



**HAL**  
open science

# Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique

Katell Gadonna

► **To cite this version:**

Katell Gadonna. Torche à plasma micro-onde à la pression atmosphérique : transfert thermique. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112071 . tel-00699619

**HAL Id: tel-00699619**

**<https://theses.hal.science/tel-00699619>**

Submitted on 21 May 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

Université Paris Sud - XI  
Faculté de sciences d'Orsay  
École Doctorale Onde et Matière

Thèse  
Présentée pour l'obtention du titre de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS SUD - XI

Discipline: Physique des plasmas

par Katell GADONNA

TORCHE À PLASMA MICRO-ONDE À LA PRESSION  
ATMOSPHÉRIQUE : TRANSFERT THERMIQUE

Soutenue le le 23 Avril 2012 à 14h00

Président : Patrick LE QUÉRÉ  
Rapporteurs : Ana LACOSTE  
Thierry BELMONTE  
Examineurs : Christelle DUBLANCHE-TIXIER  
Luis ALVES  
Caroline BOISSE-LAPORTE (Directrice de thèse)



# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP). Je remercie vivement l'ensemble du personnel sans qui je n'aurais pas accompli ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier ma directrice de thèse Caroline Boisse-Laporte pour son soutien, sa disponibilité, son dynamisme et la confiance qu'elle m'a accordée durant ces années. Je remercie également Olivier Leroy et Philippe Leprince pour leur gentillesse, leurs précieux conseils tout au long de ce travail et le soin apporté aux corrections de ce mémoire.

Je remercie Ana Lacoste et Thierry Belmonte d'avoir accepté de faire partie de ce jury en tant que rapporteurs. Je leur suis reconnaissante de leurs remarques qui ont contribué à l'amélioration de ce manuscrit. Je remercie Patrick Le Quéré d'avoir accepté de présider ce jury. Toute ma gratitude va également à Christelle Dublanche-Tixier pour avoir accepté de participer à ce jury. Je remercie particulièrement Luis Alves pour avoir suivi indirectement cette thèse, par ses discussions sur la simulation des plasmas et par sa présence dans ce jury.

Je voudrais aussi remercier tous les membres de l'équipe TMP-DS qui m'ont permis d'effectuer cette thèse dans de bonnes conditions, Tiberiu, Jean, Olivier A., Nicolas et Marie-Christine. Je souhaite également remercier Lise, avec qui j'ai partagé un bureau durant ces années, pour ces conseils aussi bien professionnels que personnels. Je n'oublie pas les doctorants : merci à José, Ismaël, Catalin, Chengfei, Franck D., Serhiy, Oussama et Adrien pour la bonne ambiance qu'ils ont apporté et les services qu'ils ont pu me rendre.

Je tiens ensuite à remercier les autres membres du laboratoire, anciens et actuels, que j'ai eu le plaisir de côtoyer : Bruno, Franck W., Romain, Nicolas M., Wilfrid, Pierre, Ouya, Jinchuan, Jean-Sébastien, Claire, Alexis, Gérard... Un grand merci aux filles, à Sophie et Virginie pour leur aide dans le choix de la tenue de soutenance et à Sabrina pour ses délicieux gâteaux au chocolat. J'exprime ma reconnaissance à Lionel et Pascal, avec qui j'ai effectué un stage il y a quelques années maintenant, et qui se sont toujours montré présents depuis.

Je remercie Gilles Maynard de m'avoir accueillie dans son laboratoire ainsi que les services de gestion et de reprographie Sophie Granon, Nicolas Dessaints et Thierry Devillers, qui contribuent au bon fonctionnement du laboratoire et facilitent la vie du doctorant. Merci aussi à Michel Pascanu et Marc Bisson du service informatique pour leur efficacité et à Joël Baudet du service de mécanique pour sa disponibilité et la réalisation des pièces nécessaires au bon fonctionnement des expériences.

Merci aussi à tous ceux que je ne peux citer sans faire d'oubli.

Merci à ma famille et mes amis pour leur soutien et leur confiance. Mes derniers remerciements sont adressés à mes parents qui m'ont soutenu et encouragé tout le long de mes études. Merci à mon père d'avoir assisté à ma soutenance, ta présence était importante. Une pensée particulière à ma mère qui n'a pu voir le résultat final de ce travail mais qui reste présente à chaque instant.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
1.1 Torches à plasma à la pression atmosphérique- Revue . . . . .	5
1.1.1 Torches à plasma thermique . . . . .	6
1.1.2 Torches à plasma hors-équilibre thermodynamique . . . . .	7
1.1.3 Torche à plasma micro-onde . . . . .	9
1.1.4 Tableau récapitulatif . . . . .	12
1.2 Torche micro-onde à injection axiale . . . . .	14
1.2.1 Caractérisation du plasma . . . . .	14
1.2.2 Applications . . . . .	14
1.2.3 Modélisations . . . . .	15
1.3 Codes Plasma . . . . .	16
1.3.1 Méthodes de modélisation . . . . .	16
1.3.1.1 Modèles cinétiques/ statistiques/ particulières . . . . .	17
1.3.1.2 Modèles fluides . . . . .	17
1.3.1.3 Modèles hybrides . . . . .	19
1.3.1.4 Choix d'un modèle . . . . .	19
1.3.2 Méthodes de résolution des équations fluides . . . . .	20
1.3.3 Exemples de codes Plasma existants . . . . .	21
1.3.4 Données . . . . .	22
1.3.4.1 Sections efficaces . . . . .	22
1.3.4.2 Codes Boltzmann . . . . .	23
1.3.5 Tableau récapitulatif . . . . .	23
1.4 Conclusions du chapitre . . . . .	25
<b>2 Méthodes et résultats expérimentaux</b>	<b>27</b>
2.1 Description de la torche à injection axiale . . . . .	27
2.2 Description du plasma . . . . .	30
2.2.1 Stabilité du plasma et couplage micro-ondes/plasma . . . . .	30
2.2.2 Forme et caractéristiques du plasma . . . . .	32
2.3 Spectroscopie optique d'émission . . . . .	32
2.3.1 Détermination de la température du gaz . . . . .	34
2.3.1.1 Les spectres ro-vibrationnels . . . . .	34

2.3.1.2	Mesures des températures vibrationnelles et rotationnelles . . .	35
2.3.2	Détermination de la densité électronique . . . . .	37
2.3.2.1	L'élargissement Stark . . . . .	37
2.3.2.2	Mesures de la densité électronique . . . . .	37
2.3.3	Autres grandeurs accessibles par spectroscopie optique d'émission . . . .	39
2.4	Résultats . . . . .	40
2.4.1	Longueur du plasma . . . . .	40
2.4.2	Densité électronique . . . . .	41
2.4.3	Température du gaz . . . . .	44
2.5	Conclusions du chapitre . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Modèle numérique</b>	<b>49</b>
3.1	Présentation des modules physiques . . . . .	50
3.2	Module électromagnétique (EM) . . . . .	52
3.2.1	Équations de Maxwell . . . . .	52
3.2.2	Paramètre de couplage S . . . . .	54
3.2.3	Mise en place du modèle . . . . .	56
3.3	Équations hydrodynamiques de transport pour un fluide multicomposantes . . .	58
3.3.1	Équation de continuité . . . . .	59
3.3.2	Équation de conservation de la quantité de mouvement . . . . .	60
3.3.3	Équation du bilan d'énergie du fluide . . . . .	61
3.3.4	Description hydrodynamique de la torche à plasma . . . . .	62
3.4	Module hydrodynamique (HD) . . . . .	63
3.4.1	Équations de Navier-Stokes . . . . .	63
3.4.2	Équation de l'énergie . . . . .	64
3.4.3	Les termes ioniques . . . . .	66
3.4.4	Mise en place . . . . .	67
3.5	Module plasma . . . . .	68
3.5.1	Ordres de grandeur . . . . .	69
3.5.1.1	Les longueurs caractéristiques . . . . .	69
3.5.1.2	Les fréquences caractéristiques . . . . .	69
3.5.2	Les équations du plasma . . . . .	70
3.5.2.1	L'approximation ambipolaire . . . . .	72
3.5.2.2	Les paramètres électroniques et ioniques . . . . .	73
3.5.3	Modélisation 1D de la TIA . . . . .	73
3.5.3.1	Diffusion ambipolaire suivant r et z . . . . .	73
3.5.3.2	Diffusion ambipolaire suivant r et dérive suivant z . . . . .	76
3.6	Conclusions du chapitre . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Résultats des modèles physiques</b>	<b>79</b>
4.1	Module EM . . . . .	79
4.1.1	Calculs sans plasma . . . . .	79
4.1.1.1	Paramètre de couplage S . . . . .	79
4.1.1.2	Champ électrique . . . . .	80

4.1.1.3	Vecteur de Poynting . . . . .	83
4.1.2	Calculs avec plasma . . . . .	84
4.1.2.1	Influence du profil de densité électronique . . . . .	86
4.1.2.2	Influence de la valeur de la densité électronique maximale . . . . .	90
4.1.2.3	Influence de la fréquence de collision électron-neutre . . . . .	95
4.1.2.4	Influence du volume du plasma . . . . .	98
4.1.3	Comparaison avec des calculs réalisés sous CST Microwave Studio . . . . .	99
4.2	Module HD . . . . .	101
4.2.1	Calculs sans plasma . . . . .	101
4.2.1.1	Influence du diamètre de la torche et du débit du gaz . . . . .	101
4.2.1.2	Influence de la nature du gaz plasmagène . . . . .	103
4.2.2	Calculs avec plasma . . . . .	104
4.2.2.1	Influence du plasma . . . . .	104
4.2.2.2	Influence du débit . . . . .	111
4.2.2.3	Influence du diamètre de la buse . . . . .	112
4.2.2.4	Influence du gaz : comparaison He/Ar . . . . .	115
4.2.3	Comparaison avec un code hydrodynamique, développé à l'IST . . . . .	120
4.3	Confrontation Modélisation/Expérience . . . . .	122
4.3.1	Étude électromagnétique . . . . .	122
4.3.2	Étude hydrodynamique . . . . .	123
4.4	Conclusions du chapitre . . . . .	124
<b>Conclusion Générale et Perspectives</b>		<b>127</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>130</b>
<b>Annexe 1 : Temps caractéristiques de stabilisation</b>		<b>145</b>
A	Désorption de l'eau sur la paroi . . . . .	145
B	Effets thermiques . . . . .	146
<b>Annexe 2 : Développement des équations hydrodynamiques</b>		<b>147</b>
C	Traitement des équations du flux pour l'espèce i . . . . .	147
D	Traitement du flux de chaleur . . . . .	149
E	Traitement de l'équation du bilan l'énergie du fluide . . . . .	150
F	Traitement du terme de collision . . . . .	152
<b>Annexe 3 : Modèle Collisionnel Radiatif de l'Hélium</b>		<b>157</b>



