique micro-onde : (a) en tridimensionnelle et (b) en bidimensionnelle du plan (x,y) pour  $z = 0$ .

La figure 4.15 montre la distribution radiale de la norme du champ électrique (figure 15.a) et ses composantes radiale  $E_r$  (Fig15.b) et axiale  $E_z$  (Fig.15.c) dans les trois milieux de tube de décharge : le plasma, le diélectrique et le vide. On constate que le champ électrique est nul au milieu du tube de décharge (zone de création du plasma :  $r \leq 40$ ) et maximale à l'interface entre le tube diélectrique et le vide ( $40 \leq r \leq 80$ ), où la composante axiale du champ électrique est dominante, et présente le champ de maintien principal dans le plasma.

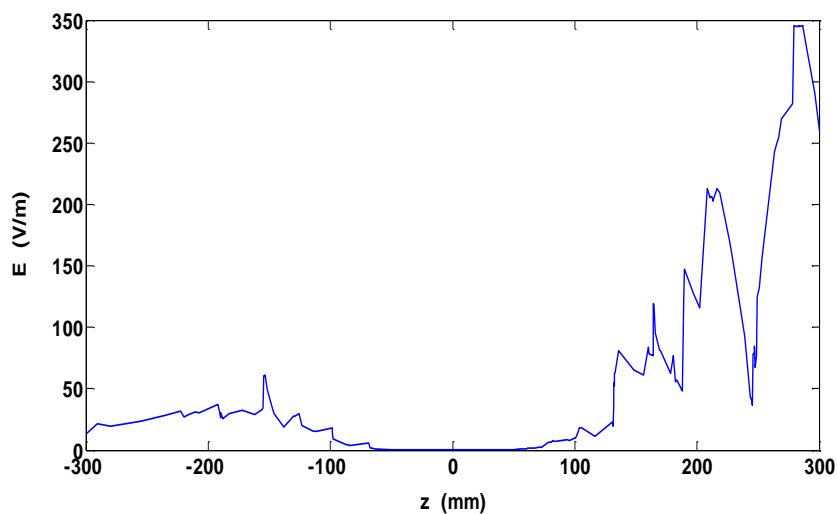


(a)

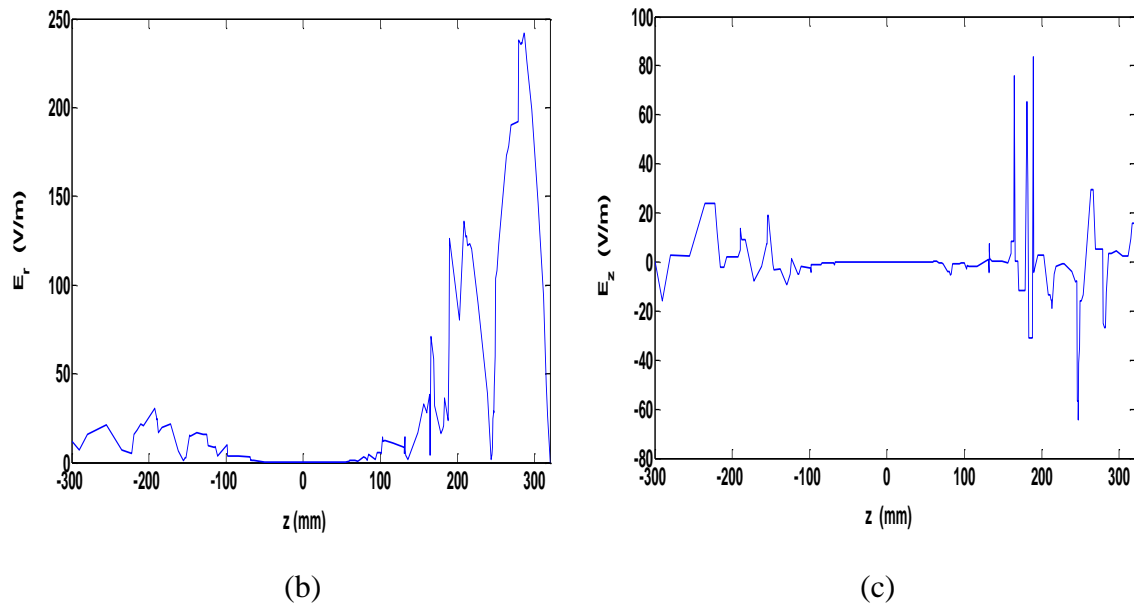


**Figure 4.15.** Profil radial de la norme et des composantes du champ électrique HF en présence du plasma.

Les figures 4.16-a, b, c montrent respectivement la distribution axiale de la norme de champ électrique  $E$  et ses composantes radiale  $E_r$  et axiale  $E_z$  dans le tube de décharge et dans la chambre de diffusion. Il est visible que le champ électrique est nul dans la partie centrale du tube de décharge ( $-100 \leq z \leq 100$  zone du plasma) et maximale dans la partie la plus supérieure de tube et minimale au niveau de la chambre de décharge. En plus, on remarque que la composante radiale du champ électrique est dominante.



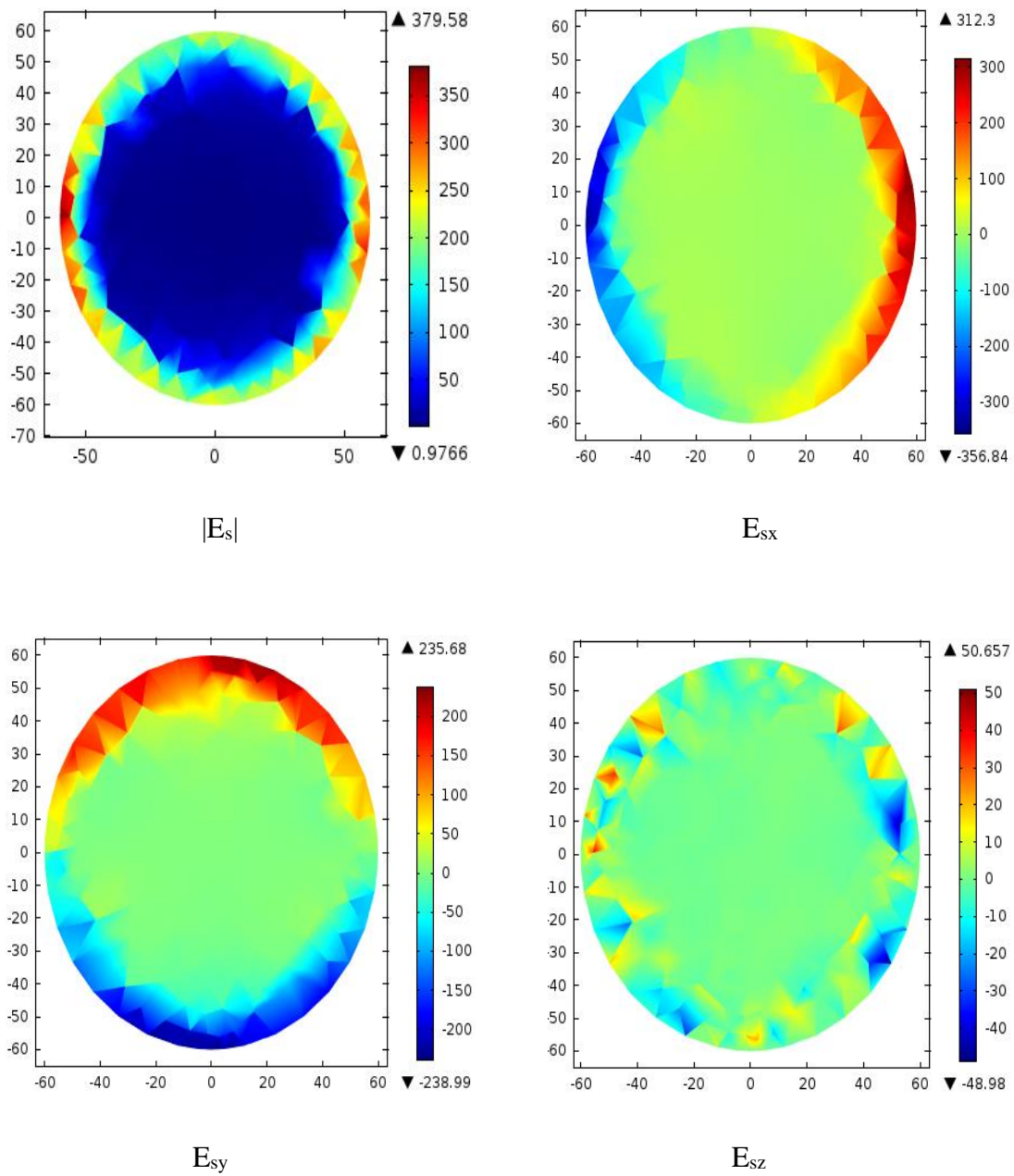
(a)



**Figure 4.16.** Distribution axiale du champ électrique (a) et ses composantes (b et c) en présence du plasma.

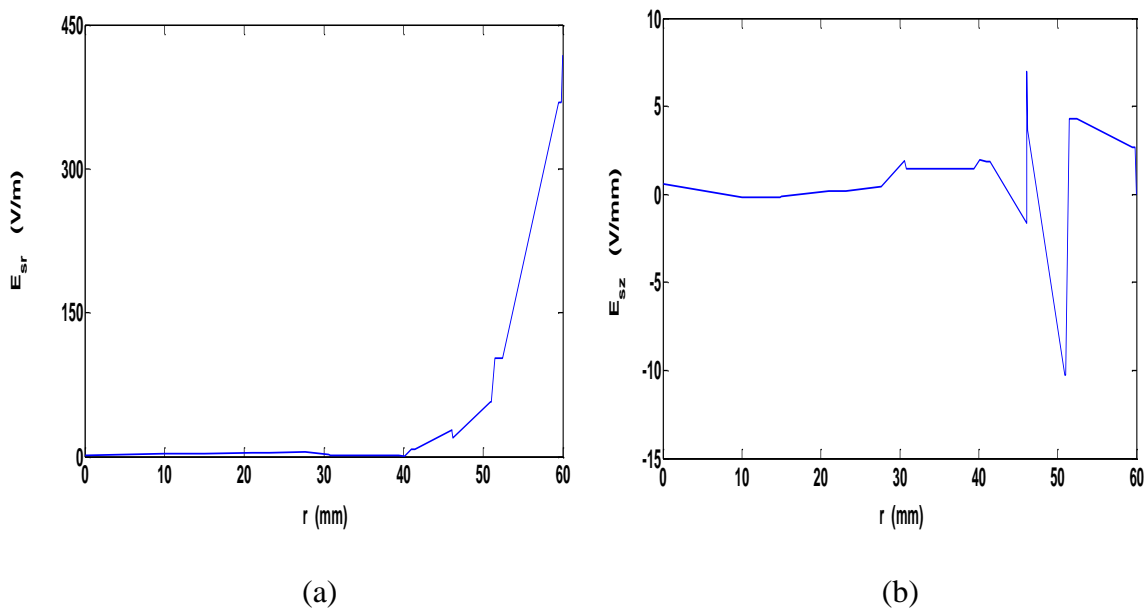
La norme et les composantes du champ électrique statique  $E_s$  généré par la séparation des charges et calculé dans le plan (xy) (pour  $z = 0$ ) sont montrées dans les figures 4.17-a, b, c. On constate que le champ électrique est élevé auprès de la paroi interne du tube diélectrique. Cette couche chargée positivement est appelée gaine espace-charge. Dans la région centrale du plasma, le champ électrique est très faible pour satisfaire la quasi-neutralité électrique de cette région. La couche de gaine provient d'une séparation de charge entre les électrons hautement mobiles et les ions positifs lents lorsque les deux espèces se déplacent vers la paroi. La charge positive nette dans cette couche crée un gradient négatif de potentiel électrostatique entre le plasma et la paroi du tube.



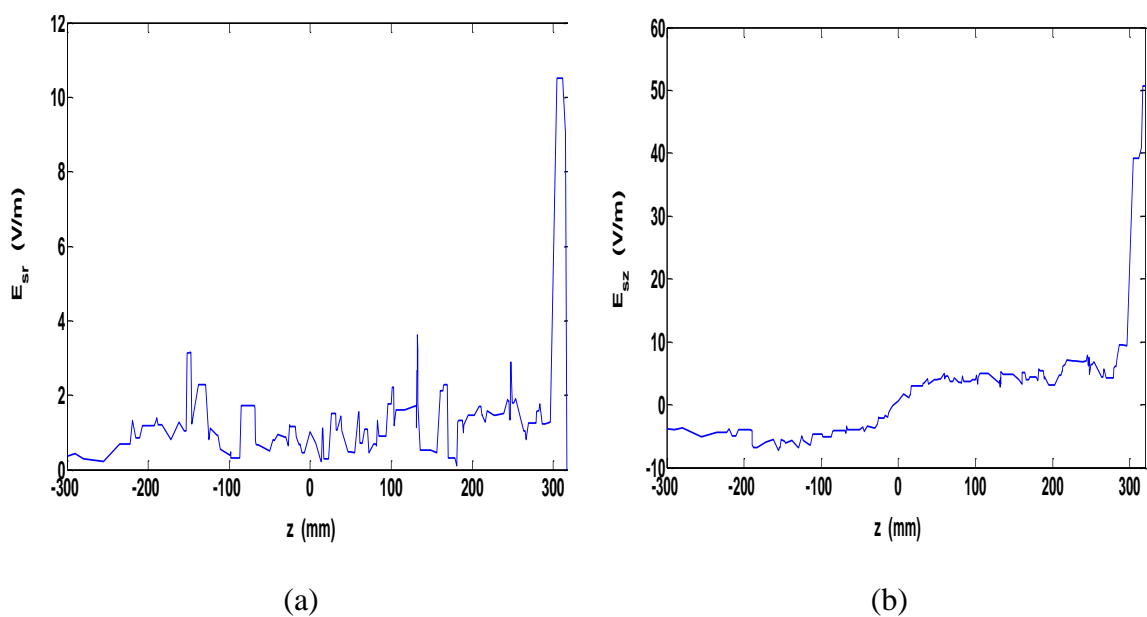


**Figure 4.17.** Distributions dans le plan  $(x,y)$  de la norme du champ électrique statique et ses composantes en (V/m) pour  $z = 0$ .

Les figures (4.18) et (4.19) présentent le profil radiale et axiale des composantes radiale  $E_{sr}$  et axiale  $E_{sz}$  du champ électrique statique  $E_s$ . On remarque toujours un champ faible au centre et relativement fort près des parois.



**Figure 4.18.** Distribution radiale des composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique statique.



**Figure 4.19.** Profil axial des composantes radiale (a) et axiale (b) du champ électrique statique.

Dans la figure (4.20), nous présentons le profil radial (à  $z = 0$  mm et  $y = 0$  mm) de la norme de champ électrique statique et du potentiel électrique dans le tube à décharge. Cette figure 2D permet d'évaluer l'épaisseur de la gaine, qui est dans ce cas d'environ 10 mm.

La courbe montre que l'intensité du champ électrique statique est radialement non uniforme. La profondeur de pénétration du champ électrique dans le plasma diminue à partir des extrémités de la colonne vers le centre de décharge, où la densité électronique est la plus élevée c'est-à-dire une augmentation de la conductivité du plasma et une diminution de  $\nu/\omega$  ( $\nu$  est la fréquence de collision électron-neutre) [5] [6].

Sachant que le champ électrique  $E_s$  est calculé à partir de la relation de potentiel électrique ( $E_s = - \text{grad } V$ ), les figures 4.20 et 4.21 montrent d'une part que le potentiel électrique est presque constant au centre et diminue dans la gaine, donc le champ électrique est nul puis il augmente d'autre part. Ceci fait que les ions sont accélérés vers la paroi, alors que les électrons sont repoussés.

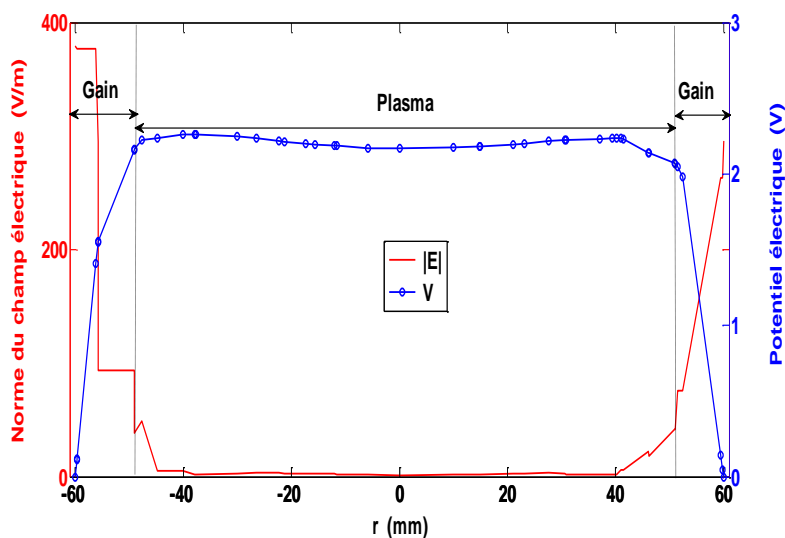
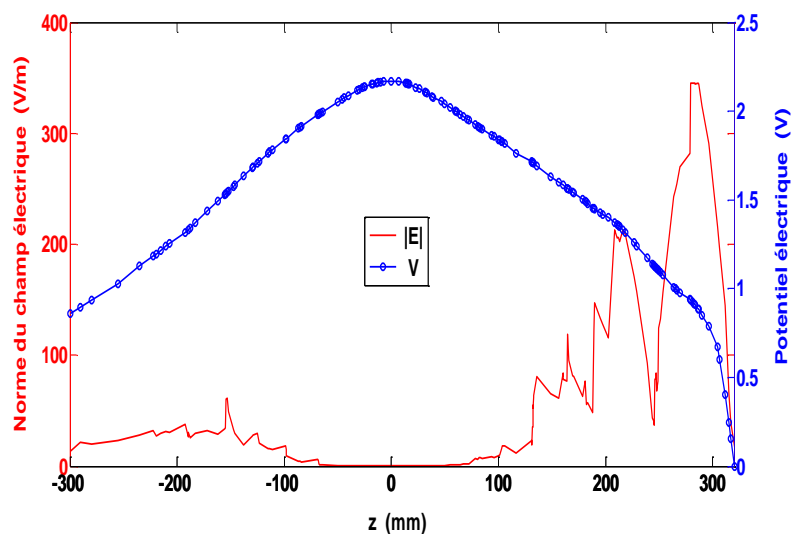


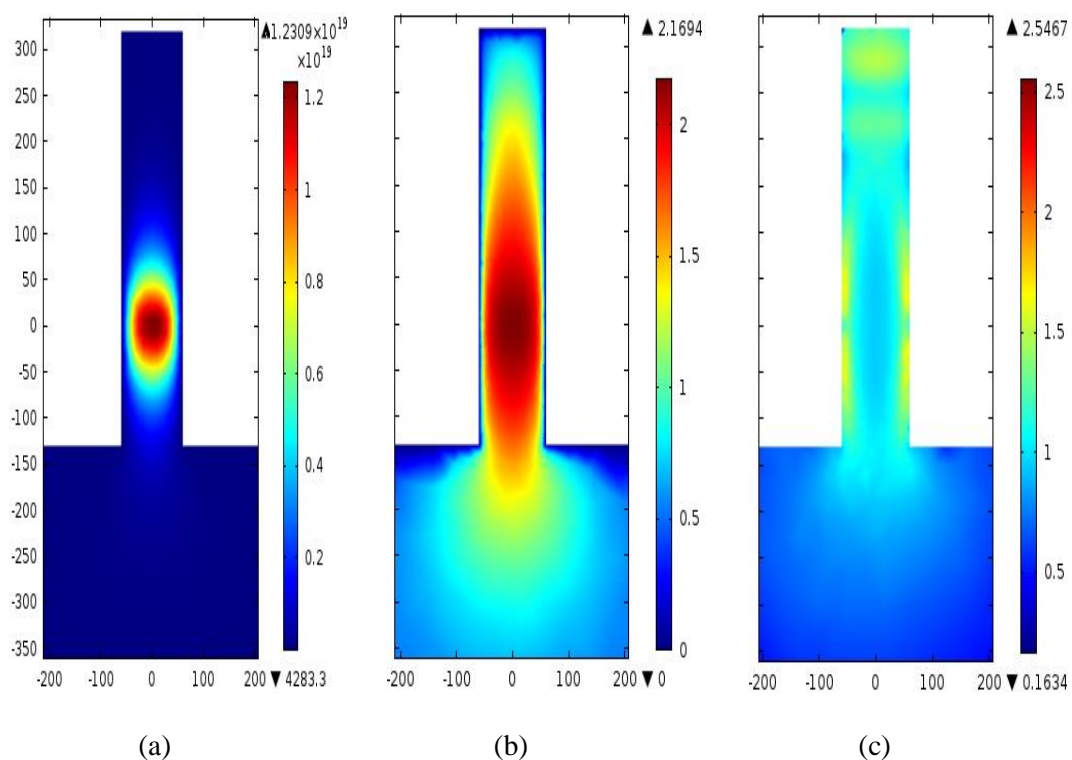
Figure 4.20. Profile radial pour  $z = 0$  mm de la norme du champ et potentiel électrique.



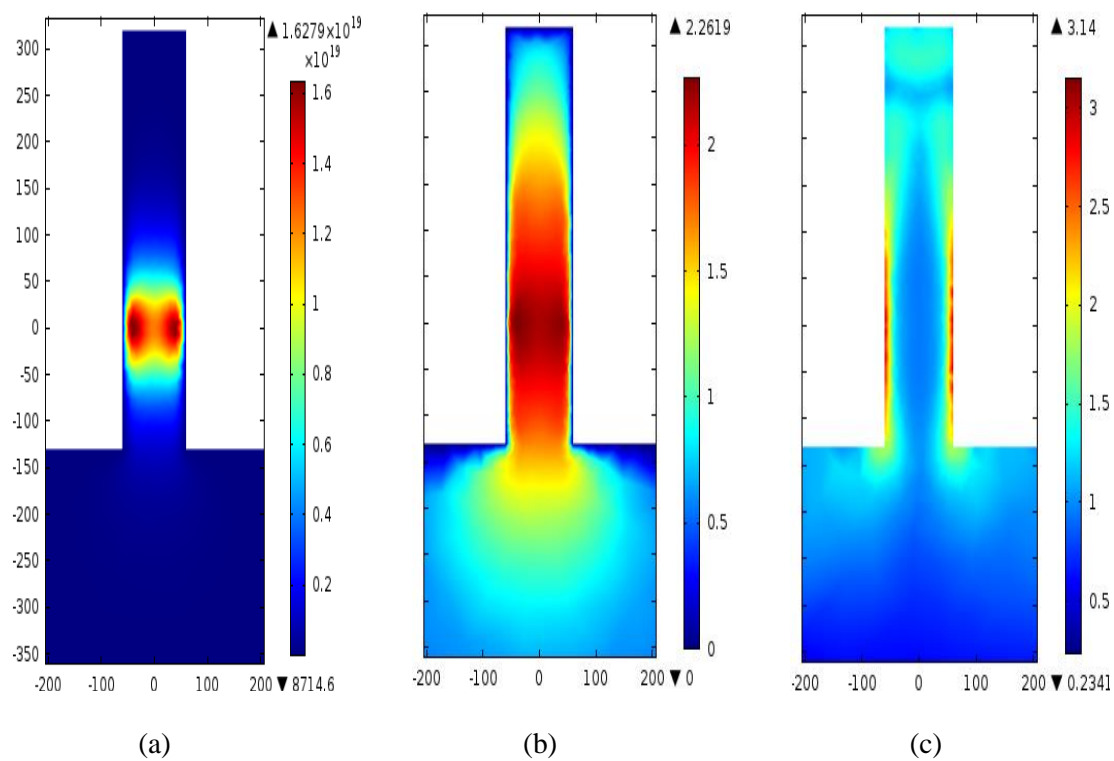
**Figure 4.21.** Profile axial pour  $r = 0$  de la norme du champ et potentiel électriques.

La figure 4.22 présente respectivement les distributions bidimensionnelles de la densité d'électrons, le potentiel électrique et la température d'électrons pour trois plans (yz), (xz) et (xy).