# Table des figures

1.1	Schémas des torches à plasma d'arc : a) arc soufflé, b) arc transféré . . . . .	6
1.2	Schéma et photo des torches ICP . . . . .	7
1.3	Schéma du jet plasma à pression atmosphérique . . . . .	8
1.4	Schéma de la torche à plasma froid . . . . .	8
1.5	Schémas (a) du Stylo RF et (b) de la Torche barrière . . . . .	9
1.6	Schémas de torches métalliques : (a) Torche à Injection Axiale; (b) Jet Plasma Micro-onde; (c) Décharge par Torche Micro-onde et (d) Jet Microplasma . . . . .	11
1.7	Schémas des torches plasma micro-onde avec pour applicateur d'onde : (a) guide surfaguide; (b) guide surfatron . . . . .	12
1.8	Schéma de la torche plasma pulsée . . . . .	12
1.9	Régimes d'écoulement et choix de modèles s'y reportant . . . . .	20
2.1	Schéma du montage expérimental utilisé pour créer le plasma . . . . .	27
2.2	Schéma de la TIA . . . . .	28
2.3	Diagramme de couplage pour l'argon avec la torche de 2 mm de diamètre (a) et de 0,5 mm de diamètre (b); et pour l'hélium avec la torche de 2 mm de diamètre (c) et de 0,5 mm de diamètre (d). $P_G$ , $P_i$ et $P_r$ sont réciproquement les puissances du générateur, incidente et réfléchi. Les zones rouges indiquent les conditions pour lesquelles le couplage est meilleur et les zones grises celles pour lesquelles le plasma ne s'allume pas. . . . .	31
2.4	Image d'un plasma d'hélium (a) et zones du plasma produit par la TIA (b) . . .	32
2.5	Schéma du dispositif utilisé pour caractériser le plasma . . . . .	33
2.6	Spectres d'émission de plasmas d'argon (a) et d'hélium (b) à la pression atmosphérique. (c) et (d) sont des zooms de (b) respectivement entre 480 et 590 nm, et entre 665 et 710 nm. . . . .	34
2.7	(a) Spectres expérimental (courbe continue noire) et simulés de OH, d'un plasma d'argon pour une puissance de 400 W et un débit de 1 L.min <sup>-1</sup> . Les spectres simulés sont obtenus pour 1200K (courbe pointillée en vert), 1500 K (courbe bleue) et 1800 K (courbe rouge); (b) Spectres expérimental (courbe continue noire) et simulés du second système positif de N <sub>2</sub> correspondant à $\Delta\nu = -3$ , d'un plasma d'hélium pour une puissance de 400 W et un débit de 5 L.min <sup>-1</sup> . Les spectres simulés sont obtenus pour 2400 K (courbe verte), 3000 K (courbe bleue) et 3600 K (courbe rouge); (c) zoom de (b) . . . . .	36

2.8	Profils expérimental (courbe continue noire) et simulé (courbe pointillée rouge) de la raie $H_\beta$ d'un plasma d'hélium, pour un débit de 7 L.min <sup>-1</sup> et une puissance de 700 W. On fixe $\Delta\lambda_G$ à 0,91 Å. On obtient alors $\Delta\lambda_L=1,47$ Å et $\Delta\lambda_S=1,27$ Å, soit $n_e = 4,8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ . . . . .	39
2.9	Longueur du plasma en fonction du débit d'hélium pour les TIAs de diamètres 0.5 mm (courbe continue) et 2 mm (courbe pointillée) pour plusieurs puissances (en W) : 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge) . . . . .	40
2.10	Densité électronique le long du plasma pour un débit de 5 L.min <sup>-1</sup> et pour des puissances $P_G$ (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge) . . . . .	41
2.11	Densité électronique en fonction du débit d'entrée pour la torche de 2mm de diamètre (a) et de 0,5mm (b) pour des puissances $P_G$ (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire), 700 (courbe rouge), et 800 (courbe magenta) . . . . .	42
2.12	Rapport de la puissance nécessaire au maintien d'un électron sur la densité des neutres $n_0$ en fonction du produit $n_0 a$ , $a$ étant le rayon du plasma pour l'hélium. . . . .	43
2.13	Densité électronique en fonction de la vitesse moyenne de sortie de buse pour la torche de diamètres de buse de 0,5 mm (courbe noire pour une puissance micro-onde de 600 W et courbe rouge pour 700 W) et de 2 mm (courbe bleue pour 600 W et courbe magenta pour 700 W) . . . . .	44
2.14	Température rotationnelle le long du plasma pour un débit de 5L.min <sup>-1</sup> et pour des puissances $P_G$ (enW) : 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge) . . . . .	45
2.15	Température rotationnelle en fonction du débit d'entrée pour la torche de 2 mm de diamètre (a) et de 0,5 mm (b) pour des puissances $P_G$ (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge) . . . . .	45
2.16	Température rotationnelle $T_g$ en fonction de la vitesse moyenne pour la torche de diamètres de buse de 0,5 mm (courbe noire pour une puissance micro-onde de 600 W et courbe rouge pour 700 W) et de 2 mm (courbe bleue pour 600 W et courbe magenta pour 700 W) . . . . .	46
3.1	Schéma de simulation, basé sur le couplage de trois modules indépendants, un module électromagnétique, un module hydrodynamique et un module plasma . . . . .	50
3.2	Profils axial (a) et radial (b) pour la densité électronique (notés A1 et R1, courbes noires) et la température électronique (courbes rouges). Les points sont des mesures expérimentales par spectroscopie optique d'émission de $n_e$ . $L_p$ et $R_p$ sont respectivement la longueur et le rayon du plasma. . . . .	51
3.3	Paramètre S d'un système à un port . . . . .	55
3.4	Section transverse du domaine de calcul 3D adopté pour résoudre le module EM, montrant le guide d'onde (en marron), la torche (en jaune), le tube diélectrique (en vert), le téflon (en bleu) et le plasma (en rouge). Toutes les dimensions sont en millimètres et le schéma n'est pas à l'échelle. Le plasma est situé 1 mm au dessus de la buse. . . . .	56

3.5	Maillage triangulaire utilisé lors de nos simulations : (a) dans tout le domaine, (b) dans le plasma . . . . .	57
3.6	(a) Domaine de calcul 2D axisymétrique adopté pour résoudre le module HD. Le plasma (en rouge) est localisé à la sortie de la buse ou à 1 mm au dessus suivant les modèles. Les régions oranges représentent la torche et le coaxial. Les dimensions sont en mm et le schéma n'est pas à l'échelle. (b) Maillage triangulaire utilisé lors de nos simulations. Les trois images successives sont des zooms plus ou moins importants. . . . .	67
3.7	Profil de température imposé sur le tube diélectrique entre $0mm \leq z \leq 525mm$ : $T_g(z) = 0,8 + 1,9z[m] - 4,3z[m]^2$ . Pour $z \geq 525mm$ , $T_g = 290K$ . . . . .	68
3.8	a) Profil des vitesses $v_0$ sur l'axe $z$ issu du modèle HD pour la buse de 2 mm de diamètre, un débit de $5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ , une densité et température électroniques maximales de $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $20000 \text{ K}$ (courbe noire) et interpolation de ce profil dans notre domaine de calcul (points rouges). b) Profil de la dérivée de $v_0$ donné en a). . . . .	75
3.9	Profil de la densité électronique $n_e$ calculé par le modèle 1D purement ambipolaire.	75
3.10	a) Profil de la densité électronique $n_e$ calculé par le modèle 1D considérant le phénomène de dérive électronique suivant $z$ et conservant la diffusion ambipolaire suivant $r$ . b) zoom de a) . . . . .	77
4.1	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence. . . . .	80
4.2	Coupe 2D (x,z) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. $y=0 \text{ mm}$	81
4.3	Coupe 2D (x,y) du logarithme décimal de la norme du champ électrique pour différentes valeurs de $z$ : 10 mm (a), 25 mm (b) et 40 mm (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . . .	81
4.4	(a) Norme du champ électrique $ \vec{E} $ sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) pour des puissances de 500 W (courbe noire), de 700 W (courbe rouge) et de 900 W (courbe bleue). (b) Carré du maximum de cette norme $ \vec{E} _{Max}^2$ en fonction de la puissance initiale $P_i$ . La fréquence délivrée est 2,45 GHz. . . . .	82
4.5	Composantes axiale $E_z$ (a) et radiale $E_r$ (b) du champ électrique sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) pour des puissances de 500W (courbe noire), de 700W (courbe rouge) et 900W (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz. . . . .	82
4.6	Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au niveau de la buse ( $z=0.1\text{mm}$ ) pour des puissances de 500W (courbe noire), de 700W (courbe rouge) et 900W (courbe bleue). (c) et (d) sont réciproquement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz. . . . .	83
4.7	Coupe 2D (x,z) du logarithme décimal de la norme du vecteur de Poynting $\vec{P}_o$ dans le domaine de calcul(a) et autour de la buse (b) et de la norme de $\vec{P}_o$ autour de la buse (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W. $y=0 \text{ mm}$ . . . . .	84
4.8	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour un plasma de dimension $2 \text{ mm} \times 3 \text{ cm}$ situé à la sortie de la buse. . . . .	85

4.9	Coupe 2D (x,y) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). Le plasma est situé à la sortie de la buse. La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . . .	86
4.10	Nouveaux profils de densité électronique axial, noté A2 (a) et radial, noté R2 (b) testés . . . . .	87
4.11	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des profils de densité électronique différents. Les profils avec A1 et R1 (courbe noire) et avec A2 et R1 (courbe bleue) sont imposés à la buse (z=0 mm).Les profils A2 et R1 (courbe rouge) et A2 et R2 (courbe verte) sont imposés 1 mm au dessus de la buse. . . . .	87
4.12	Coupe 2D (x,y) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). Le plasma est situé 1 mm au dessus de la buse. La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . . .	88
4.13	Coupe 2D (x,y) du logarithme décimal de la norme du champ électrique pour différentes valeurs de z : 10 mm (a), 25 mm (b) et 40 mm (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . . .	88
4.14	Coupe 2D (x,z) du logarithme décimal de la norme du vecteur de Poynting $\vec{P}_o$ dans le domaine de calcul(a) et autour de la buse (b) et de la norme de $\vec{P}_o$ autour de la buse (c) pour un plasma de dimension 2 mm×30 mm situé à 1 mm de la buse. La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. y=0 mm . . . . .	89
4.15	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des densités électroniques de $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe noire), de $6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe rouge), de $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe bleue) et de $12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe verte). . . . .	90
4.16	Influence de la valeur de $n_e$ sur les courbes de puissance transférée au système : décalage du maximum de la courbe en fréquence $\Delta f$ . . . . .	91
4.17	Composantes axiale $E_z$ (a) et radiale $E_r$ (b) du champ électrique sur l'axe (r=0mm) pour des densités électroniques maximales de $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe noire), de $6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe rouge), de $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe bleue) et de $12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe verte). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . . .	92
4.18	Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au niveau de la buse (z=0.1mm) pour des densités électroniques maximales de $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe noire), de $6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe rouge), de $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe bleue) et de $12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe verte). (c) et (d) sont respectivement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W. . . . .	93
4.19	Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au centre du plasma (z=16 mm) pour des densités électroniques maximales de $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe noire), de $6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe rouge), de $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe bleue) et de $12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (courbe verte). (c) et (d) sont réciproquement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W. . . . .	94