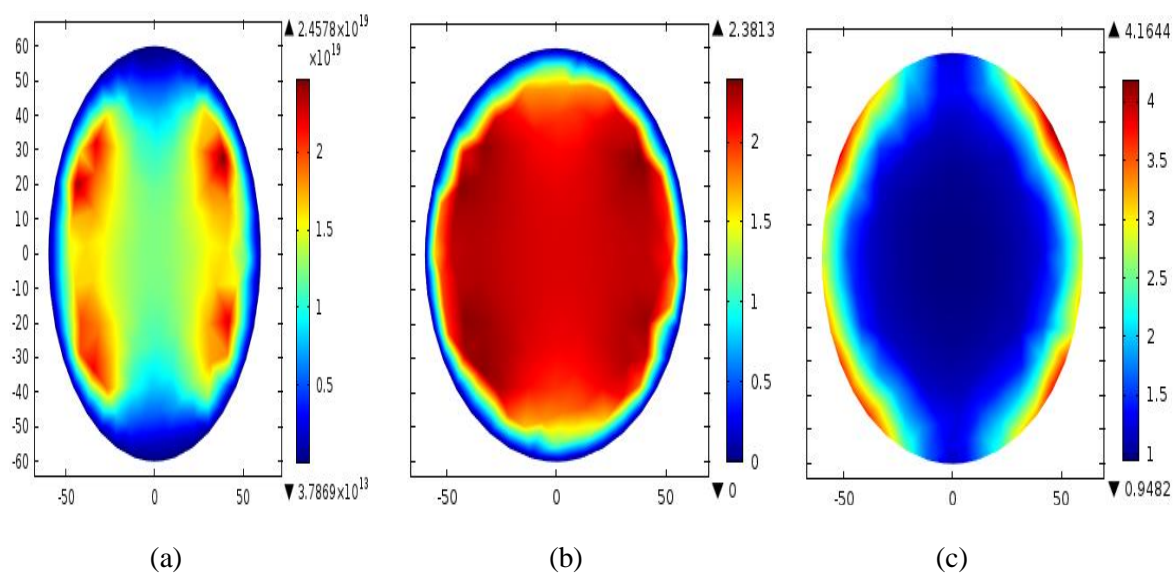
1. Plan (yz):



2. Plan (xz)



3. Plan (xy)

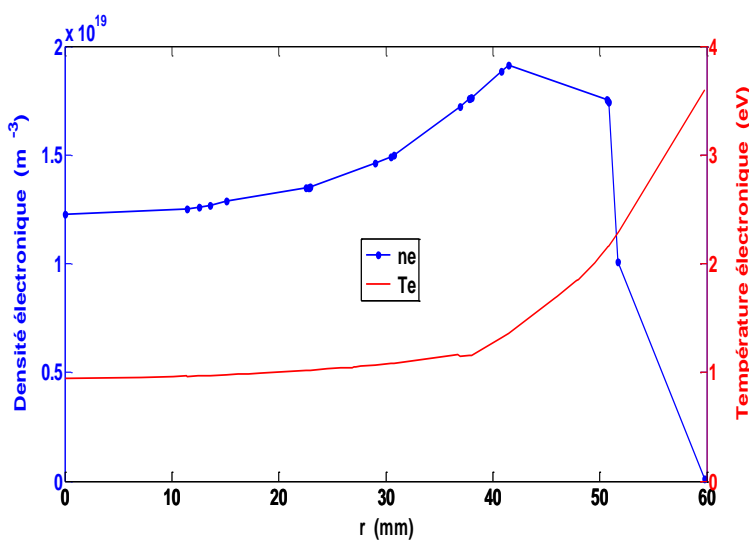


**Figure 4.22.** Distribution spatiale de la densité électronique en  $\text{m}^{-3}$  (a), le potentiel électrique en V (b) et la température électronique en eV (c).

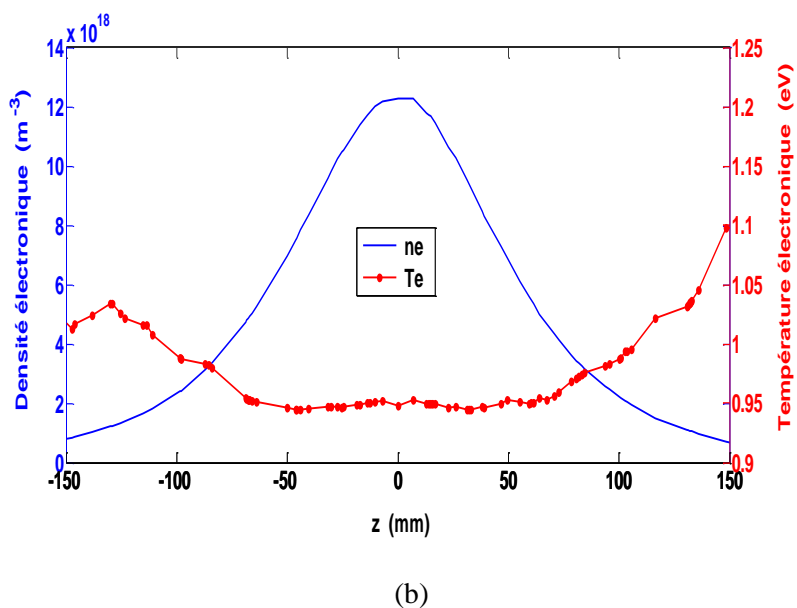
La figure 4.22.a montre clairement la non-uniformité azimuthale de la densité électronique, qui peut être liée au non uniformité azimuthale du champ électrique d'excitation (déjà illustré dans la figure 4.14.b). Cette observation justifie clairement l'importance et la nécessité d'un traitement 3D de ce système. Ainsi, Il est également clair que la colonne de plasma est soutenue par deux ondes se déplaçant dans des directions opposées par rapport à la position axiale  $z = 0$ .

Les profils de la densité et de la température électroniques sont donnés axialement et radialement dans la figure 4.23. Axialement (figure 4.23.b), la densité électronique atteint un maximum dans le plan d'excitation à  $z = 0$ , où la puissance micro-onde est couplée au plasma. La densité diminue symétriquement dans les deux sens autour de  $z = 0$  et puis elle prend à se décroître suivant une forme quasiment exponentielle vers les deux extrémités de la colonne du plasma. La figure 4.23.b montre également que la température des électrons reste relativement uniforme dans la région du plasma. Radialement (voir figure 4.23.a), la densité d'électrons augmente légèrement du tube vers le centre de la gaine (autour de  $r = 50$  mm) et diminue brusquement dans la gaine. La température des électrons est assez constante dans le volume du plasma et augmente dans la gaine.

La température a un minimum au centre (mis à part une chute rapide dans la gaine). Ceci est causé par une diminution de la conductivité thermique des électrons, lesquels sont davantage excités près de la paroi (où se trouve l'onde de surface).



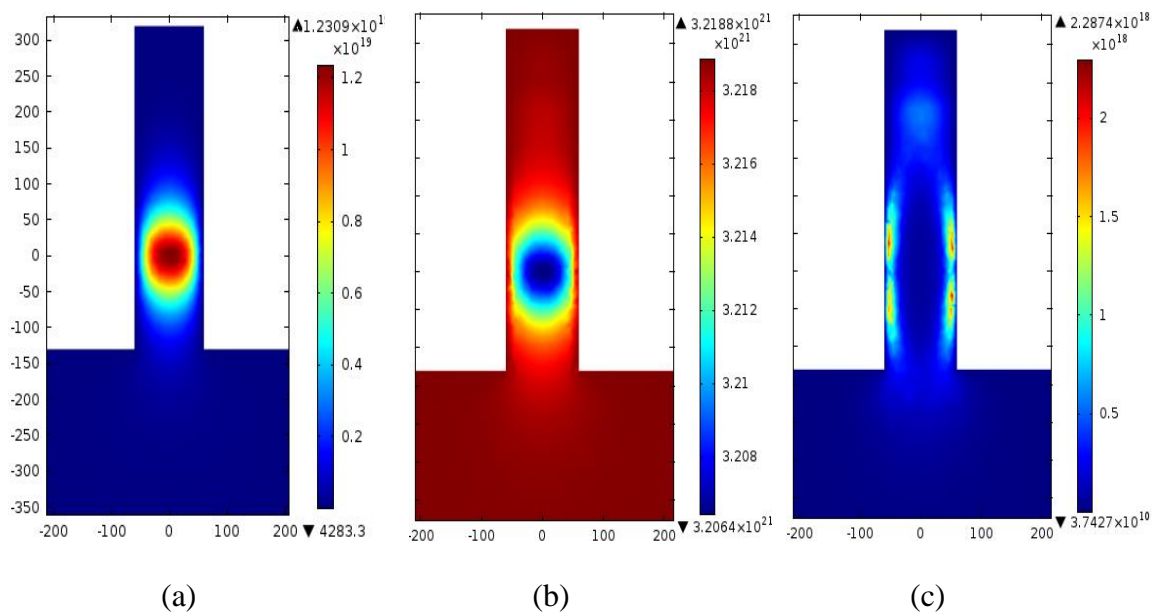
(a)



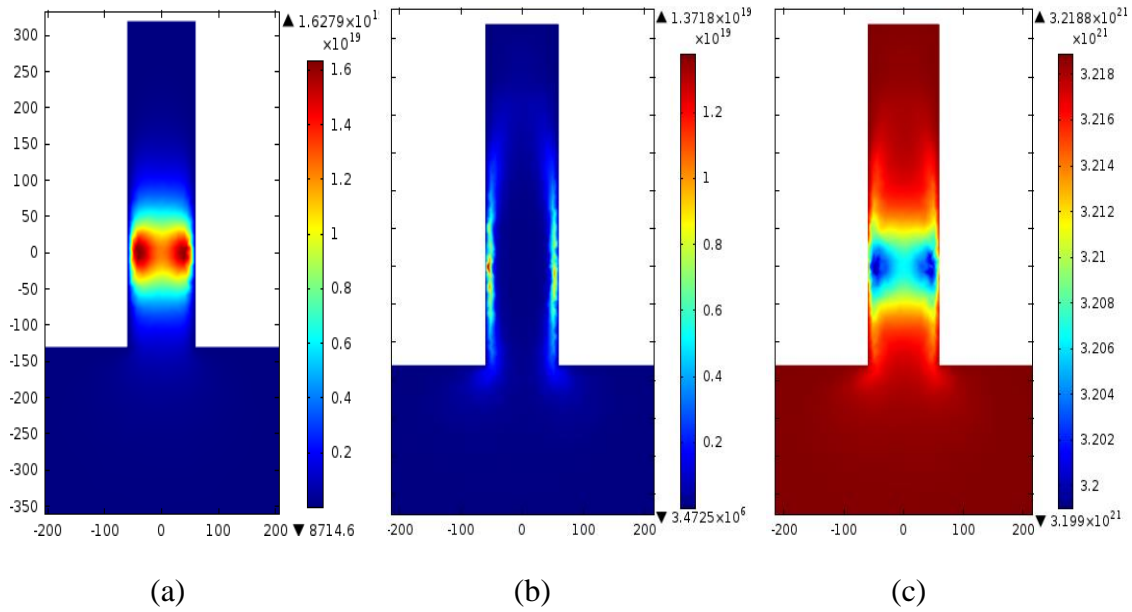
**Figure 4.23.** Profils Axial (a) et radial (b) de la densité et la température électroniques du plasma.

La figure 4.24 montre les distributions bidimensionnelles des densités de différents types d'espèces d'argon (ion, atome et métastable, respectivement) pour les plans (yz), (xz) et (xy).

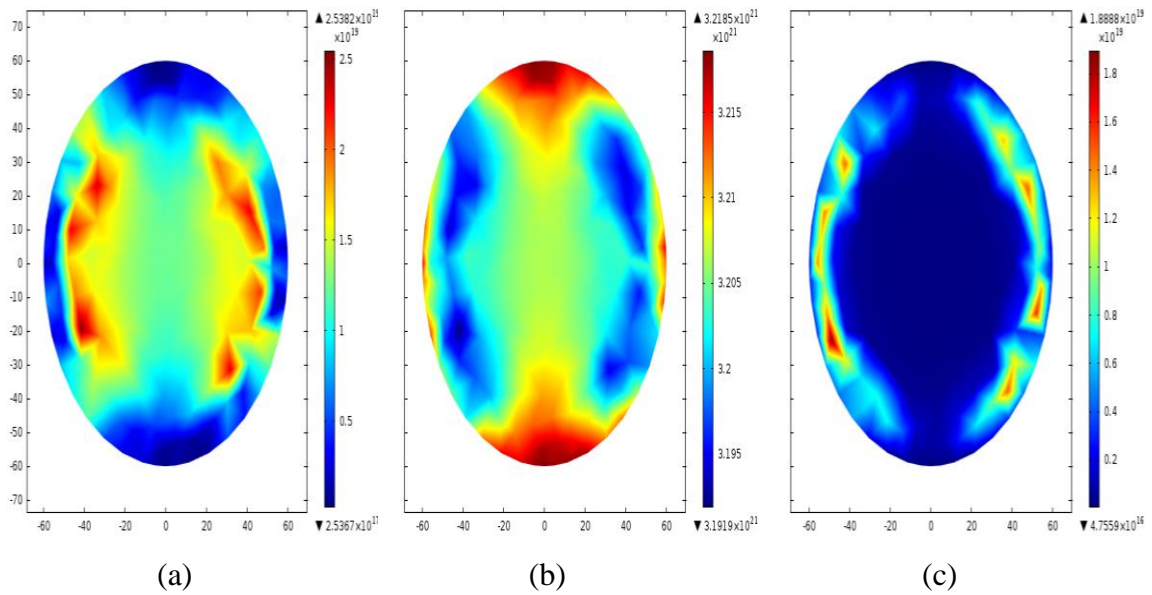
### 1. Plan (yz)



2. Plan (xz)



3. Plan (xy)



**Figure 4.24.** Distribution bidimensionnelle de densités d'espèces d'argon en ( $\text{m}^{-3}$ ); ions ( $\text{Ar}^+$ ) (a), atomes ( $\text{Ar}$ ) (b), et métastables ( $\text{Ar}^*$ ) (c).

La figure 4.25 et 4.26 montre l'évolution axiale et radiale des densités de différents types d'espèces (ions, métastables, et atomes) dans le tube à décharge.



Axialement, la densité des ions est maximale au centre du plasma et elle prend à se diminuer vers deux parois. On remarque que le profil de la densité ionique est similaire à celle de la densité électronique. La densité des atomes est assez plate, avec un peu d'appauvrissement dans la région d'excitation du plasma. Cependant, la densité des atomes excités est inférieure à la densité des ions.

Radialement, la densité des ions est presque identique à la densité électronique. Les densités atomiques suivent le même comportement qu'axialement. La densité des atomes excités est relativement faible au centre et augmente dans les gaines.

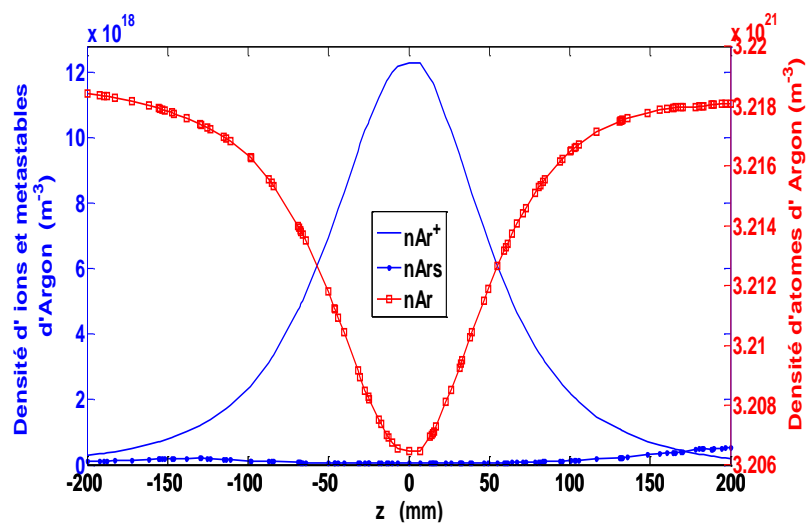


Figure 4.25. Profile axial des densités des espèces : (Ar, Ar<sup>+</sup>, et Ar<sup>\*</sup>).

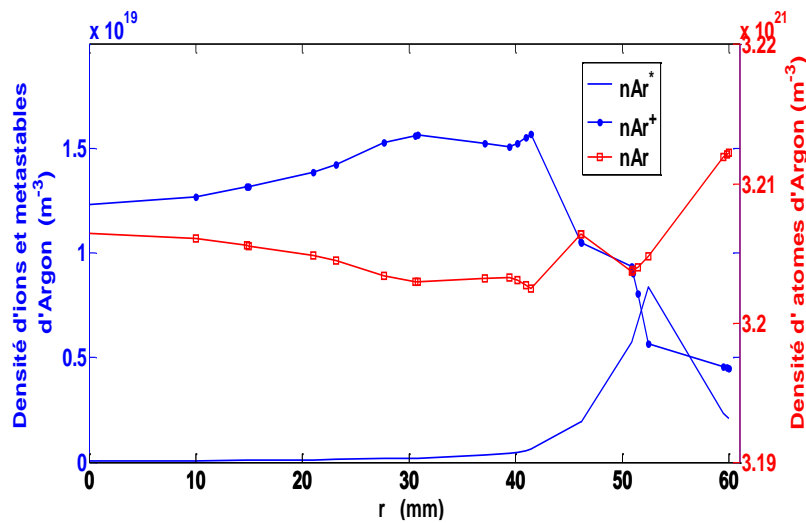
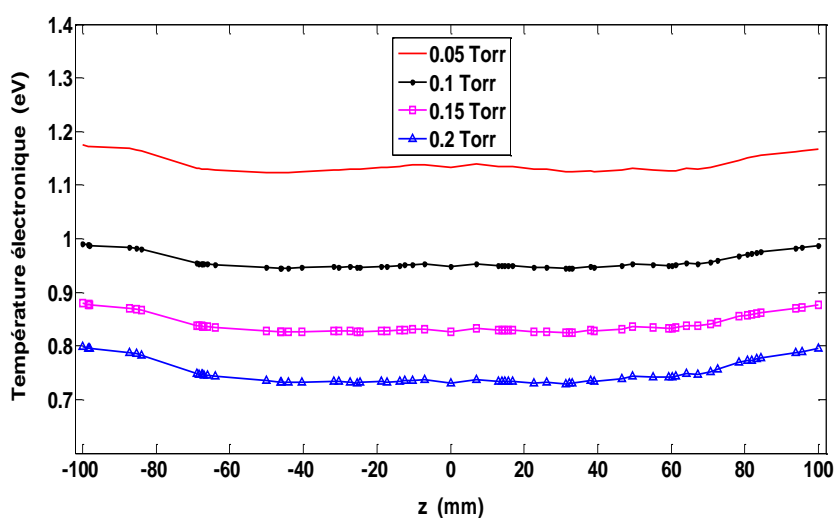


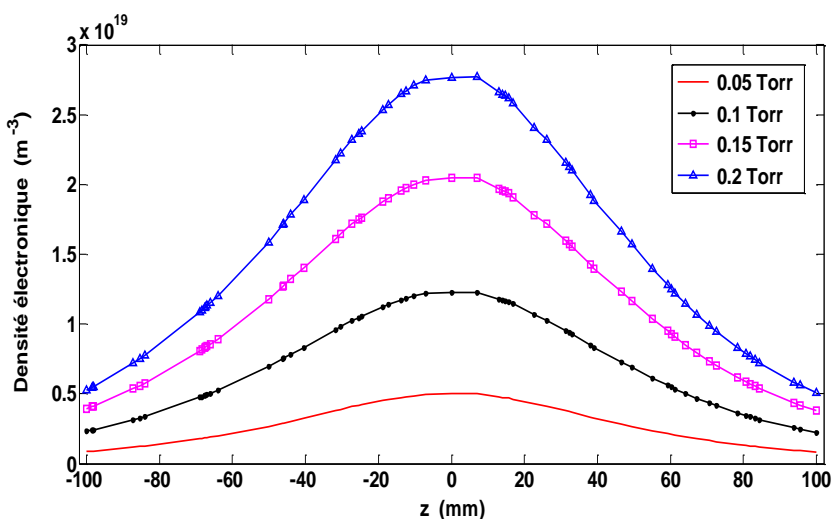
Figure 4.26. Profile radial des densités des espèces : (Ar, Ar<sup>+</sup>, et Ar<sup>\*</sup>).

### 4.2.2.3. Effet de la Pression sur les Paramètres du Plasma

L'importance que présente le paramètre de la pression de l'argon dans le tube de décharge, peut être étudié. Les simulations sont effectuées alors à des différentes valeurs de la pression de gaz à savoir : 0,05, 0,1, 0,15 et 0,2 Torr. La puissance micro-onde est maintenue à 600 W. Les résultats du profil axial de la densité et de la température des électrons sont présentés sur la figure 4.27. Le premier effet de l'augmentation de la pression est l'augmentation de la fréquence de collision. Ceci conduit à l'augmentation de la densité électronique et à une faible diminution de la température électronique [7, 8].



(a)



(b)

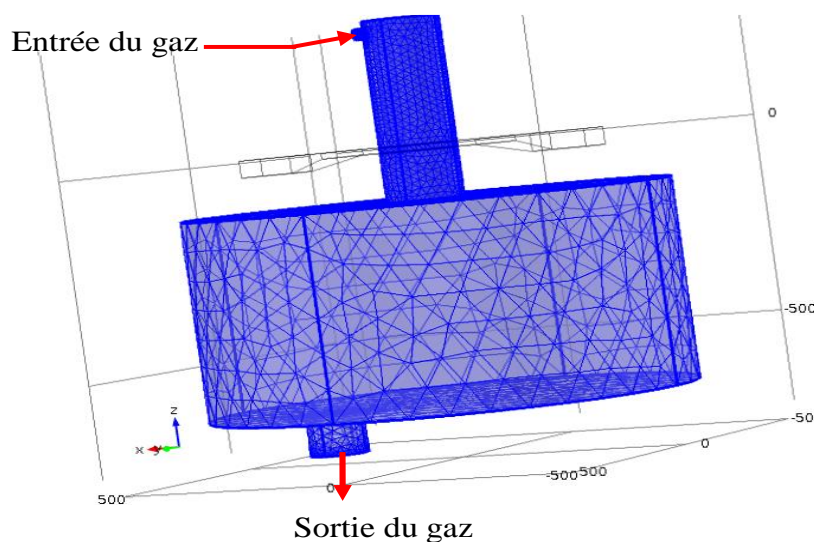
**Figure 4.27.** Effet de la pression d'argon sur la densité électronique (a) et la température électronique (b).

### 4.3. Étude Hydrodynamique

Dans cette étude, on résout les équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes) par le logiciel Comsol. Ici l'équation de l'énergie n'est pas résolue et la température du gaz est supposée égale à 300 K dans tout le domaine de calcul. Nous cherchons alors les distributions de la vitesse et de la pression. Par la suite, nous étudions l'influence de débit du gaz sur l'écoulement.

#### 4.3.1. Définition du Domaine d'Étude

La géométrie du domaine de calcul est illustrée par la figure 4.28 (zone en bleu). Les parties du réacteur incluses dans l'étude hydrodynamique et thermique sont limité au tube de décharge, chambre de diffusion, entrée et sortie de gaz. Le réacteur micro-onde PECVD utilisé est mené de trois entrées du gaz selon la nature de gaz désiré à injecter (hélium, argon, oxygène, ou un mélange des gaz) situé en haut du tube de décharge situé à une hauteur de  $z = 290$  mm (voir chapitre 1). Nous nous sommes intéressés par une seule entrée du gaz (argon pur). L'entrée de gaz est celle d'un tube fin; cette dernière est définie de manière à ce que la totalité de gaz entrant dans le système sorte.