4.20	Puissance absorbée par le plasma, à 2,45 GHz, en fonction de la densité électronique maximale. La puissance incidente est 500 W. . . . .	95
4.21	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des températures du gaz de 1500 K (courbe noire), 3000 K (courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue). . . . .	96
4.22	Composantes axiale $E_z$ (a) et radiale $E_r$ (b) du champ électrique sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) pour des températures de 1500 K (courbe noire), de 3000 K (courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.. . . .	96
4.23	Composantes axiale $E_z$ (a et c) et radiale $E_r$ (b et d) du champ électrique pour deux positions de $z$ : (a et b)0,1 mm, (c et d)16 mm. Les températures sont 1500 K (courbe noire), 3000 K(courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.. . . .	97
4.24	Puissance absorbée par le plasma, à 2,45 GHz, en fonction de la température du gaz. La puissance incidente est 500 W. . . . .	97
4.25	Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour un plasma de dimension 0,5 mm $\times$ 1 cm. . . . .	98
4.26	Composantes $E_z$ (courbes noires) et $E_r$ (courbes rouges) sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) (a), pour $z= 0,1$ mm (b) et $z = 6$ mm (c). Les dimensions du plasma sont 0,5 mm $\times$ 1 cm, la fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W. . . .	99
4.27	Puissance transférée au système pour $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ et $\nu_{en} = 1,7 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$ pour un plasma de dimension 2 mm $\times$ 3 cm situé à 1 mm au dessus de la buse. La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec CST. . . . .	100
4.28	Composantes $E_z$ (courbes continues) et $E_r$ (courbes pointillées) sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) (a), pour $z= 16$ mm (b) pour un plasma de dimension 2 mm $\times$ 3 cm situé à 1 mm au dessus de la buse. La puissance d'excitation est 1W et la fréquence d'excitation est 2,45 GHz. Les courbes noires sont obtenues avec COMSOL, les rouges avec CST. . . . .	100
4.29	Composante axiale de la vitesse (a et c) et de la densité du gaz (b et d) sur l'axe ( $r=0$ ) pour des débits d'hélium de 0,25 $L.min^{-1}$ (courbe verte pointillée), 0,5 $L.min^{-1}$ (courbe rouge pointillée), 0,75 $L.min^{-1}$ (courbe bleue pointillée), 1 $L.min^{-1}$ (courbe solide noire), 3 $L.min^{-1}$ (courbe solide rouge), 5 $L.min^{-1}$ (courbe solide bleue) et 7 $L.min^{-1}$ (courbe solide verte). Le diamètre de la torche est de 2 mm pour les courbes solides (a) et b)) et de 0,5 mm pour les courbes pointillées (c) et d)). . . . .	102
4.30	Composante axiale de la vitesse $v_z$ sur l'axe en fonction du débit d'hélium $Q$ (a), du rapport $Q/\phi^2$ (b) et du rapport $Q/\phi_{eq}^2$ (d) pour les deux diamètres de torches 2 mm et 0,5 mm pour $z= 0$ mm (réciproquement courbe noire et courbe rouge), $z= 100$ mm (réciproquement courbe bleue et orange) et $z= 400$ mm (réciproquement courbe magenta et courbe verte). Les diamètres équivalents sont donnés pour ces trois positions en (c), la courbe noire pour le diamètre de 2 mm et la rouge pour celui de 0,5mm. . . . .	103

- 4.31 Composante axiale de la vitesse (a) et densité du gaz (b) sur l'axe ( $r=0$ ) pour des débits d'argon (courbes continues) de  $0,5L.min^{-1}$  (courbe noire),  $1L.min^{-1}$  (courbe rouge),  $1,5L.min^{-1}$  (courbe bleue) et  $2L.min^{-1}$  (courbe verte) et pour un débit d'hélium de  $1L.min^{-1}$  (courbe rouge pointillée) . Le diamètre de la torche est 2 mm. . . . . 104
- 4.32 Distribution 2D ( $r,z$ ) de la norme de la vitesse du gaz dans le domaine du calcul (a) et streamlines (b). Le débit d'hélium est  $5 L.min^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Le diamètre de la torche est 2 mm. . . . . 105
- 4.33 Distribution 2D ( $r,z$ ) de la température (a) et de la densité (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'hélium est  $5 L.min^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Le diamètre de la torche est 2 mm. . . . . 106
- 4.34 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (c), calculés pour un débit initial de  $5L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$  sont les suivantes : 3(noire), 6(rouge), 9(bleue) et 12(vert).Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 107
- 4.35 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial d'hélium de  $5L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Le diamètre de la torche est 2 mm. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$  sont les suivantes : 3(noire), 6(rouge), 9(bleue) et 12(vert). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 108
- 4.36 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (c), calculés pour un débit initial d'hélium de  $5L.min^{-1}$  et pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ . Les valeurs de  $T_{eMax}$  (en  $10^4K$ ) sont les suivantes : 1.7(noire), 2(rouge) et 2.4(bleue).Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 109
- 4.37 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial de  $5L.min^{-1}$  et pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ . Les valeurs de  $T_{eMax}$  (en  $10^4K$ ) sont les suivantes : 1.7(noire), 2(rouge) et 2.4(bleue). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 110

- 4.38 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z = 15$  mm (c), calculés pour pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Les débits initiaux d'hélium (en  $L.min^{-1}$ ) sont les suivants : 1(courbe noire), 3(courbe rouge), 5(courbe bleue) et 7 (courbe verte). Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 112
- 4.39 Distribution 2D ( $r,z$ ) de la température (a) et de la vitesse (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'hélium est  $1 L.min^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 12 \times 10^{14} cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Le diamètre de la torche est 0,5 mm. . . . . 113
- 4.40 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma, calculés pour un débit initial d'hélium de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14} cm^{-3}$  sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). Le diamètre de la buse est 0,5 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 114
- 4.41 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z = 15$  mm, calculés pour un débit initial d'hélium de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14} cm^{-3}$  sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse de 0,5 mm de diamètre. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 115
- 4.42 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z = 15$  mm (c), calculés pour pour  $n_{eMax} = 12 \times 10^{14} cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Les débits initiaux d'hélium (en  $L.min^{-1}$ ) sont les suivants : 0,25(courbe noire), 0,5(courbe rouge), 0,75(courbe bleue) et 1(courbe verte).Le diamètre de la buse est 0,5 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 116
- 4.43 Distribution 2D ( $r,z$ ) de la température (a) et de la vitesse (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'argon est  $1 L.min^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Le diamètre de la torche est 0,5 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 117

- 4.44 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (e), calculés pour un débit initial d'argon de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (c) et hors (d) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (f), calculés pour pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Les débits d'entrée d'argon (en  $L.min^{-1}$ ) sont les suivants : 1(courbe noire), 1,5(courbe rouge) et 2(courbe bleue). Le diamètre de la buse est 2 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 118
- 4.45 Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial d'argon de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse de 2 mm de diamètre. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte. . . . . 119
- 4.46 Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la pression calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000K$  et un débit initial d'hélium de  $5 L.min^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm. . . . . 120
- 4.47 Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la norme de la vitesse calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000K$  et un débit initial d'hélium de  $5 L.min^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm. . . . . 121
- 4.48 Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la température calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000K$  et un débit initial d'hélium de  $5 L.min^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm. . . . . 121
- 4.49 Profils axial (a) et radial (b) pour la température du gaz dans le plasma. . . . . 122
- 4.50 Puissance transférée au système pour un plasma situé à 0 mm (courbes noires) et à 1 mm (courbes rouges). La température est constante dans le plasma ( $T_g = T_{gMax}$ ) pour les courbes pointillées et suit les profils de la figure 4.49 pour les courbes continues.  $T_{gMax}$  est fixée à 3000 K. . . . . 123
- 4.51 Profil axial de  $\langle T_g \rangle_r$  pour les températures du gaz calculées (courbes) pour des  $n_e$  (en  $10^{14} cm^{-3}$ ) de 1,5 (noire), 3 (rouge) et 6 (bleue) et pour les températures rotationnelles mesurées obtenues pour un débit de  $5L.min^{-1}$  et pour des puissances micro-ondes (en W) de 500 (triangles), 600 (losanges) et 700 (cercles). 124
- 52 Évolution temporelle de l'intensité de la raie  $H_\beta$  . . . . . 145
- 53 Évolution temporelle de  $n_e$  due à la désorption de l'eau . . . . . 145
- 54 Évolution temporelle de  $n_e$  après avoir modifié la puissance . . . . . 146

# Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif sur les torches à plasma DC et RF . . . . .	13
1.2	Tableau récapitulatif sur les torches à plasma micro-onde . . . . .	13
1.3	Comparaison des modèles électromagnétiques entre [83] et [84, 85] . . . . .	15
1.4	Tableau récapitulatif sur les codes plasma . . . . .	24
2.1	Exemples de correspondance entre débits et vitesses moyennes en sortie de buse pour deux débits ( $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ et $10 \text{ L.min}^{-1}$ ) et pour deux diamètres de la torche (2 mm et 0,5 mm) . . . . .	29
2.2	Exemples du nombre $R_e$ pour la TIA de 2mm de diamètre, pour l'argon et l'hélium pour deux vitesses moyennes ( $3 \text{ m.s}^{-1}$ et $53 \text{ m.s}^{-1}$ ) . . . . .	32
2.3	Exemples du nombre de Reynolds $R_e$ pour la TIA de 0,5 mm de diamètre, pour l'argon et l'hélium pour deux vitesses moyennes ( $42 \text{ m.s}^{-1}$ et $850 \text{ m.s}^{-1}$ ) . . . . .	32
3.1	Ordres de grandeur des différentes caractéristiques électromagnétiques . . . . .	54
3.2	Permittivité, perméabilité et conductivité de l'air, du laiton, du téflon, du quartz et du plasma. . . . .	58
3.3	Masse, paramètres de Lennard-Jones et viscosité (à 1000K) de l'hélium et de l'argon . . . . .	64
3.4	Propriétés thermiques et fréquences de collision de l'hélium et de l'argon . . . . .	65
3.5	Valeurs des paramètres de transport électroniques et ioniques pour un champ électrique de $40 \text{ V.cm}^{-1}$ . . . . .	74
1	Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium . . . . .	158
2	Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium (suite) . . . . .	159
3	Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium (suite) . . . . .	160



# Introduction

Un plasma froid [1, 2] est un gaz partiellement ionisé composé de particules neutres, d'ions et d'électrons. En général, la charge négative totale des particules est égale à la charge positive totale, on parle alors de principe de quasi-neutralité. C'est un milieu énergétique, conducteur et globalement neutre dans lequel les différentes espèces sont en interaction les unes avec les autres. 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 [3] (décharges DC, RF ou  $\mu\text{o}$ ). 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.

Le plasma étudié durant cette thèse est créé par une torche micro-onde à la pression atmosphérique, la Torche à Injection Axiale (TIA) [4]. Développée par Moisan et al., la TIA consiste à coupler un guide d'onde rectangulaire à une structure d'excitation coaxiale afin d'obtenir un champ micro-onde maximal à l'extérieur de cette structure et ainsi de créer un plasma.

De précédentes études sur les plasmas créés par la TIA ont été réalisées notamment par des équipes de Montréal, d'Eindhoven [5] et de Cordoue [6] et seront détaillées au prochain chapitre. Disons simplement que les études précédentes sur la TIA étaient liées à sa capacité à créer des espèces chimiques actives.

Une nouvelle approche est, au vu du fort potentiel thermique du plasma créé par la TIA, d'étudier le transfert de chaleur du plasma au gaz d'étude. Chauffer de grands volumes gazeux trouve son importance pour les systèmes de chauffage de bâtiments ou d'enceintes embarquées comme les dirigeables. Les dirigeables connaissent un nouvel essor suite à la nécessité de trouver des alternatives au transport routier pour le transport de matériaux lourds.

Actuellement, pour déplacer du matériel volumineux et/ou très lourd, on doit affréter des convois exceptionnels, couper des routes, trouver des trajets praticables (absence de ponts, voies larges). Les dirigeables permettraient d'améliorer l'accessibilité des zones enclavées.