**Figure 4.28.** Modèle géométrique et maillage du domaine.

### 4.3.2. Condition aux Limites

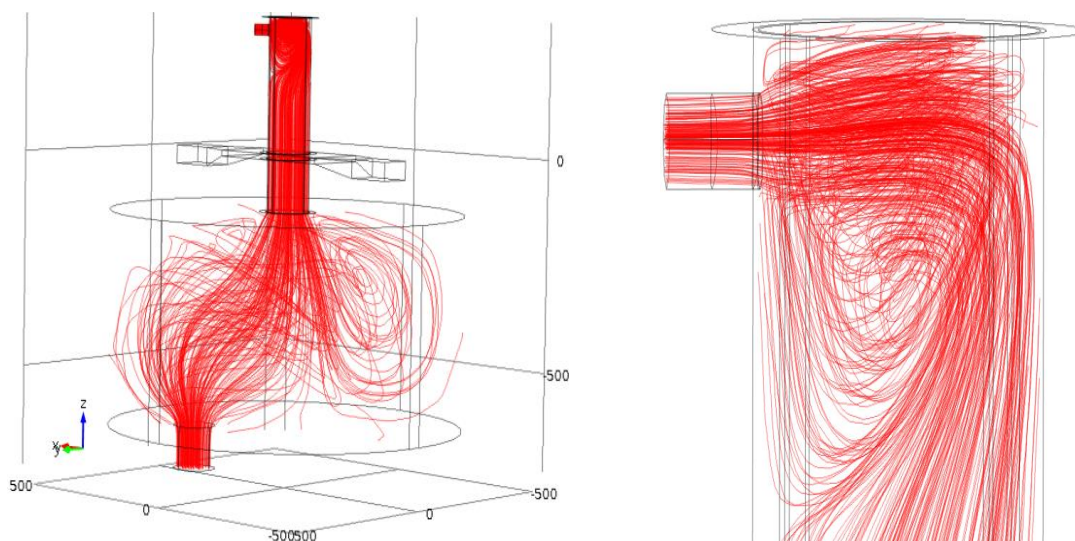
Les conditions aux limites pour l'étude hydrodynamique sont les suivantes :

- Sur les parois, nous imposons la vitesse  $u = 0$  (correspondant à une condition de "non glissement").
- A l'entrée, nous donnons le débit du gaz :  $Db = 0.278 \text{ m}^3/\text{s}$ .
- A la sortie, nous imposons la pression  $p = 1 \text{ atm}$ .

Le gaz plasmagène est injecté à l'entrée avec un débit de  $0.278 \text{ m}^3/\text{s}$  pour une pression de 100 Torr. Le maillage comprend 78 909 tétraèdres (figure 4.28). Pour un critère de convergence en erreurs relatives de  $10^{-6}$ , le temps de calcul est de 27 minutes et 36 s.

### 4.3.3. Résultats et Discussions

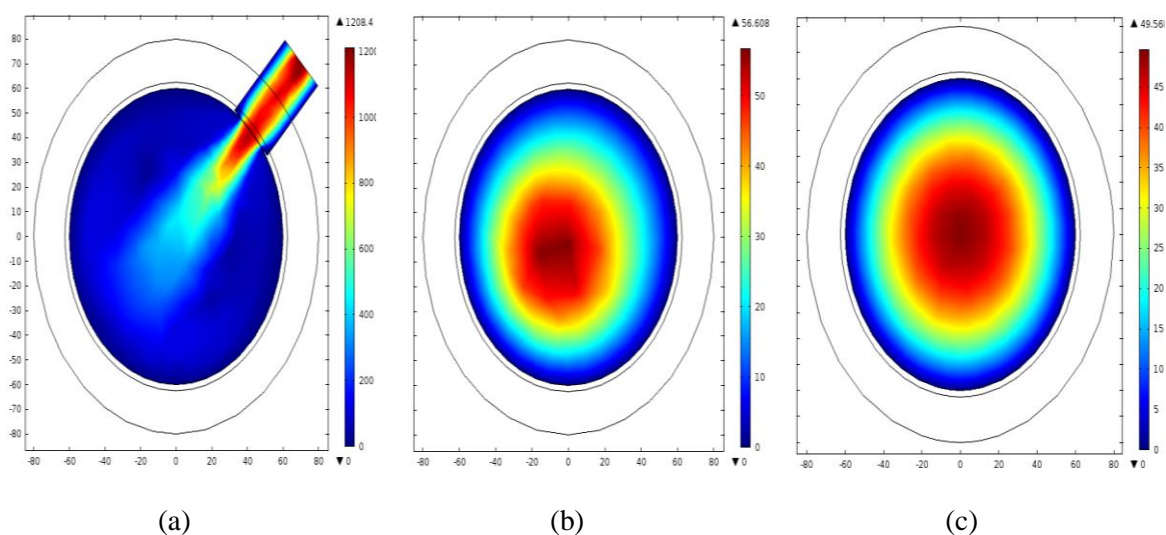
La figure 4.29 permet de visualiser la trajectoire du gaz depuis son entrée jusqu'à la sortie. La trajectoire des gaz est en forme de vortex.



**Figure 4.29.** Trajectoire du gaz dans le réacteur.

Les figures 4.30-a,b et c présentent, dans le plan (xy), la vitesse du gaz d'argon pour différents valeurs de la hauteur  $z$  : à l'entrée du gaz c'est-à-dire  $z = 290 \text{ mm}$  (figure 30.a), à  $z = 150 \text{ mm}$  (figure 30.b), et à  $z = 00 \text{ mm}$  (figure 30.c). A l'entrée du gaz, l'argon est injecté avec une vitesse de  $1200 \text{ m/s}$ , et au bout de  $150 \text{ mm}$ , le gaz injecté a déjà perdu

environ 96 % de sa vitesse (50 m/s). A la fin à  $z = 00$  mm, la vitesse est de valeur maximale de 45 m/s et a une tendance de se stabiliser et de se concentrer au milieu de tube de décharge. En revanche, quelle que soit la hauteur d'observation, la vitesse est systématiquement beaucoup plus faible le long de la trajectoire.



**Figure 4.30.** Variation de la vitesse en (m/s) dans le plan (x,y) pour différentes valeurs de  $z$  : 290 mm (a), 150 mm (b), et 00 mm (c).

La figure 4.31 représente le profil axial de la composante axiale de vitesses  $u_z$  pour différentes positions radiales du réacteur. On observe que quelque soit la position radiale  $r$ , la vitesse du gaz décroît plus rapidement après son entrée. Les vitesses sont plus élevées au départ de l'entrée  $z = 290$  mm jusqu'à  $z = 200$  mm, puis elles diminuent brusquement sur des distances plus courtes, pour se stabilisent à des valeurs quasiment constantes, puis elles prennent à accroître au niveau de la chambre de la diffusion. Le mouvement avec des vitesses négatives pour que le gaz arrive à la sortie est dû à la trajectoire des gaz qu'est en forme de vortex (voir figure 4.29).

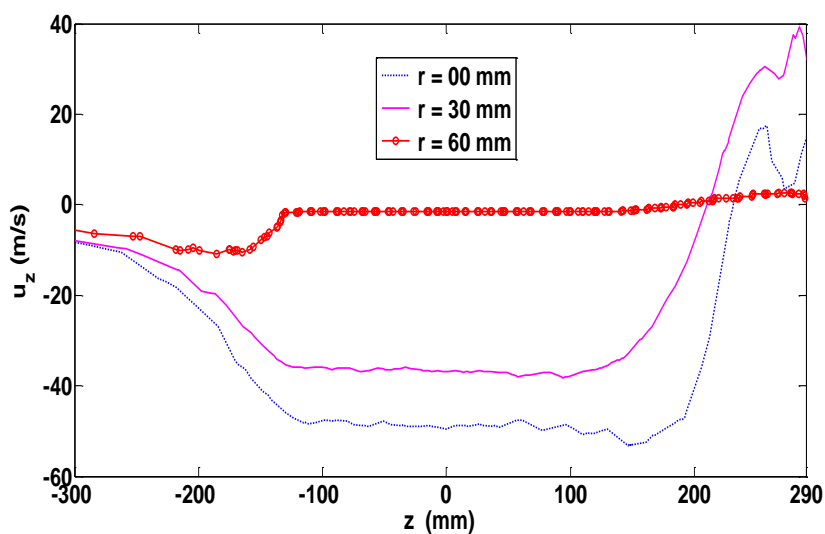


Figure 4.31. Profil axial de la composante axiale de vitesse.

Concernant la distribution de la pression du gaz, elle est illustrée sur la figure 4.32. La pression est plus importante à l'entrée du gaz ( $z = 290$  mm). Puis, à  $z = 150$  mm, elle est presque homogène. Au fond du tube de décharge ( $z = 00$  mm), la pression atteint la valeur de la pression atmosphérique.

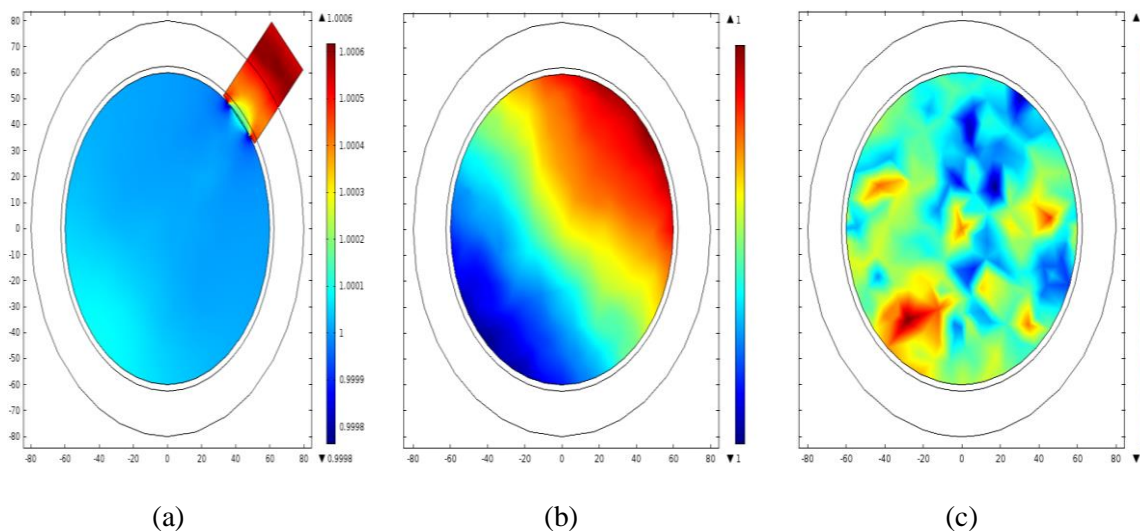


Figure 4.32. Variations de la pression en atm dans le plan  $(x,y)$  pour différentes valeurs de  $z$  : 290 mm (a), 150 mm (b), et 00 mm (c).

### 4.3.3.1. Effet du Débit de Gaz Plasmagène sur la Vitesse d'Écoulement

La figure 4.33 montre la norme de la vitesse du gaz d'argon pour une gamme de débits variant de 0.1 à 0.8 m<sup>3</sup>/s, pour une pression de 0.1 Torr, à diverses hauteurs  $z$  :  $z = 0$  mm,  $z = 50$  mm, et  $z = 100$  mm pour  $r = 0$  (centre du tube de décharge). On constate que la norme de la vitesse est d'autant plus élevée que le débit de gaz plasmagène est important, et cela quelle que soit la hauteur.

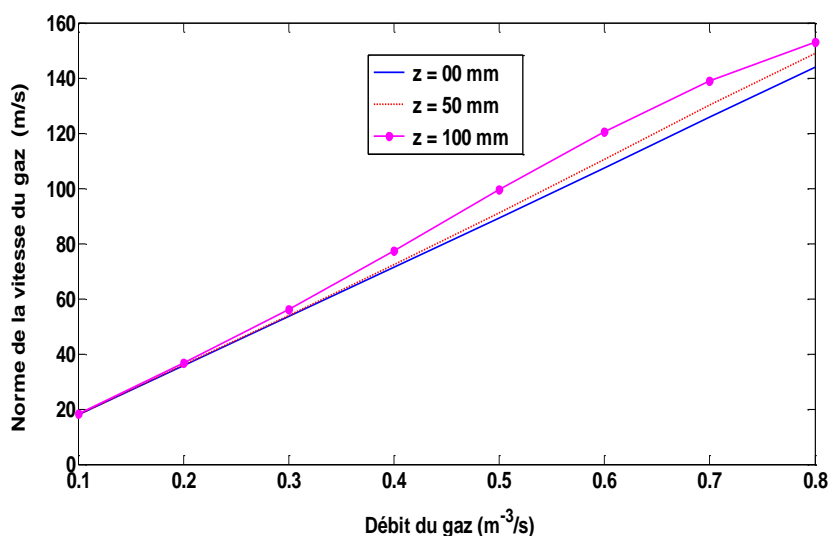


Figure 4.33. Influence du débit du gaz sur la vitesse d'écoulement.

## 4.4. Étude Magnétohydrodynamique et Thermique

Cette étude conduit à résoudre le problème couplé électromagnétique-plasma-hydrodynamique-thermique.

Précédemment, la température du plasma est supposée constante et égale à 300 K. Cette étape de modélisation consiste principalement à calculer la distribution de la température de gaz. Cette dernière est présentée par l'équation de l'énergie (chapitre 2, équation 2.54). L'algorithme du couplage est présenté au chapitre 2, figure 2.1.