Le ballastage est un des points clés pour résoudre le problème du transport de charges lourdes. La variation de température modifie le volume du gaz porteur et influe donc directement sur l'aérostatique du dirigeable. On peut ainsi, par une élévation de température, augmenter la flottabilité du ballon et l'adapter à la charge à transporter. L'autre avantage de ce système est qu'une fois la charge prise, le ballon ayant pris de la vitesse, la sustentation aérodynamique prend le relais de la sustentation aérostatique, et on peut laisser le ballon se refroidir. La contraction du gaz due au refroidissement peut alors être compensée par une prise d'altitude.

En montant, la pression diminue et les gaz se dilatent. On travaille donc à volume constant. L'autre avantage est que l'on ne chauffe le gaz qu'au moment de la prise et de la dépose de la charge. Le poids du gaz étant très faible, l'énergie nécessaire est faible, d'où une économie énergétique considérable.

La première solution a priori la plus simple et couramment employée pour contrôler la température du gaz dans le ballon à partir d'une source d'énergie consiste à chauffer le gaz avec un système de résistances chauffantes et de ventilateurs. Les systèmes de chauffage de bâtiments fonctionnent sur ce principe. Les flux d'air traversant des dispositifs de résistance électrique chauffante sont générés, soit par ventilation mécanique, soit par convection. Ces systèmes de chauffage, s'ils peuvent être bien adaptés pour maintenir des locaux à température modérée, notamment à température ambiante, ne le sont pas du tout lorsqu'il s'agit de chauffer des enceintes embarquées ou lorsqu'une contrainte de minimisation de masse est majeure, ce qui est le cas pour des dirigeables. Ces inconvénients importants sont liés au poids et à la température limitée des résistances ( $< 2000$  °C) ainsi qu'au processus de transfert de chaleur par contact du gaz convecté avec les surfaces chaudes des résistances. Une seconde solution repose sur un chauffage volumique. Celui ci pourrait être envisagé de prime abord par un simple brûleur, mais ce dernier présente malheureusement le désavantage d'être polluant (production de  $\text{CO}_2$ ), en plus de sa limitation en température, qui est du même ordre de grandeur que la précédente.

La torche à plasma, qui est au cœur du présent projet, offre quant à elle une alternative attrayante. En effet, contrairement au brûleur, elle est, comme la résistance, non polluante. De plus, elle peut être compacte, se caractérise par un fort ratio puissance/poids, et n'a pas de pièces mécaniques mobiles (et donc peu de problème d'usure et de maintenance). Mais ses deux plus gros avantages sur la résistance tiennent dans sa très faible inertie thermique, qui permet un temps de réponse (commande) très court, et dans sa forte efficacité de transfert d'énergie, autorisant des températures locales élevées ( $2000\text{-}4000^\circ\text{C}$ ) pour des flux de gaz importants, et donc une importante densité de flux de chaleur. Ainsi, le chauffage par un ensemble de torches à plasma peut être envisagé comme un système efficace de contrôle dynamique des flux de gaz et de chaleur dans un grand volume de gaz.

Contrairement à la solution de chauffage classique par résistance, où le transfert de chaleur se fait par contact du gaz avec une surface chaude, le chauffage par torche à plasma est dû à la répartition des champs électromagnétiques existant dans le gaz et conduisant à son ionisation partielle. Ce type de source de chaleur exploite des processus de transfert d'énergie spécifiques au plasma, puisque ce sont les collisions entre les électrons libres du plasma et les neutres qui chauffent le gaz en volume. On peut ainsi obtenir des températures électroniques de l'ordre de  $20000$  K pour des températures de gaz pouvant typiquement varier de  $2000$  à  $4000$  K.

Le chauffage de l'hélium dans un ballon dirigeable à l'aide de torches à plasma micro-onde constitue une solution totalement nouvelle et une application jusqu'alors inexplorée de ces dispositifs. En effet, la torche à plasma - comme moyen de transfert d'énergie - présente des propriétés très intéressantes et encore peu exploitées en tant que système de chauffage dynamique.

Bien que plusieurs études sur la modélisation des torches à plasma ou des dispositifs similaires existent dans la littérature [7, 8, 9, 10, 11], il n'existe pas encore un outil de simulation

---

qui décrit les caractéristiques des torches à plasma micro-onde (production et maintien du plasma, dimensions, composition, distribution de charges, écoulement, thermique). Les principales limites à la modélisation des torches sont liées à l'absence de frontières fermées et au fait qu'il s'agit d'un problème de transport multi-composantes. La modélisation vise à décrire le transport des particules neutres et chargées du plasma hors-équilibre créées par la TIA dans un régime d'écoulement, afin de définir les meilleures conditions de fonctionnement de la torche (géométries, puissances et débits) en termes de maximisation de la puissance micro-onde couplée à la puissance thermique transférée au gaz neutre pour le chauffer.

Ce travail a pour objectif de développer un outil de simulation en intégrant les modules de calcul suivants, chacun ayant une tâche spécifique :

1. un module électromagnétique (EM) qui résout les équations de Maxwell et calcule la distribution du champ électromagnétique micro-onde et la puissance absorbée par le plasma.
2. un module hydrodynamique (HD) qui résout les équations de Navier-Stokes et l'équation du bilan énergétique du système gaz/plasma (en présence des ions) et calcule les distributions de masse volumique, de pression, de température et de vitesse d'écoulement.
3. un module plasma (P, en développement) qui résout les équations de transport des électrons, des ions, l'équation d'énergie des électrons, couplées à l'équation de Poisson et calcule les distributions des densités et des flux de particules chargées, l'énergie moyenne des électrons et le champ de charge d'espace.

Le projet porte de plus sur la validation expérimentale des résultats de simulation par des diagnostics résolus spatialement, mesures principalement obtenues par spectroscopie optique d'émission. Le gaz d'étude sera l'hélium, dû à son fort potentiel de transfert thermique (états excités d'énergie élevée) en particulier pour le chauffage de grands volumes. La démarche utilisée consiste alors à intégrer les deux approches, modélisation et expériences afin de caractériser et de comprendre les phénomènes se déroulant dans le plasma. La suite de ce rapport est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre présente les principales caractéristiques des torches à plasma et plus particulièrement les torches à plasma micro-onde. Une bibliographie sur la TIA y est en particulier fournie. Ce chapitre donne les méthodes de simulation ainsi que les principaux codes plasmas existants.

Le second chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé pour générer le plasma. Il présente les méthodes spectroscopiques pour déterminer les valeurs de la température du plasma et la densité électronique. Les résultats expérimentaux montrant l'influence du débit et des puissances injectées sont montrés et analysés.

Le troisième chapitre est consacré à la description des modèles numériques mis en place pour décrire la TIA, notamment la formulation utilisée pour sa description hydrodynamique.

Le quatrième chapitre porte sur les résultats de ces modèles et essaie d'apporter des pistes de discussion sur leur validité, leur apport au sujet présenté et les travaux futurs à envisager.

Enfin, à la fin de ce rapport sont rappelés sous forme de conclusion, les principaux résultats obtenus dans ce travail.



# Chapitre 1

## Étude bibliographique

Généralement produit par des champs électriques, les plasmas peuvent fonctionner à basse ou à haute pression. Le champ électrique accélère principalement les électrons qui vont apporter leur énergie aux particules lourdes par collisions [1].

A haute pression, la température du gaz augmente avec les collisions élastiques électron-neutre, de nouvelles cinétiques réactionnelles et des phénomènes de contraction et filamentation apparaissent. Ces deux phénomènes sont respectivement dus au chauffage non homogène de la décharge dans la direction radiale et à l'effet de peau. Quand la conductivité thermique du gaz est faible, le transport de chaleur diminue radialement, d'où l'apparition d'un gradient radial de température. Le chauffage est alors non homogène. Ce gradient de température ne suffit toutefois pas à la contraction de la décharge, un gradient de densité électronique est nécessaire [12].

Contrairement à la basse pression qui nécessite des équipements de vide, les plasmas à haute pression s'en dispensent ce qui les rend attractifs d'un point de vue économique. Pour plus d'informations sur ces plasmas, un article de revue de C. Tendero [13] présente les différents types de plasma obtenus à la pression atmosphérique.

Ce premier chapitre fournit un état de l'art sur les torches à plasma à la pression atmosphérique et plus particulièrement micro-ondes ainsi que sur les codes plasma existant pour le cas hors-équilibre thermodynamique, type de plasmas qui nous concernent. Dans une première partie, à l'appui de l'article de revue de Claire Tendero [13], je ferai un court descriptif des torches à plasma existantes, notamment les torches à plasmas micro-ondes. Dans une seconde partie je ferai le bilan des connaissances sur la torche à plasma micro-onde de type TIA qui est celle que j'ai utilisée dans ce travail. Dans la troisième partie de ce chapitre, j'aborderai les modèles et codes numériques qui décrivent le comportement de différents plasmas hors-équilibre.

### 1.1 Torches à plasma à la pression atmosphérique- Revue

Les torches à plasma désignent des dispositifs qui produisent des plasmas qui s'étendent à l'air libre et dont la température du gaz varie entre 300K et 15000K.

### 1.1.1 Torches à plasma thermique

Lorsqu'on parle de torches à plasma, on pense souvent aux torches à plasma d'arc utilisées pour le soudage [14], la découpe [15], le dépôt par projection [16], pour le traitement de déchets [17], ou aux torches ICP utilisées en analyse [18, 19], pour la synthèse de silice de haute pureté (fabrication de fibres optiques) ou pour la fabrication de poudres nanométriques [20]. Une application récente concerne la production de nanoparticules [21]. Ces torches produisent des plasmas thermiques.

Dans un plasma thermique, l'énergie des électrons est très proche de celles des ions et des espèces neutres, de sorte qu'il est caractérisé par des températures élevées (8000 - 15000 K) et des densités électroniques de l'ordre de  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  [22].

À l'équilibre thermodynamique local (ETL ou LTE en anglais), la densité des états excités  $k$  est donnée par l'équation de Saha- Boltzmann [23] :

$$n_k^{SB} = \frac{h^3}{(2\pi n_e k_B T_e)^{3/2}} \frac{n_e^2 g_k}{2g_+} \exp\left(\frac{E_k}{k_B T_e}\right) \quad (1.1)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $E_k$  est l'énergie d'ionisation du niveau  $k$ ,  $g_k$  et  $g_+$  sont les poids statistiques respectifs des niveaux  $k$  et fondamental.

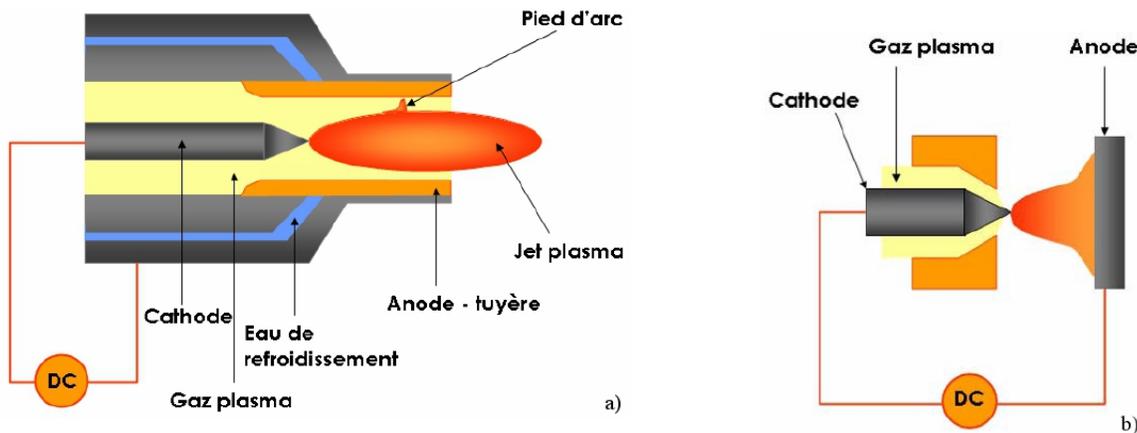


FIGURE 1.1 – Schémas des torches à plasma d'arc [24] : a) arc soufflé, b) arc transféré

**Les torches à plasma d'arc** Les torches à plasma d'arc [25, 26, 27], présentées à la figure 1.1, fonctionnent à courant continu, soit en arc soufflé (1.1a)) ou en arc transféré (1.1b)) et comportent trois éléments :

- une cathode où sont générés les électrons,
- une anode qui sert de tuyère dans le cas d'un arc soufflé ou qui est le matériau à traiter dans celui de l'arc transféré,
- un système d'injection du gaz plasmagène.

L'arc se forme entre les deux électrodes et ionise le gaz plasmagène. Les températures en arc soufflé varient entre 7000 et 14000K, celles en arc transféré sont généralement plus élevées de quelques milliers de degrés.

Ces torches sont très implantées dans l'industrie [28, 29].

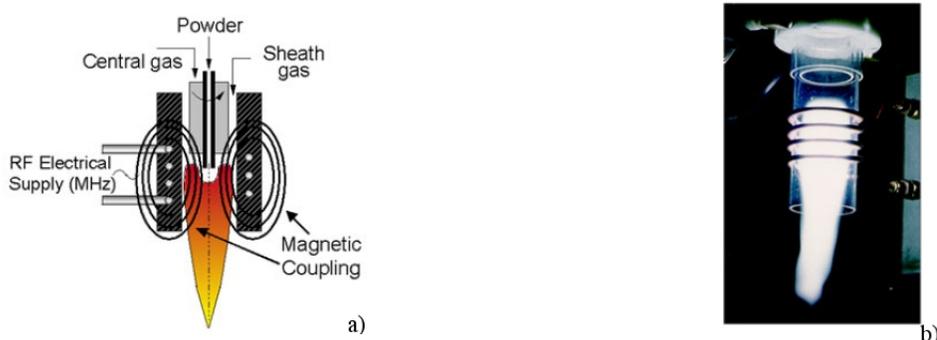


FIGURE 1.2 – Schéma et photo des torches ICP [24]

**Les torches ICP** Dans les torches ICP (pour Inductively Coupled Plasma) [25, 26, 27], présentées à la figure 1.2, le plasma, initié et maintenu par un enroulement hélicoïdal alimenté en radiofréquence, est confiné dans un tube céramique (quartz, nitrure de silicium) refroidi à l'air ou à l'eau. Le courant qui circule dans la spirale RF induit un champ magnétique variable au cours du temps dans la région du plasma. Le champ électrique circulaire résultant accélère les électrons et entretient ainsi le plasma. La fréquence du plasma généré est supérieure à 1 MHz, ce qui implique que les électrons suivent les oscillations du champ électrique : ni les électrons, ni les ions ne peuvent atteindre les parois de la torche. Cette absence de contact entre le plasma et les parois réduit les pollutions éventuelles du système.

Les températures du plasma sont comprises entre 6000 et 10000K.

Ces torches sont également bien développées [30, 31]

### 1.1.2 Torches à plasma hors-équilibre thermodynamique

Pour des plasmas hors LTE, des déviations à l'équation 1.1 sont constatées. Ces déviations peuvent avoir plusieurs origines comme les phénomènes de radiation (niveau d'excitation de basse énergie) et de diffusion (forts gradients présents dans le plasma). En dessous d'une certaine valeur de la densité électronique  $n_e$ , les niveaux les plus bas en énergie sont surpeuplés par rapport à ce que donnerait la loi d'équilibre de Saha-Boltzmann. Quand  $n_e$  est faible, la fréquence de collision élastique entre les électrons et les particules lourdes est insuffisante pour équilibrer l'énergie de tous les types de particules. L'écart à l'équilibre se traduit alors par une différence entre la température électronique  $T_e$  et la température des lourds  $T_g$ . Alors que  $T_e$  peut suffire pour caractériser un plasma thermique, il faut connaître  $T_g$  pour les plasmas hors-équilibre.

Je présente maintenant des torches plasmas hors-équilibre qui intéressent les industriels travaillant sur les traitements de surfaces, l'environnement ou plus récemment le domaine médical

[13, 32]. 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.

**Le jet plasma à pression atmosphérique (APPJ)** L'APPJ [33], représenté à la figure 1.3, se compose de deux électrodes concentriques à travers lesquelles circule le gaz plasmagène. On applique une puissance RF à l'électrode interne pour créer le plasma entre les deux électrodes. Travaillant à faible puissance, l'APPJ permet d'obtenir un plasma stable en évitant la transition vers l'arc. Il existe une version rectangulaire [34].

Ces sources sont notamment commercialisées par la société Surfx technologies [35].

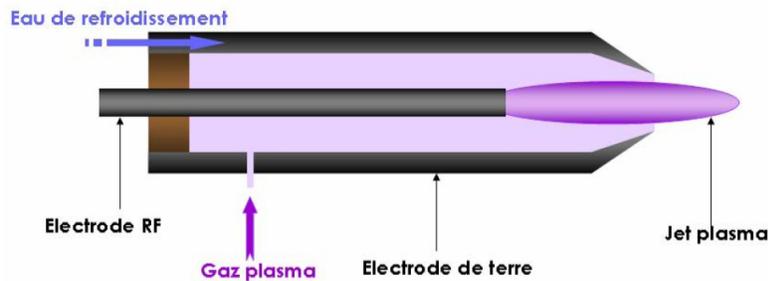


FIGURE 1.3 – Schéma du jet plasma à pression atmosphérique [24]

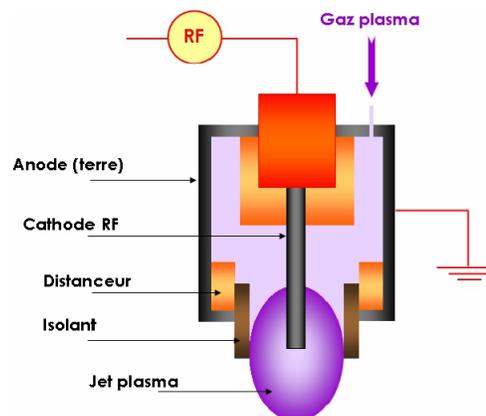


FIGURE 1.4 – Schéma de la torche à plasma froid [24]

**La torche à plasma froid** La torche à plasma froid [36], donnée à la figure 1.4 est proche de de la structure APPJ. L'électrode RF est une aiguille en acier inoxydable. Un tube de quartz est inséré entre la cathode et l'anode pour assurer la stabilité du plasma et son homogénéité. Le gaz plasmagène circule entre la cathode et le tube diélectrique.

**Le stylo RF et la torche barrière** Présentés aux figures 1.5a) et 1.5b), le stylo RF [37] et la torche barrière [38] sont semblables à la torche à plasma froid.

Pour le stylo RF, le gaz plasmagène circule à l'intérieur de l'électrode creuse RF, insérée dans un tube en quartz. Le plasma va s'y créer et la vitesse du gaz est suffisamment élevée pour que le jet de plasma en sorte.

Dans le cas de la torche barrière, un tube de quartz est inséré dans l'électrode creuse RF. Le gaz plasmagène est injecté à l'intérieur du tube diélectrique. La couche diélectrique stabilise la décharge et limite l'échauffement de l'électrode. La décharge reste stable dans le cas d'un banc de neuf torches barrières en série. Une plus grande surface peut alors être traitée.

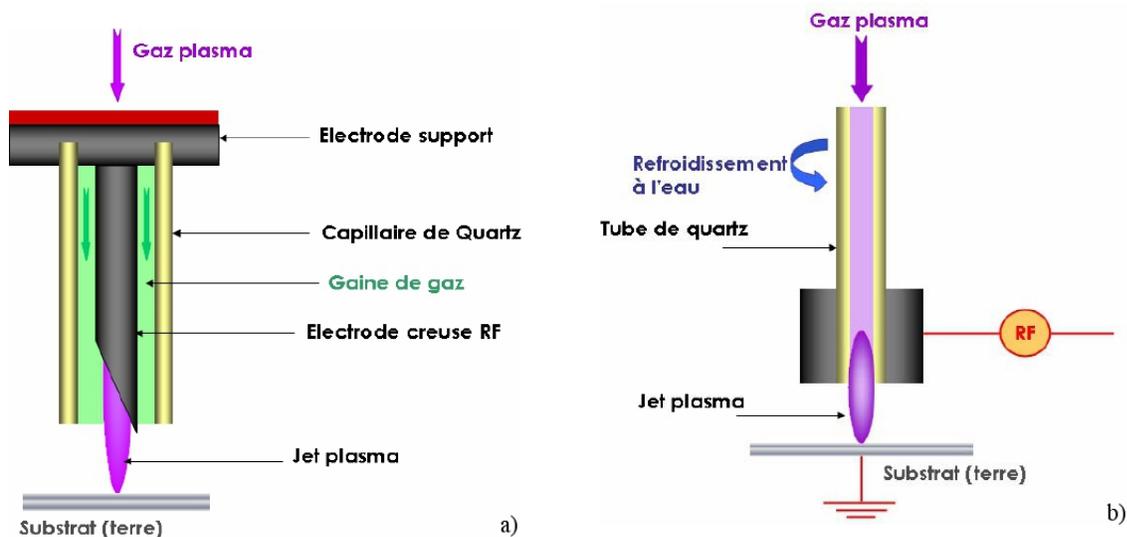


FIGURE 1.5 – Schémas [24] (a) du Stylo RF et (b) de la Torche barrière

### 1.1.3 Torche à plasma micro-onde

Regardons plus précisément le cas qui nous intéresse, à savoir la torche à plasma micro-onde. 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. Ils ont un large domaine de conditions opérationnelles :

- le domaine de puissance peut varier de quelques watts à plusieurs centaines de kilowatts,
- la pression peut évoluer en dessous de  $10^{-2}$  Pa jusqu'à plusieurs fois la pression atmosphérique,
- différents gaz (nobles et moléculaires) peuvent être utilisés.

Ils génèrent des plasmas dont les caractéristiques ( $n_e$ ,  $T_e$ ,  $T_g$ ) sont variées [12]. De plus, leur intérêt majeur est l'absence d'électrodes qui peuvent être des sources de pollution dans d'autres types de plasma (décharges continue et radio-fréquence). Utiliser des fréquences élevées permet

d'obtenir des densités électroniques, ioniques et d'espèces excitées élevées [39]. 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.

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).

**Les 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. Le plasma est créé au niveau de la buse. C'est le cas de notre torche, la TIA [4] dont on donne un schéma à la figure 1.6a). On développera le dispositif au chapitre 2. Une étude bibliographique plus précise sur la TIA est donnée à la section 1.2. 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. 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 [4]. D'un autre côté, l'introduction d'une composante azimutale de la vitesse réduit les instabilités hydrodynamiques et stabilise le plasma [40]. Un gainage du plasma peut aussi être obtenu grâce à l'injection d'un gaz en périphérie, son rôle étant de prévenir les interactions entre le plasma et l'air environnant [24].