#### 4.4.1. Condition aux Limites

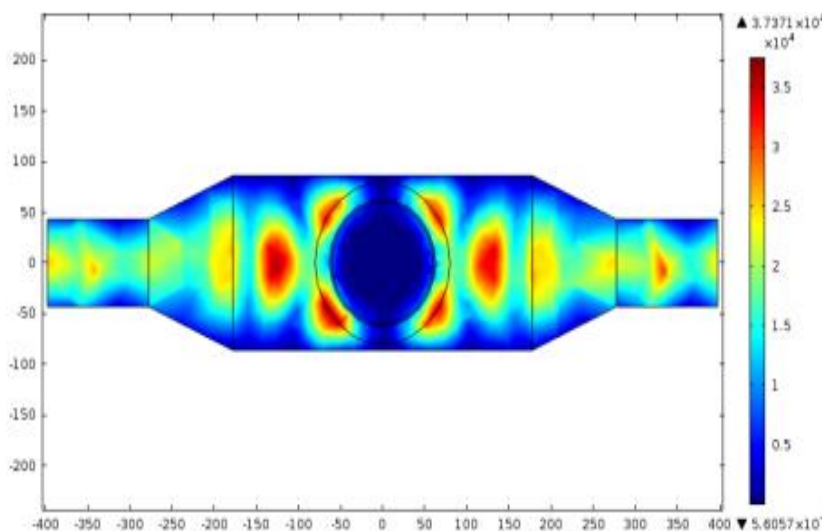
Les conditions aux limites de cette étude sont les conditions aux limites associées à chaque modèle (électromagnétique, plasma, et hydrodynamique), En les ajoutant les conditions aux limites du modèle thermique (température du gaz):

- Sur les parois externes du réacteur (tube, chambre de diffusion, entrée et sortie du gaz), nous imposons la température  $T_g = 300$  K.

Dans cette étude, on utilise pour l'étude thermique le module de transfert de chaleur dans les fluides de Comsol multiphysique couplé aux modules déjà utilisés. Le maillage utilisé pour le module thermique est le même que pour l'étude hydrodynamique. Le temps de calculs est environ 2 jours.

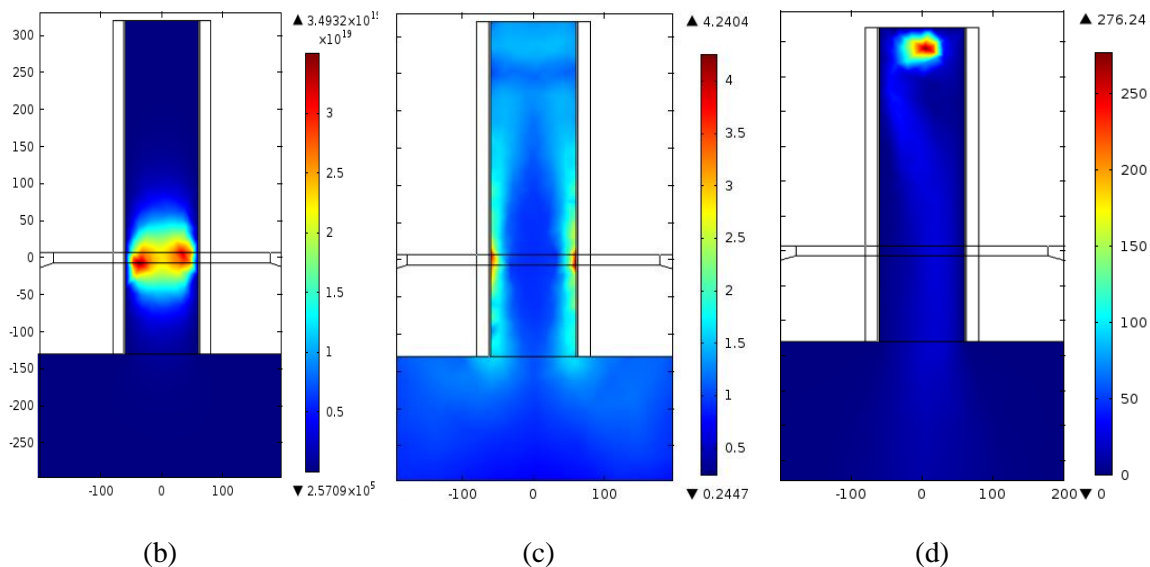
#### 4.4.2. Résultats et Discussions

La figure 4.34 présente respectivement : la distribution bidimensionnelle du champ électrique dans un plan (xy) en (a), la densité électrique dans (b), la température électronique dans (c), et la vitesse d'écoulement du gaz dans (d), dans le plan (xz).



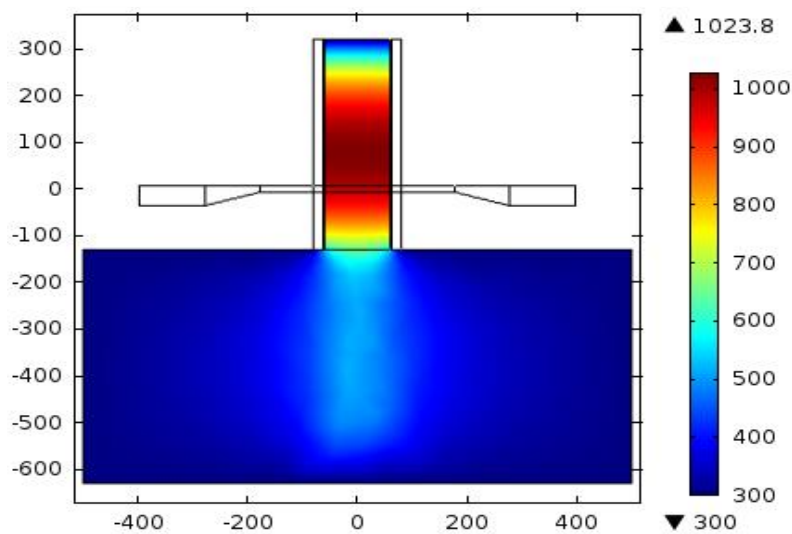
(a)





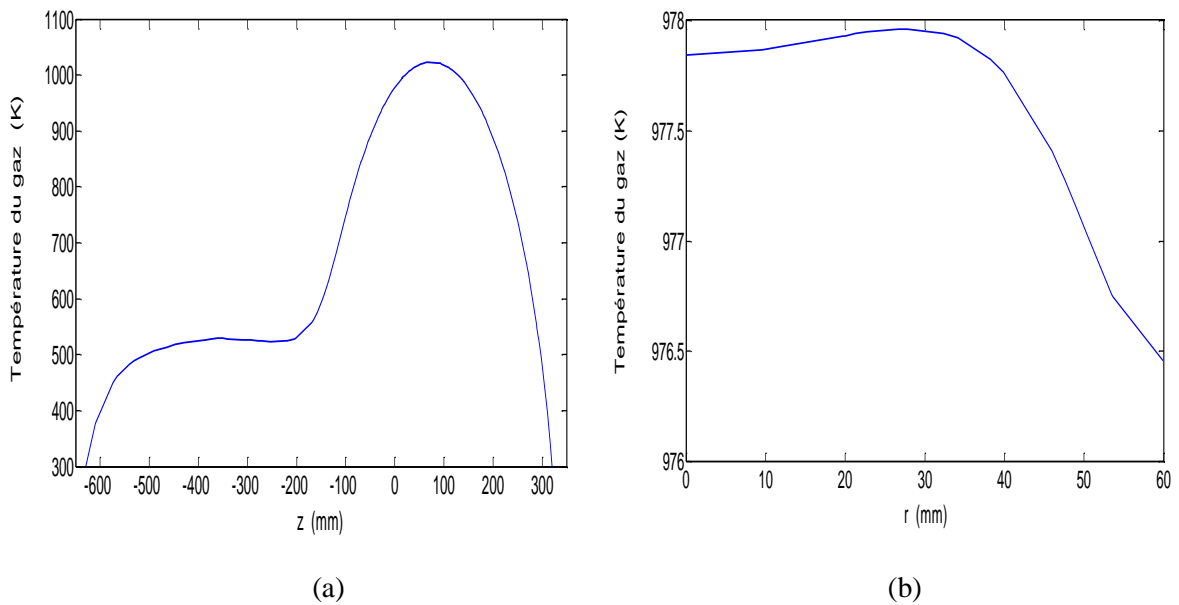
**Figure 4.34.** Distribution bidimensionnelle de : champ électrique HF (V/m) (a), densité d'électronique (m<sup>-3</sup>) (b), température électronique (eV) (c), et vitesse d'écoulement (m/s) (d).

La figure 4.35 montre la distribution bidimensionnelle de la température du gaz dans le plan (xz) à  $y = 0$  mm. On constate que la température est plus grande dans le tube de décharge (1000 K). Elle est de l'ordre de 500 K au niveau de la chambre de diffusion et elle prend la valeur de la température ambiante (300 K) près des parois externes du réacteur. Ces valeurs sont en accord avec ceux trouvés expérimentalement par Bechu [9].



**Figure 4.35.** Variation de la température du gaz en (K) dans le plan (x,z) à  $y = 0$ .

Dans la figure 4.36, On présente les variations radiale et axiale de la température du gaz. Le profil spatial de la température du gaz est presque semblable à celui de la densité électronique, puisque les collisions élastiques sont le mécanisme dominant de chauffage du gaz dans les décharges d'argon, ce chauffage intervient dans l'équation de l'énergie 2.54 par le terme de collision électron-neutre :  $3(m_e/M_g).n_e.v.k_B.(T_e-T_g)$ . Axialement, et à partir de  $z = 0$  la température du gaz dans la région du plasma diminue rapidement de 1000 K à 320 K, puis diminue en aval pour atteindre sa valeur initiale de 300 K à la sortie du gaz. Radialement, la température du gaz est presque homogène. Elle est relativement grande au centre du tube de décharge et diminue aux parois.



**Figure 4.36.** Variations radiale et axiale de la température du gaz.

Les figures 4.35, 4.36 et 4.27, nous montrent aussi que la température du gaz est beaucoup plus basse que la température des électrons, ce qui indique que le plasma est loin d'être en équilibre thermodynamique local (plasma froid).

## 4.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploités les modèles mathématiques qui décrivent et gouvernent le dispositif de production d'un plasma micro-ondes, et qui nous permettent d'obtenir les caractéristiques électromagnétique, hydrodynamique, thermique et paramètres du plasma de décharge micro-ondes à basse pression pour un réacteur PECVD.

Un modèle numérique cohérent a été développé en 3D avec le logiciel COMSOL Multiphysics pour simuler une décharge de plasma d'argon créée à l'intérieur d'un réacteur PECVD à micro-ondes. Ce modèle comprend des modèles découplés et couplés : un modèle électromagnétique, un modèle à plasma, un modèle hydrodynamique, et un modèle thermique. Les paramètres d'entrée pour la simulation du réacteur à plasma micro-ondes comprenaient la puissance micro-onde d'entrée, la température du gaz et la pression. Le comportement électromagnétique de la décharge, comme les distributions des champs électriques, les densités d'électrons et d'espèces et la température des électrons, ont été étudiés et analysés. En outre, le comportement hydrodynamique et thermique a été étudié. La vitesse d'écoulement et la température du gaz sont calculées, et l'effet du débit a été constaté.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement dans le même réacteur par Bechu, 1996 [9].

## Bibliographie

---

- [1] Claire Tendero. Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques. Thèse de Doctorat en Chimie et Chimie Physique, 18 Octobre 2005.
- [2] T. Farouk, B. Farouk, D. Staack, A. Gutsol and A. Fridman. Simulation of dc atmospheric pressure Argon micro glow-discharge. *Plasma Sources Science and Technology*. Vol 15, No 415, 676-688, Aug 2006.
- [3] <http://www.pardiso-project.org/>.
- [4] K. Bouherine, A. Tibouche, N. Ikhlef, O. Leroy. 3-D Numerical Characterization of a Microwave Argon PECVD Plasma Reactor at Low Pressure. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 0093-3813, Novembre 2016.
- [5] H. Nowakowska, M. Jasinski, and J. Mizeraczyk. Modelling of discharge in a high-flow microwave plasma source (MPS). *The European Physical Journal D* 67: 133, July 2013.
- [6] Y. Kabouzi and D. B. Graves. Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves, *Physical Review E* 75, 016402, January 2007.
- [7] Valery A. Godyak. Nonequilibrium EEDF in Gas Discharge Plasmas. *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 34, No. 3, 755-766, June 2006.
- [8] H. Sang Park, S. Jin Kim, Y. Qing Wu, and J. Koo Lee. Effects of Plasma Chamber Pressure on the Etching of Micro Structures in SiO<sub>2</sub> With the Charging Effects, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 31, NO. 4, 703-710, August 2003.
- [9] Stéphane Bechu. Conception et étude d'un réacteur micro-onde pour le traitement ou le dépôt de grandes surfaces. Thèse de Doctorat, Université Paris sud, U.F.R. Scientifique d'Orsay, France, 1996.

## Conclusion Générale

---

Ce travail de thèse est une contribution à la modélisation des dispositifs à plasma micro-ondes et à la compréhension d'une façon qualitative et quantitative des décharges micro-ondes. Les modèles mathématiques qui gouvernent les plasmas micro-ondes et qui ont été qualifiés nous ont permis d'aboutir et de reproduire un grand nombre de résultats observés expérimentalement et qui ont été souvent mal compris et mal interprétés. Il nous permet aussi d'obtenir les caractéristiques électromagnétique, hydrodynamique, thermique et les paramètres du plasma de décharge micro-ondes à pression atmosphérique dans la torche TIA et à basse pression pour un réacteur PECVD. Les validations des différents modèles ont été faites par comparaison de nos résultats de simulations avec ceux trouvés expérimentalement par d'autres auteurs. Les différents résultats sont en bonnes concordances avec ceux publiés dans la littérature.

Au cours de ce travail nous avons vu et constater une forte interdépendance entre les phénomènes décrits par les trois modèles électromagnétique, hydrodynamique et plasma. Pour résoudre ce problème couplé et fortement non linéaire nous avons utilisé le logiciel commercial COMSOL multiphysiques. Pour cela il est nécessaire d'introduire la géométrie du dispositif micro-ondes et la fréquence de travail ainsi que la puissance micro-ondes injectée, la pression, et le débit du gaz d'entrée comme données d'entrées. Et pour examiner l'influence des paramètres du plasma sur la distribution du champ micro-onde, on a focalisé l'étude pour les deux cas, absence et présence de ces paramètres du plasma. Cependant on a constaté que l'existence ou non du plasma a un important effet sur la distribution du champ électromagnétique.

La simulation numérique de la torche TIA à plasma micro-ondes nous a permis d'avoir et de visualiser les variations spatiales des différentes grandeurs de sortie à savoir la densité et la température des électrons, le champ électrique et la vitesse d'écoulement du gaz plasmagène.

De même la simulation numérique du réacteur PECVD à plasma micro-ondes nous a permis d'avoir et de visualiser les variations spatiales des grandeurs de sortie à savoir les concentrations des électrons et des ions, le champ électrique, le potentiel et le champ statique, la vitesse d'écoulement du gaz. En plus nous avons présenté les évolutions temporelles de paramètres du plasma. Une autre étude paramétrique aussi nécessaire a été

présentée, Comme par exemple les effets des différents paramètres opératoires comme la pression, la puissance et le débit de gaz sur la caractéristique du système.

Nous avons fait valoir que les deux dispositifs se prêtaient bien chacune à différentes applications dans les domaines de la physique et de la chimie. Ce qui distingue principalement entre les plasmas de basse et haute pression est l'inhomogénéité spatiale de la décharge.

A haute pression telle que dans la torche TIA, la température du gaz augmente avec les collisions élastiques électron-neutre et des phénomènes de contraction et filamentation apparaissent. Le plasma n'occupe plus totalement le volume de l'enceinte dans laquelle il est entretenu mais elle plus dense. Contrairement à basse pression telle que dans les réacteurs PECVD, le plasma occupe plus d'espace et il est moins dense.

Un autre point commun entre les deux dispositifs : TIA et le PECVD, c'est que ils permettent d'obtenir les températures du gaz élevées (supérieure à 1000 K) et plus élevées à la température électronique, donc hors en équilibre thermodynamique locale (ETL).

En effet, les résultats obtenus et présentés dans ce travail sont particulièrement importants dans la mesure où ils pourront nous servir comme une base de données pour nos futur travaux de recherche notamment en particulier la recherche d'une solution optimale des caractéristiques électriques et énergétiques en fonction des paramètres opératoires.

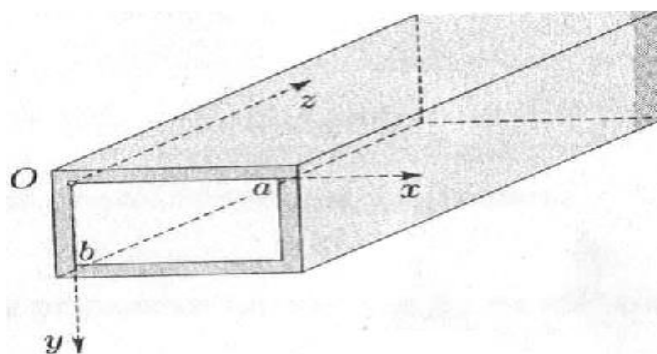
Finalement nous voyons utiles comme travaux en perspective, ceux qui suivent :

- La recherche d'une solution optimale des caractéristiques électriques et énergétiques en fonction des paramètres opératoires.
- Une étude du modèle plasma pour une configuration tridimensionnelle pour la torche TIA, et la simulation de la température du gaz.
- Tenir en compte d'autres réactions au sein du plasma (ex : espèces d'argon ionisées doublement ionisé ou plus),
- Etude et simulation magnétohydrodynamique et thermique d'un autre type de dispositif à plasma micro-onde de dimensions réduites telle que le microstrip.

## Annexe I : Propagation d'une Ondes EM Dans un Guide d'Ondes à Section Rectangulaire

Une onde électromagnétique (EM) plane incidente se propageant dans un milieu diélectrique et rencontrant un plan conducteur, donne naissance à une onde réfléchi. Les conditions de continuité à la surface de séparation entre un milieu diélectrique et un conducteur parfait imposent que la composante tangentielle du champ électrique et la composante normale du champ magnétique soient nulles.

La propagation selon Oz d'une onde EM dans un guide d'onde rectangulaire sera possible si le champ électrique de l'onde incidente est parallèle aux faces sur lesquelles cette onde va se réfléchir successivement.



**Figure AI.1.** Représentation schématique du guide rectangulaire.

En posant  $\lambda = 2\pi/\beta$ ,  $\gamma = \alpha + j\beta$ ,  $k^2 = \gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu = 0$ , on peut exprimer les champs sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = E(x, y)e^{-\gamma z}e^{j\omega t} \quad \text{I.1}$$

$$H(x, y, z, t) = H(x, y)e^{-\gamma z}e^{j\omega t} \quad \text{I.2}$$

Le régime le plus général pouvant exister dans un guide est formé de toutes les composantes des champs  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$ . Ce régime peut être considéré comme la superposition de deux ondes :

Une onde telle que  $E_z = 0$  dite onde *Transverse Électrique*;

Une onde telle que  $H_z = 0$  dite onde *Transverse Magnétique*.

## I.1. Ondes Transverses Magnétiques (TM)

$$H_z(x,y) = 0$$

$E_z(x,y)$  doit satisfaire :  $\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k^2 E_z = 0$  avec  $E_z = 0$  sur les parois du guide.

En écrivant les conditions de continuité sur les parois du guide (largeur  $a$ , hauteur  $b$ ), on trouve que l'expression de différentes composantes des champs de l'onde est : [1]

$$E_z(x,y) = E_0 \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-\alpha z} e^{-j(\omega t - \beta z)}; E_z^*(x,y) = E_0^* \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.3}$$

$$E_x(x,y) = -E_0^* \frac{\gamma}{k^2} \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.4}$$

$$H_x(x,y) = E_0^* \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{n\pi}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.5}$$

$$E_y(x,y) = -E_0^* \frac{\gamma}{k^2} \frac{n\pi}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.6}$$

$$H_y(x,y) = -E_0^* \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.7}$$

## I.2. Ondes Transverses Electriques (TE)

$$E_z(x,y) = 0$$

$H_z(x,y)$  doit satisfaire :  $\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k^2 H_z = 0$  avec  $\partial H_z / \partial n = 0$  sur les parois du guide.

On trouve que l'expression de différentes composantes des champs de l'onde est : [1]

$$E_x(x,y) = H_0^* \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.8}$$

$$E_y(x,y) = -H_0^* \frac{j\omega\epsilon}{k^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.9}$$

$$H_x(x,y) = H_0^* \frac{\gamma}{k^2} \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.10}$$

$$H_y(x,y) = -H_0^* \frac{\gamma}{k^2} \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.11}$$

$$H_z(x,y) = H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-\alpha z} e^{-j(\omega t - \beta z)}; H_z^*(x,y) = H_0^* \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad \text{I.12}$$



## Annexe II : Superposition des Ondes Incidente et Réfléchi

On détermine la structure de l'onde résultante dans l'air :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_{0,i} e^{i(\omega t + kz)} + (-\vec{E}_{0,i}) e^{i(\omega t - kz)} \quad \text{II.1}$$

$$\text{Avec : } k = \frac{\omega}{c}$$

Alors :

$$\vec{E} = 2i \vec{E}_{0,i} \sin(kz) e^{i\omega t} \quad \text{II.2}$$

De même, pour le champ magnétique :

$$\vec{B} = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{-\vec{u}_z \wedge \vec{E}_i}{c} + \frac{\vec{u}_z \wedge \vec{E}_r}{c} = -2 \frac{\vec{u}_z \wedge \vec{E}_{0,i}}{c} \cos(kz) e^{i\omega t} \quad \text{II.3}$$

Supposons par exemple que l'onde incidente soit polarisée selon (Oy) :

$$\vec{E}_{0,i} = E_0 \vec{u}_y \quad \text{II.4}$$

Alors :

$$\vec{E} = 2i E_0 \sin(kz) e^{i\omega t} \vec{u}_y \quad \text{II.5}$$

$$\vec{B} = -2 \frac{\vec{u}_z \wedge E_0 \vec{u}_y}{c} \cos(kz) e^{i\omega t} = \frac{2E_0}{c} \cos(kz) e^{i\omega t} \vec{u}_x \quad \text{II.6}$$

D'où, en notations réelles :

$$\vec{E} = -2 E_0 \sin(kz) \sin(\omega t) \vec{u}_y \quad \text{II.7}$$

$$\vec{B} = \frac{2E_0}{c} \cos(kz) \cos(\omega t) \vec{u}_x \quad \text{II.8}$$

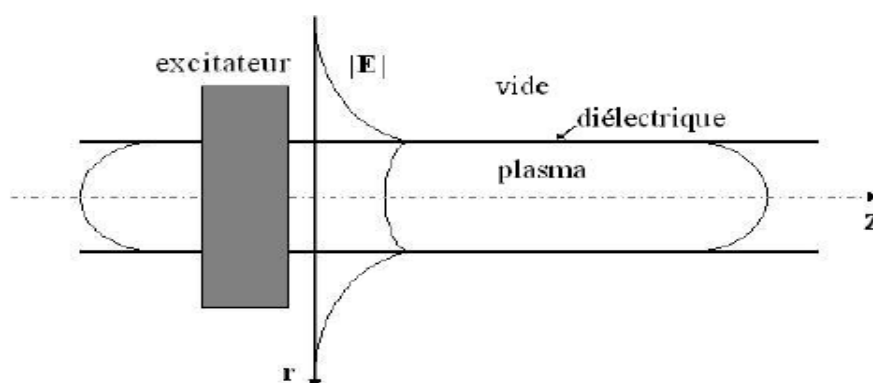
Les dépendances spatiale et temporelle sont séparées : l'onde résultante est une onde stationnaire.

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  restent orthogonaux mais sont en quadrature spatiale et temporelle (déphasage de  $\pm \frac{\pi}{2}$ ).



### Annexe III : Propagation d'une Onde de Surface dans une Structure à Symétrie Cylindrique

Les ondes de surface se propagent à l'interface entre deux milieux ayant, dans le cas du plasma-diélectrique, des permittivités électriques de signe opposé : plasma ( $\epsilon_p < 0$ ) et diélectrique ( $\epsilon_d > 0$ ). Le champ électromagnétique de l'onde est maximal à l'interface et diminue, de part et d'autre des deux milieux, de façon exponentielle (voir figure III.1) [2].