Une autre configuration utilisant le même principe de transition guide-coaxial est la torche-tige [44] avec cette fois une injection coaxiale.

Des développements ont été réalisés pour mieux correspondre aux applications envisagées [45, 46] ou pour simplifier le design de ce type de torche jugé parfois trop complexe et coûteux à réaliser. La conception de la TIA sur guide d'onde (TIAGO) de Moisan et al. [47] va dans ce sens. Compacte, elle consiste à fixer une tuyère dans un guide d'onde. Un rayonnement électromagnétique peut émettre entre le guide et la buse, ce qui a conduit Jasinski et al [42] à disposer une grille métallique autour de la buse. Ce système se nomme décharge par torche micro-onde (MTD)(voir figure 1.6c)).

Une autre conception très simple, développée par Wylie et al [41, 48] est le jet plasma micro-onde (MPJ)(voir figure 1.6b)). Il est composé d'une tuyère placée dans une cavité résonnante, là où le champ électromagnétique est maximum.

Kanazawa et al [43] ont remplacé la buse conique de la TIAGO par une pointe en acier placée dans une ouverture circulaire perpendiculaire au guide d'ondes (voir figure 1.6d)). Ils ont ainsi créé un jet micro-plasma de quelques centaines de micromètres de diamètre.

**Les torches semi-métalliques** Leur conception ressemble à celle des torches métalliques. La principale différence vient du mode de propagation des ondes électromagnétiques, les torches semi-métalliques n'ayant pas de ligne coaxiale. Dans celles-ci, le gaz plasmagène circule dans

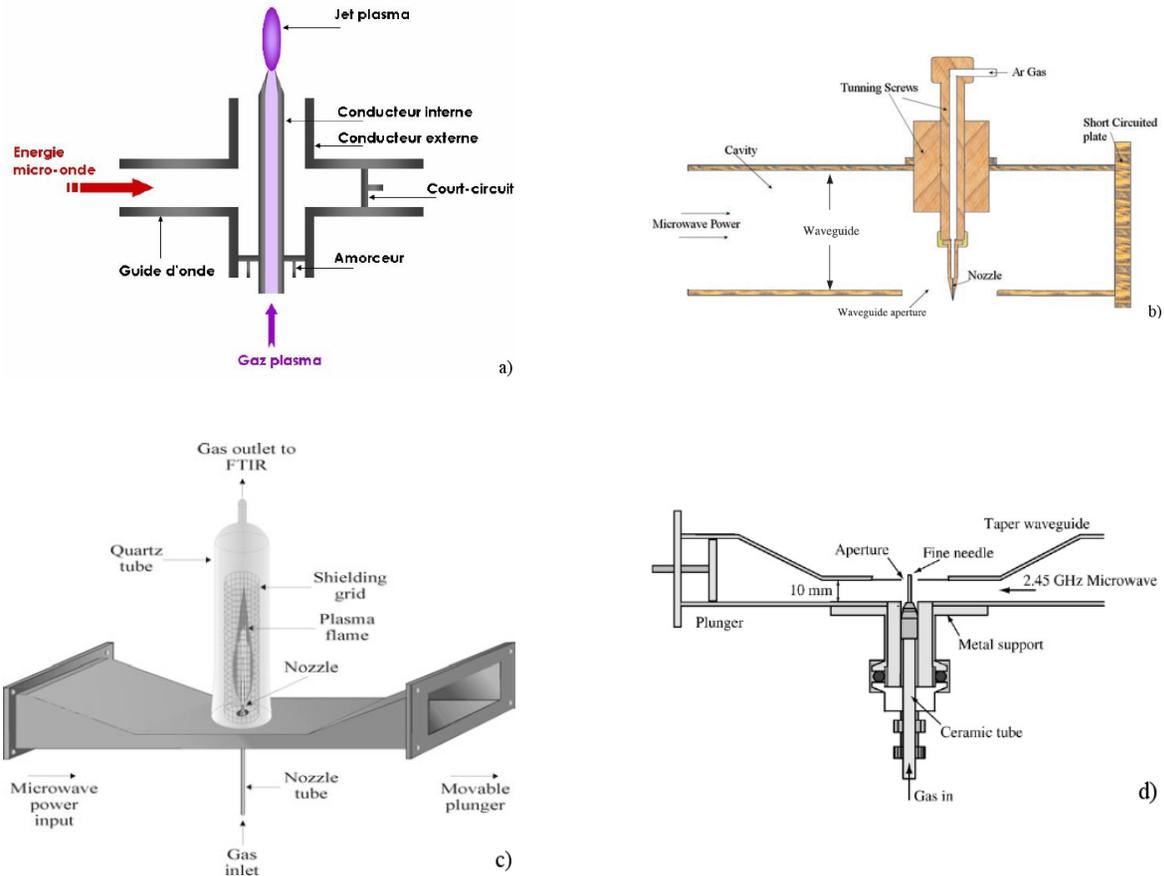


FIGURE 1.6 – Schémas de torches métalliques : (a) Torche à Injection Axiale [24]; (b) Jet Plasma Micro-onde [41]; (c) Décharge par Torche Micro-onde [42] et (d) Jet Microplasma [43]

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 [49]. Cette onde est une onde de surface qui est un mode propre du plasma dont le champ est maximum à l'interface plasma-tube.

La torche plasma micro-onde (MPT) a été développée par Jin et al [50] pour la spectroscopie d'émission optique, comme alternative aux torches ICPs, présentées à la section 1.1.1.

Le surfatron [51] et le surfaguide [52] sont deux modèles d'applicateur d'ondes et 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. Ces dispositifs sont montrés à la figure 1.7

Hong et al [53, 54] ont enrichi ce dispositif de trois torches à plasma en ligne. Les plasmas de chaque torche sont amorcés par des sortes de "bougies" en tungstène, disposées au dessus du guide d'onde.

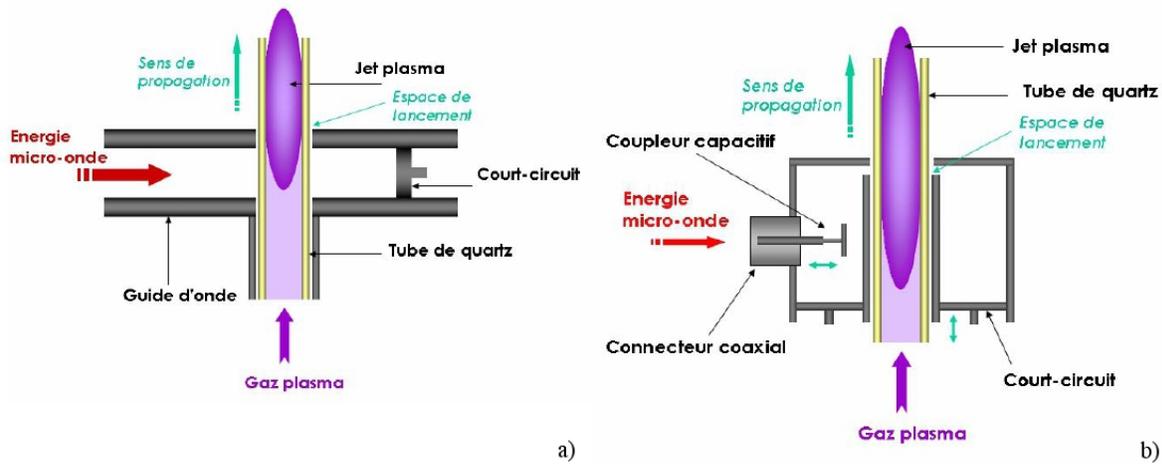


FIGURE 1.7 – Schémas des torches plasma micro-onde avec pour applicateur d'onde [24] : (a) guide surfaguide ; (b) guide surfatron

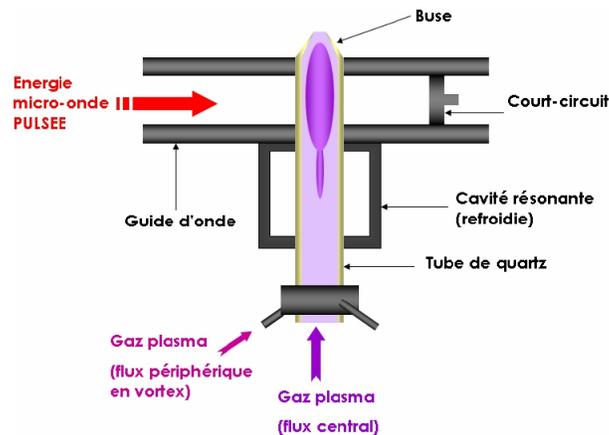


FIGURE 1.8 – Schéma de la torche plasma pulsée [24]

Baeva et al [55, 56] ont conçu une torche plasma pulsée avec une cavité résonnante (figure 1.8). Elle dispose d'une injection périphérique du gaz en vortex, ce qui permet de stabiliser la décharge et de limiter l'échauffement du diélectrique. Alimentée en régime impulsionnel, elle permet l'injection de grandes énergies sans chauffer le système.

#### 1.1.4 Tableau récapitulatif

Les tableaux 1.1 et 1.2 fournissent les principales caractéristiques des torches à plasma à la pression atmosphérique.

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif sur les torches à plasma DC et RF

	Torche plasma d'arc [26]	ICP [26]	APPJ [33]	TPF [36]	Cathode creuse [37, 38]
Excitation	DC	RF	RF	RF	RF
Propriétés	$T_e = T_i \approx 8000 - 14000K$ $n_e \approx 10^{15} - 10^{20} cm^{-3}$	$T_e = T_i \approx 6000 - 11000K$ $n_e \approx 10^{15} - 10^{20} cm^{-3}$	$T_e \approx 10000 - 20000K$ $T_g < 600K$ $n_e \approx 10^{11} - 10^{12} cm^{-3}$	$T_e \approx 10000 - 20000K$ $T_g < 700K$ $n_e \approx 10^{11} - 10^{12} cm^{-3}$	$T_e \approx 3000 - 11000K$ $T_g < 800K$ $n_e \approx 10^{11} - 10^{12} cm^{-3}$
Fonctionnement	Gaz : Ar/He Débit : 10-150 slm Puissance : 10-100 kW	Gaz : Ar/He Débit : 10-200 slm Puissance : 50-200 kW	Gaz : O <sub>2</sub> /He Débit : 50-90 slm Puissance : ~ 100W	Gaz : Ar Débit < 1 slm Puissance : ~ 100W	Gaz : Ar/He Débit < 2 slm Puissance : ~ 100W
Applications	Soudage [14] Découpe [15] Dépôts [16] Traitement de déchets [17]	Spectroscopie analytique [18, 19] Poudres nanométriques [20] Nanoparticules [21]	Décontamination [57] Gravure [58] Déposition [60]	Gravure [36] Déposition [59]	Traitement de surface [37, 38]

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif sur les torches à plasma micro-onde

	TIA [4]	MTD [42]	MPJ [48]	MPT [50]
Propriétés	$T_e \approx 17000 - 25000K$ $T_g \approx 1500 - 4000K$ $n_e \approx 10^{14} - 10^{15} cm^{-3}$	$T_e \approx 17000 - 20000K$ $T_g \approx 1500 - 4000K$ $n_e \approx 10^{14} - 10^{15} cm^{-3}$	$T_e \approx 12000 - 17000K$ $T_g \approx 5000 - 10000K$ $n_e \approx 10^{16} cm^{-3}$	$T_e \approx 16000 - 18000K$ $T_g \approx 3000 - 3500K$ $n_e \approx 10^{14} - 10^{15} cm^{-3}$
Fonctionnement	Gaz : Ar/He Débit : 2-6 slm Puissance : 100W-2kW	Gaz : N <sub>2</sub> Débit : 1-3 slm Puissance : 100W-400W	Gaz : Ar Débit : 2-7 slm Puissance : 2kW-5kW	Gaz : Ar Débit < 1 slm ~ 100W
Application	Spectroscopie analytique [61] Traitement de surface [62, 63] Traitement de gaz [65, 66]	Traitement de gaz [42, 64]	Traitement des matériaux [41]	Spectroscopie analytique [50]

Les paramètres plasma  $n_e$  et  $T_e$  du jet plasma micro-onde (MPJ) sont similaires à ceux des plasmas thermiques. Ces sources conviennent pour des applications haute température.