**Figure III.1.** Schéma de la structure de propagation d'une onde de surface entretenant un plasma.

En géométrie cylindrique, l'onde de surface se propage suivant l'axe de symétrie  $z$  et elles peuvent présenter un certain nombre de configurations azimutales. Dans la plupart des cas, le mode excité est le mode fondamental, à symétrie azimutale [3].

Considérons une longue colonne de plasma créée par une onde de symétrie azimutale avec des composantes de champ non nulles  $E_r$ ,  $H_\phi$ ,  $E_z$  et une variation de la phase de la forme :

$$k = \beta + i\alpha \quad \text{III.1}$$

où  $k$  représente la constante complexe de propagation d'onde (nombre d'onde),  $\beta$  est le coefficient de propagation et  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation de l'onde [2].

Dans une structure à symétrie cylindrique (figure III.1) repérée par  $(\vec{e}_r, \vec{e}_z, \vec{e}_\phi)$ , on décompose les champs en composantes longitudinale, indiquée par  $z$ , et transverse, indiquée par  $T$ . Les champs s'écrivent alors [4]:

$$\begin{cases} \vec{E}(r, \varphi, z) = (\vec{E}_z(r) + \vec{E}_T(r)) e^{jm\varphi} e^{-kz} e^{j\omega t} \\ \vec{H}(r, \varphi, z) = (\vec{H}_z(r) + \vec{H}_T(r)) e^{jm\varphi} e^{-kz} e^{j\omega t} \end{cases} \quad \text{III.2}$$

L'entier  $m$  décrit le degré de symétrie azimutale.

Le terme de phase  $e^{jm\varphi}$  exprimant la dépendance azimutale du champ électrique de l'onde en coordonnées cylindriques  $r$ ,  $z$  et  $\phi$ . Le mode le plus habituel est le mode  $m = 0$  et l'onde est dite à symétrie azimutale.

Une onde électromagnétique qui se propage parallèlement à un axe Oz est une onde progressive en coordonnées cartésiennes. Les champs électrique et magnétique varient selon les deux équations [4] :

$$\begin{cases} \vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0(x, y) e^{-kz} e^{j\omega t} \\ \vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_0(x, y) e^{-kz} e^{j\omega t} \end{cases} \quad \text{III.3}$$

Il est commode de définir  $\vec{E}_0$  par sa projection  $\vec{E}_T$  sur le plan xOy et par sa composante  $z$   $\vec{E}_z$  sur l'axe Oz de vecteur unitaire  $\vec{u}$  [4],

$$\begin{cases} \vec{E}_0 = \vec{E}_T + \vec{E}_z \vec{u} \\ \vec{H}_0 = \vec{H}_T + \vec{H}_z \vec{u} \end{cases} \quad \text{III.4}$$

Dans le cas où la composante  $E_z = 0$ . Elle est appelée onde TE (transverse électrique) ou onde H, et si l'onde pour laquelle  $H_z = 0$ . Elle est appelée onde TM (transverse magnétique) ou onde E.

### III.1. Modes de Guide et Modes Plasma

En l'absence de plasma, les modes de guide, peuvent se propager dans un milieu limité, par exemple par un cylindre métallique. En présence de plasma, la propagation des modes de guide est modifiée, et de nouveaux modes, les modes plasma, peuvent se propager [5].

Les modes de propagation des ondes électromagnétiques de surface sont caractérisés par les deux nombres entiers  $m$  et  $n$ .

- Le nombre azimutal  $m \geq 0$  qui définit, dans un guide cylindrique, le degré de symétrie azimutale ( $m = 0$  mode symétrique,  $m = 1$  mode dipolaire,  $m = 2$  quadripolaire,  $m = 3$  hexapolaire...) [6].
- L'indice  $n \geq 1$  caractérise le nombre de zéros de la fonction de Bessel du mode, parmi les modes à symétrie azimutale identiques (si  $m =$  est fixé) [6] (voir figure III.2).

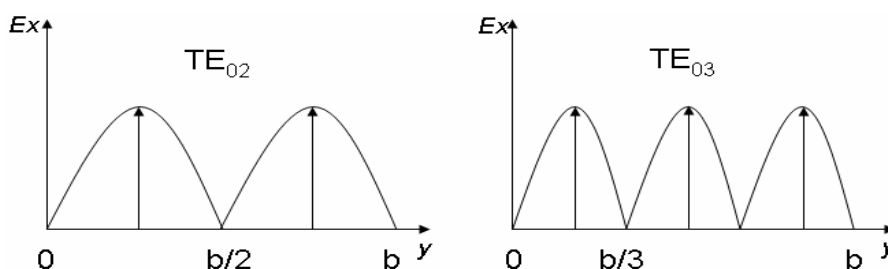


Figure III.2. Coupes transversales des modes  $TE_{02}$  et  $TE_{03}$ .

### III.1.1. Modes de Guide

Les modes de guide présentent une fréquence de coupure  $f_{cmn}$  en dessus de laquelle ils se propagent [4]:

$$f \in [f_{cmn}, \infty[ \quad \text{III.5}$$

Où  $f_{cmn}$  est définie dans une structure cylindrique à un milieu de diamètre  $2d$  comme suit :

$$f_{cmn} = \frac{c}{2\pi d \sqrt{\epsilon_r}} X'_{mn} \quad \text{III.6}$$

Avec :  $X'_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  zéros de Bessel du mode  $TM_{mn}$  (noté  $X'_{mn}$  pour les modes  $TE_{mn}$ ),  $\epsilon_r$  la permittivité relative du vide ( $\epsilon_r = 1$ ),  $c$  la célérité de l'onde dans le vide ( $c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ ).

Le rayon de cylindre au-delà desquels le premier mode de guide  $TE_{11}$  ( $X'_{11} = 1.841$ ) pouvant se propager dans l'air dans la fréquence 2.45 GHz est tabulé pour ( $d = 36 \text{ mm}$ ) :

$$2d = \frac{c}{\pi f_c \sqrt{\epsilon_r}} X'_{11} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \pi \cdot 2450 \cdot 10^6} 1.841 \approx 72 \text{ mm} \quad \text{III.7}$$

Il est clair aussi, qu'à des fréquences élevées dans une structure de type grand diamètre ( $2d > 72 \text{ mm}$ ), le nombre de modes pouvant se propager est important. Ceci est entendu moduler par l'influence de la densité électronique sur la propagation effective des modes.

D'une manière générale, cette fréquence augmente quand la densité électronique  $n_e$  croît et quand le diamètre du cylindre extérieur ( $d$ ) diminue [4].

### III.1.2. Modes Plasma

Dans ce cas, les modes se propagent à partir d'une certaine densité critique  $n_c$ , ils sont caractérisés par l'indice ( $n = 0$ ) contrairement aux modes de guide, il existe également aux modes de guide une fréquence de résonance  $f_r$  ( $n_{er}$ ) définie à  $v = 0$ , quand le nombre de l'onde  $k$  tend vers l'infini. La propagation des modes plasmas s'effectue dans ce cas entre la fréquence de coupure  $f_{cm0}$  et la fréquence de résonance  $f_r$  [4]:

$$f \in [f_{cm0}, f_r[ \quad \text{III.8}$$

La fréquence de résonance  $f_r = \omega_r / 2\pi$  est donnée par :

$$\frac{\omega_r}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_r}} \quad \text{III.9}$$

Dans le cas d'une structure à deux milieux plasma - tube de quartz, les modes plasma existent si la condition de résonance suivante est vérifiée :

$$\frac{\omega}{\omega_p} \leq \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_q}} = \frac{1}{\sqrt{5}} \quad \text{III.10}$$

Dans le cas d'une structure à 2 milieux plasma - air de permittivités respectives  $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_a$  ( $\varepsilon_a = 1$ ), les modes plasma existent si la condition de résonance suivante est vérifiée :

$$\frac{\omega}{\omega_p} \leq \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_a}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{III.11}$$

La fréquence de résonance dans le cas d'une structure à trois milieux plasma/quartz/air de permittivités respectives  $\varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_q$  et  $\varepsilon_a$ , il existe une plage de fréquences, limitée par deux valeurs de résonance correspondant aux cas limites plasma/quartz et plasma/air. Soit pour une densité électronique donnée :

$$f_{rq} < f_c < f_{ra} \quad \text{III.12}$$

Où :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_q}} < f_c < \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_a}} \quad \text{III.13}$$

Dans le cas où  $v \neq 0$ , on remarque que  $k$  ne tend plus vers l'infini et présente un maximum dont lequel d'estimer une fréquence de résonance.

## Bibliographie

---

- [1] Claire Tendero. Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques. Thèse de Doctorat en Chimie et Chimie Physique, 18 Octobre 2005.
- [2] Kremena Makasheva. Modélisation des décharges électriques et son apport à l'amélioration des méthodes de diagnostic du plasma. Mémoire de l'habilitation à diriger des recherches, Université Paul Sabatier, France, 2010.
- [3] Amaury Kilicaslan. Etude spectroscopique d'un plasma micro-onde à la pression atmosphérique et son application à la synthèse de nanostructures. Mémoire de maître en physique Université de Montréal, Mars 2014.
- [4] Nabil Ikhlef. modélisation numérique d'une installation Convertisseur-plasma d'induction en vue d'une commande optimale. Université de Batna, Thèse de Doctorat en électrotechnique, 15 Avril 2010.
- [5] E. Bluem, S. Bechu, C. Boisse-Laporte, P.Leprince and J.Marec. Spatial investigation of a large diameter microwave plasma. *Journal of Physics, D: Appl. Phys.* 28 (7), pp. 1529-1533, 1995.
- [6] Simon Letout. Coulage onde de surface-plasma en présence de résonance, dans une décharge micro-onde à basse pression. Thèse de Doctorat en Physique des Plasmas, Université Paris Sud XI, 25 Septembre 2007.

## Résumé

Nous présentons une contribution à la modélisation tridimensionnelle des phénomènes magnétohydrodynamique et thermiques dans les plasmas micro-ondes à 2.45 GHz. La méthode des éléments finis sous COMSOL Multiphysics software est adoptée comme méthode de résolution des équations aux dérivées partielles pour simuler les caractéristiques de décharge micro-onde. Deux dispositifs à plasma micro-onde ont été adoptés pour valider l'ensemble des modèles mathématiques et numériques développés. Dans la première application, il s'agit de l'étude d'une torche micro-onde à injection axiale (TIA) à la pression atmosphérique, dans la seconde on s'intéresse au réacteur pour dépôt par voie chimique assisté par plasma micro-onde (PACVD) à basse pression.

**Mots clés :** Modélisation, plasma micro-onde, magnétohydrodynamique, Thermique, COMSOL Multiphysics, réacteur PECVD, torche TIA.

---

## Abstract

We present a contribution to the three-tridimensional of magnetohydrodynamic and thermal phenomena in microwave plasmas at 2.45 GHz. The finite element method under COMSOL Multiphysics software is adopted as a method for solving partial differential equations to simulate the characteristics de microwave discharge. Two microwave plasma devises have been adopted to validate the mathematical and numerical developed models. In the first application, a axial injection microwave torch à (AIT) at atmospheric pressure is studied. In the second one, we are interested in a reactor for microwave plasma enhanced chemical vapor deposition (PECVD) at low pressure.

**Key words:** Modelling, micro-wave plasma, magnetohydrodynamic, Thermal, COMSOL Multiphysics, PECVD reactor, AI torche.

---

## ملخص

تقدم مساهمة في النمذجة ثلاثي للظواهر المغناطيسية الهيدروديناميكية و الحرارية في البلازما ذات الموجات الدقيقة عند 2.45 جيجاهرتز. ولقد اعتمدنا طريقة العناصر المحدودة في برنامج كومسول متعدد الفيزياء كوسيلة لحل المعادلات التفاضلية الجزئية لمعالجة خصائص التفريغ دو الموجات الدقيقة. وقد تم اعتماد اثنين من أجهزة البلازما ذات الموجات الدقيقة لتأكيد صحة مجموعة النماذج الرياضية و العددية المقدمة. في التطبيق الأول، درسنا شعلة بلازما ذات الحقن المحوري ذات الموجات الدقيقة (شحم) عند الضغط الجوي. في التطبيق الثاني، اهتمنا بمفاعل بلازما ذات الموجات الدقيقة بمساعدة الترسيب الكيميائي (بمترك) عند الضغط المنخفض.

**كلمات البحث :** نمذجة، المغناطيسية الهيدروديناميكية، الحرارية، كومسول متعدد الفيزياء، مفاعل بلازما (بمترك)، شعلة (حم).