Le jet plasma à pression atmosphérique forme un plasma pour lequel  $n_e$  et  $T_e$  sont plus faibles que ceux des plasmas thermiques.

Les torches micro-ondes produisent un plasma avec des caractéristiques  $n_e$  et  $T_e$  qui sont entre celles des plasmas thermiques et celles décrites dans le paragraphe 1.1.2. Le plasma produit par ces torches permet donc de nombreuses applications selon la zone de plasma impliquée : il est possible de l'utiliser pour ses hautes températures ou pour sa réactivité chimique.

De plus, concernant plus particulièrement l'objectif de notre étude, le chauffage de l'hélium dans un ballon dirigeable, la TIA trouve son intérêt dans le choix de l'alimentation, comparée aux torches à plasma d'arcs. Ces dernières nécessitent l'emploi de générateurs haute-tension, plus contraignantes. Les générateurs micro-ondes nous semblent plus adaptés pour notre application.

## 1.2 Torche micro-onde à injection axiale

Depuis sa création, la TIA a donné lieu à de nombreuses études expérimentales qui ont permis de caractériser son plasma et de développer cette source pour des applications spécifiques. Des études de modélisation ont également été menées.

### 1.2.1 Caractérisation du plasma

Des travaux précédents pour caractériser les plasmas créés par la TIA, ont été réalisés, principalement, par une équipe du département de physique de Montréal [4], par une équipe du département de physique appliquée d'Eindhoven au Pays-Bas [51, 67, 68] et par une équipe du département de physique appliquée de Cordoue en Espagne [69, 70, 71, 72]. Ils ont permis de montrer l'aspect hors-équilibre de ces plasmas [73, 74, 75, 6].

Différentes expériences ont été conçues pour déterminer les valeurs des densités et des températures électroniques (respectivement  $n_e$  et  $T_e$ ). On peut citer par exemple des mesures d'intensité absolue de raies atomiques [74, 76], la méthode d'intersection des élargissements Stark des raies  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  et  $H_\gamma$  [77], celle de l'asymétrie de  $H_\beta$  [78], et la diffusion Thomson [5]. Ces paramètres dépendent des conditions opératoires comme la puissance, le débit et la nature du gaz. Une comparaison entre les plasmas d'argon et d'hélium a été effectuée dans [79]. Les valeurs typiques de  $n_e$ ,  $T_e$  et  $T_g$  sont données dans le tableau récapitulatif 1.2. Nous reprendrons notre propre étude de caractérisation du plasma au chapitre 2.

Des mesures radiales de  $n_e$  et de  $T_g$  sont données dans [80, 81] par la méthode d'inversion d'Abel.

### 1.2.2 Applications

La TIA trouve des applications dans des domaines très divers :

1. 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 [61].

2. 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 [24]. Ils ont aussi utilisé la même torche pour développer un nouveau procédé de dépôt de couches minces d'oxyde de silicium [82, 62, 63].

3. 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 [65] et le trichloréthylène [66].

### 1.2.3 Modélisations

Différents groupes se sont intéressés à la modélisation électromagnétique de la TIA. Moisan et al [4] ont décrit le système d'adaptation d'impédance de cette torche par un circuit électrique équivalent et ont montré comment accroître la stabilité de l'accord d'impédance en fonction des conditions opératoires.

Les caractéristiques électromagnétiques de la TIA ont été analysées par l'équipe néerlandaise [83] et par une équipe de l'Institut de Plasma et de Fusion Nucléaire (IPFN) de l'Institut Technique Supérieur (IST) à Lisbonne [84, 85].

Une comparaison entre ces modèles est donnée au tableau 1.3. [84, 85] résolvent une équation d'onde pour la composante magnétique azimutale (c'est à dire une équation similaire à l'équation d'Helmholtz). Dans [83], les composantes axiale et radiale du champ électrique sont résolues de manière couplée, ce qui conduit à une amélioration de la vitesse de convergence de plus d'un facteur 100.

	[83]	[84, 85]
Champs (TM)	$H_\phi, E_r, E_z$	
Géométrie	2D axisymétrique	
Composantes	$H_\phi, E_r, E_z$	$H_\phi$
Grille	Décalée	Centrée
Conditions aux limites	$E_r, E_z$	$H_\phi$
Solveur	Direct	Itératif
Nombre de points	$\sim 10^5$	$\sim 10^4$
Temps de calcul	$\sim 6$ s	$\sim 600$ s

TABLE 1.3 – Comparaison des modèles électromagnétiques entre [83] et [84, 85]

Dans [7], Alves et al. ont ajouté une description hydrodynamique de la torche.

Dans les études électromagnétique et hydrodynamique citées ci-dessus, le plasma est défini par sa forme, sa position et ses dimensions. Les densité et température électroniques sont imposées en accord avec des mesures expérimentales [86, 70, 75]. Nous reprendrons par ailleurs ces études aux chapitres 3 et 4. Notons qu'il manque à la description auto-cohérente de la TIA la partie qui traite le plasma.

Nous verrons dans la prochaine partie de ce chapitre, les principales méthodes ou codes pouvant modéliser ce type de plasma.

## 1.3 Codes Plasma

L'augmentation continue du nombre d'applications des plasmas impose la création d'outils analytiques utilisés pour comprendre et optimiser ces processus. En ce sens, la simulation numérique est indispensable pour l'interprétation des phénomènes très complexes (physiques et chimiques) qui se produisent. En outre, le plasma est l'un des domaines les plus intéressants dans le domaine de la modélisation numérique, car il nécessite une approche multidisciplinaire [87]. En effet, on doit prendre en compte la chimie des plasmas hors-équilibre, les champs de vitesses barycentriques, la température du gaz, les interactions paroi-plasma, le rayonnement, et le champ électromagnétique.

Nous avons limité notre présentation aux bases nécessaires à la résolution des « codes plasmas », typiquement les équations de transport. Nous n'entrerons pas dans les détails pour ce qui concernent les aspects physico-chimiques liés à ce genre de plasma. Disons simplement que l'étude des plasmas à pression atmosphérique nécessite de connaître plusieurs caractéristiques définissant leur « statut ». En effet, la formulation des différents modèles peut se trouver modifiée s'il s'agit d'un plasma ionisant ou recombinant [88]. Les processus à trois corps [89, 90] et les rapports des densités entre ions atomiques et moléculaires [91, 92, 93] doivent également être pris en compte pour décrire correctement le plasma. Ce travail représente un travail conséquent que je n'ai pas concrétisé durant cette thèse. Le développement d'un modèle collisionnel-radiatif, brièvement présenté en annexe 3, est en cours de développement pour commencer à prendre en compte ces problématiques.

### 1.3.1 Méthodes de modélisation

Les modèles destinés à simuler un plasma peuvent être classés, selon la méthode utilisée pour la gestion du transport des espèces chargées, dans les catégories suivantes :

- les modèles cinétiques
- les modèles fluides
- les modèles hybrides

### 1.3.1.1 Modèles cinétiques/ statistiques/ particulières

Les modèles cinétiques donnent des solutions dépendantes du temps et de l'espace de l'équation de Boltzmann [94] :

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f - \frac{e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right)}{m_e} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_c \quad (1.2)$$

$F(t, \vec{r}, \vec{v})$  est la fonction de distribution des électrons,  $\left( \frac{\delta F}{\delta t} \right)_c$  représente les effets des processus collisionnels élastiques (transfert du mouvement) et inélastique (excitation, ionisation, attachement des électrons).

Cette équation est valide pour les plasmas faiblement ionisés, gouvernés par les collisions entre particules chargées et espèces neutres et donne des distributions de vitesse des électrons et des ions. Elle peut être résolue par intégration directe : c'est la méthode la plus précise mais la plus difficile à mettre en place.

On peut résoudre l'équation de Boltzmann indirectement en simulant les trajectoires d'un nombre déterminé de particules. Il s'agit des codes PIC (Particule In Cell).

La méthode PIC [95, 96] consiste à faire évoluer les particules sous l'action des champs électrique et/ou magnétique. Elle détermine les valeurs des champs en tout point. En intégrant les équations de mouvement des particules sous l'action des champs et en absence de collisions, elle détermine leurs trajectoires. En présence de collisions, il faut compléter la méthode PIC avec la méthode MC (pour Monte-Carlo), basée sur les probabilités [97]. Les collisions sont initiées en tirant aléatoirement des nombres compris entre 0 et 1.

La méthode PIC-MCC permet d'établir un bilan statistique des particules et d'obtenir les grandeurs macroscopiques caractérisant le système étudié.

### 1.3.1.2 Modèles fluides

Les codes fluides ont largement été utilisés dans l'étude des plasmas froids [9, 98, 8, 10, 11] pour leur adaptabilité et la rapidité de leurs calculs. Les électrons sont caractérisés par une température  $T_e$ . Les particules lourdes sont supposées être en équilibre thermique avec la température du gaz, très inférieure à la température électronique.

Les modèles fluides résolvent les 3 premiers moments de l'équation de Boltzmann dans le temps et l'espace. Ils décrivent le plasma en fonction des quantités macroscopiques (la densité, la vitesse moyenne, la pression, le flux de chaleur). La température s'obtient par l'équation d'état :  $T = p / k_B N_g$ . La fonction de distribution en énergie des électrons est calculée séparément et couplée au modèle fluide, elle fournit les coefficients de transport des électrons.

Pour obtenir les équations de transport, on intègre sur la vitesse  $v$  l'équation de Boltzmann 1.2, multipliée par une fonction  $A(\vec{r}, \vec{v}, t)$ . Le système d'équations de transport électronique comprend :

1. l'équation de continuité ( $A=1$ ) qui décrit le transport des électrons de densité  $n_e$ , leur

flux  $\vec{\Gamma}_e$  sous l'influence du champ électrique et des collisions :

$$\frac{\delta n_e}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = S \quad (1.3)$$

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

2. l'équation de transfert du mouvement ( $A=m\vec{v}$ ) en négligeant l'inertie des électrons et la fréquence d'ionisation :

$$\vec{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \vec{E}_s - \vec{\nabla} (D_e n_e) \quad (1.4)$$

Elle se résume alors à l'expression du flux électronique  $\vec{\Gamma}_e$  dans laquelle la mobilité  $\mu_e$  traduit la dérive des particules soumises à un champ électrique de charge d'espace  $\vec{E}_s$  que nous verrons plus loin (équation 1.9) et  $D_e$  est le coefficient de diffusion des électrons. La diffusion provient du gradient de densité électronique.

3. l'équation de transfert d'énergie ( $A=\frac{1}{2}m\vec{v}^2$ ) :

$$\frac{\delta(n_e \epsilon_e)}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{ee} - \vec{\Gamma}_e \cdot \vec{E} - \Theta_e n_e \quad (1.5)$$

La variation de la densité d'énergie  $n_e \epsilon_e$  est due au transport de l'énergie dans le plasma  $-\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{ee}$ , au chauffage par le transport de particules se mouvant dans un champ  $\vec{E}$ ,  $\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{E}$  et de la variation de l'énergie d'une espèce par collision avec une autre espèce  $\Theta_e n_e$ . Le flux d'énergie s'écrit de la même façon que le flux de particules avec une mobilité  $\mu_{ee}$  et un coefficient de diffusion  $D_{ee}$  :  $-\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{ee} = -\mu_{ee} n_e \epsilon_{es} - \vec{\nabla} (D_{ee} n_e \epsilon_e)$ .

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 :

$$\frac{\delta n_i}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_i = S \quad (1.6)$$

$$\vec{\Gamma}_i = -\mu_i n_i \vec{E}_s^{eff} - \vec{\nabla} (D_i n_i) \quad (1.7)$$

Dans la dernière équation, le terme d'inertie ne peut plus être négligé. Pour l'écrire sous une forme simplifiée, on introduit un champ électrique effectif avec lequel les ions sont en équilibre :

$$\vec{E}_s^{eff} = -\frac{m_i}{e} \left[ \frac{\delta \vec{v}_i}{\delta t} + (\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i \right] - \frac{m_i S_i}{e n_i} \vec{v}_i + \vec{E}_s \quad (1.8)$$

Enfin, l'équation de Poisson donne le champ de charge d'espace  $\vec{E}_s$  et couple les deux systèmes d'équations :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_s = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (1.9)$$

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).

Le modèle de dérive-diffusion, présent dans de nombreux modèles [99, 100], néglige les termes

non-linéaires et le terme temporel dans l'équation de transfert de mouvement. Cette approximation est justifiée dans les régimes collisionnels et lorsque les variations du champ électrique sont petites durant le temps de collision.

L'hypothèse de quasi-neutralité  $n_e = n_i = n$  simplifie le système d'équations et évite de résoudre l'équation de Poisson. C'est le régime de diffusion ambipolaire [94].

La différence entre la mobilité des ions et des électrons conduit à la séparation de charge et à la création d'un champ électrique de charge d'espace :

$$\vec{E}_a = \frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{\vec{\nabla} n}{n} \quad (1.10)$$

Ce champ influe sur le mouvement des espèces chargées et conduit à leur diffusion ambipolaire : il est tel que les mouvements des particules chargées sont couplés [12] :

$$\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_i = \vec{\Gamma}_a = -\frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_i + \mu_e} \vec{\nabla} n = D_a \vec{\nabla} n \quad (1.11)$$

$D_a$  est appelé coefficient de diffusion ambipolaire.

### 1.3.1.3 Modèles hybrides

Les premiers modèles hybrides adoptaient l'approche fluide pour gérer les électrons de faible énergie et une technique MC pour modéliser les électrons hautement énergétiques capables d'exciter et d'ioniser les particules lourdes [101]. Les techniques MC peuvent aussi être employées pour obtenir les coefficients de transport des espèces du plasma qui sont ensuite utilisés dans un modèle fluide. De même un code Boltzmann peut être utilisé pour traiter les caractéristiques hors équilibre du plasma et être ainsi combiné à un modèle fluide.

Intégrant un aspect cinétique à un modèle fluide, les modèles hybrides peuvent décrire des effets qui ne sont pas pris en compte par les modèles fluides. Les résultats de ces modèles peuvent être similaires à ceux des modèles PIC [102, 103] mais le temps de calcul peut être d'un ordre de grandeur inférieur, ce qui rend cette option intéressante.

HPEM (Hybrid Plasma Equipment Model), développé par Kushner et al. [104] est l'un de ces modèles hybrides. 2D, il résout les densités, les flux et les températures de toutes les espèces (chargées et neutres) et met l'accent sur les sources de plasma à basse pression ( $< 10$ 's Torr) avec des applications dans le plasma de gravure et d'ingénierie de surface. Les résolutions des équations de Maxwell et de Poisson sont incluses.

### 1.3.1.4 Choix d'un modèle

Le nombre de Knudsen  $K_n = \frac{\lambda_e}{D}$ , rapport entre le libre parcours moyen et la dimension caractéristique de l'écoulement, est un paramètre important à connaître pour choisir entre le modèle PIC-MCC et le modèle fluide. En fonction de ce nombre, trois régimes sont à considérer [105, 106] :

1. le régime continu dans lequel le gaz se comporte comme un milieu continu :  $K_n < 0,01$

2. le régime glissant pour lequel le modèle continu commence à ne plus être valable :  $0,01 < K_n < 10$
3. le régime moléculaire dans lequel les collisions sont rares :  $K_n > 10$ .

Alors que les modèles PIC-MCC sont valides pour des nombres de Knudsen inférieur à 10, les limites des modèles fluides sont mises en évidence pour des  $K_n$  supérieur à 0,1. Pour un  $K_n$  petit, le choix entre ces modèles réside dans les temps de calcul : les modèles PIC-MCC ont un coût en temps de calcul qui augmente avec la diminution de  $K_n$ . Les modèles fluides peuvent produire des résultats très similaires aux modèles PIC-MCC, avec un temps de calcul réduit.

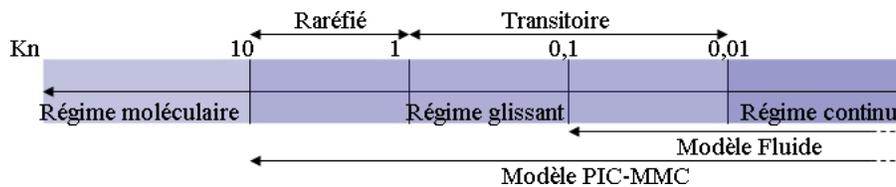


FIGURE 1.9 – Régimes d'écoulement et choix de modèles s'y reportant

Hormis pour les grand nombres de Knudsen, les modèles fluides sont souvent suffisants pour décrire les plasmas. Dans notre cas  $Kn \sim 0,01$  ( $\lambda_e \sim 10\mu m$  et  $D \sim 1mm$ ), le plasma peut donc être décrit par un modèle fluide. La section suivante donne les méthodes de résolution des équations fluides correspondantes.

### 1.3.2 Méthodes de résolution des équations fluides

Je m'intéresse maintenant à la résolution des équations fluides qui sont les plus utilisées pour simuler les plasmas hors-équilibre à la pression atmosphérique. Ces équations sont des équations aux dérivées partielles.

Ces systèmes d'équations différentielles peuvent être résolues par plusieurs méthodes numériques comme la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis [107].

Il s'agit de discrétiser le domaine de calcul et de faire des approximations pour résoudre des équations aux dérivées partielles.

**Méthode des différences finies** La méthode des différences finis consiste à approximer, par développement en série de Taylor, l'opérateur différentiel par un opérateur de différence. Simple à mettre en œuvre pour des géométries simples, elle devient compliquée pour des géométries complexes.

**Méthode des éléments finis** La méthode des éléments finis 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 est utilisée dans les domaines de mécanique du solide et dans les problèmes multiphysiques (ex : COMSOL Multiphysics).

**Méthode des volumes finis** La méthode des volumes finis 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 ; FLUENT en est un exemple.

### 1.3.3 Exemples de codes Plasma existants

Ces dernières années, des codes numériques auto-cohérents sont apparus pour certains régimes de plasmas [87]. Certains codes sont construits de telle manière qu'une (ou des) partie(s) de ceux-ci peut être réutilisée pour des applications différentes de celles pour lesquelles ils ont été développés. Dans les conceptions dites "toolkit" [108, 109], le code est basé de sous-modèles qui peuvent être assemblés pour former un modèle physique auto-cohérent particulier. Dans le cadre de cette bibliographie, j'ai regroupé plusieurs codes « plasma » qui s'intéressent à différentes problématiques comme la physique des décharges, la chimie du plasma ou pour les applications dédiées aux dépôts, ou la physico-chimie du substrat. Ces codes et logiciels sont construits sur la résolution des équations fluides décrites au paragraphe 1.3.1.2. Dans les applications et les intérêts qui ont poussé le développement de ces nouveaux modèles, on peut retrouver :

- transport des espèces présentes dans le plasma
- transport de température
- concentration des différentes espèces
- cinétique chimique
- écoulement par les équations de Navier-Stokes

**PLASMATOR** PLASMATOR [110], développé par Morgan et al. est conçu pour résoudre les équations fluides pour les électrons et les ions avec l'équation de Poisson pour le potentiel électrique, en deux dimensions (symétrie cylindrique) dépendant du temps. En outre, le logiciel calcule un modèle de chauffage par induction (RF) à partir d'une solution moyennée dans le temps des équations de Maxwell en utilisant un solveur de Oak Ridge National Laboratory.

**SIGLO** Développé en collaboration entre GREPHE/Laplace (Boeuf, Pitchford et al.) et Kinema Research (Morgan et al.), SIGLO-2D [111] est un modèle 2-D fluide des décharges lumineuses dans des géométries cylindriques. Il peut être utilisé pour la simulation de plasmas RF, DC ou des décharges lumineuses transitoires dans des conditions typiques de traitement

par plasma ou d'autres applications des plasmas à basse température. L'utilisateur entre de façon interactive la configuration des électrodes, diélectriques et parois du réacteur.

**PLASIMO** Développé par van der Mullen et al, PLASIMO [112, 108] est basé sur la méthode des volumes finis et résout les équations de conservation de la masse, du mouvement et de l'énergie dans un domaine de calcul. Il est mis en place de telle manière que des plasmas à plusieurs composants très variés, dans une large gamme de pression ( $10$  à  $10^6$  Pa), de non-LTE à LTE, et avec des principes de couplage énergétique différents, peuvent être simulés numériquement.

**CFD-ACE+** CFD-ACE + [113] est un outil de conception et d'analyse dans de nombreux domaines de la physique et de la chimie (aérodynamique, microfluide, semiconducteurs). CFD-ACE + simule le comportement des plasmas pour des conditions expérimentales variées. Ces conditions vont de la basse pression à la haute pression, des plasmas hors-équilibre nécessitant un code Boltzmann aux plasmas en équilibre.

**COMSOL Multiphysics<sup>®</sup>** Le logiciel COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> [114] est un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Il dispose d'une base de données d'équations permettant de modéliser différents phénomènes physiques, comme l'électromagnétisme, l'écoulement des fluides, la structure des matériaux et à partir de la version 4.0 (apparu sur la fin de ma thèse), les plasmas. Le module Plasma peut simuler les phénomènes de décharge hors-équilibre et de plasma basse température.

Nous avons vu que le plasma était un milieu complexe dans lequel de nombreux phénomènes se produisent. Sa compréhension nécessite la prise en compte d'un grand nombre de paramètres qu'un code extérieur (créé pour une autre source place, une autre application) n'a pas forcément considéré. Développer son propre code plasma permet de contrôler les paramètres qu'on introduit et de connaître son fonctionnement. Le LPGP possède une bonne expertise dans la modélisation, en particulier dans le développement de modèles fluides et collabore depuis longtemps sur ce thème avec Luis Alves de l'IPFN de l'IST de Lisbonne, qui travaille actuellement sur la modélisation de torches à plasma à la pression atmosphérique.

### 1.3.4 Données

Modéliser un plasma nécessite la connaissance des paramètres de transport du gaz plasma-gène étudié. Les modèles fluides utilisent des paramètres de transport obtenus à partir d'un modèle cinétique ou à partir de résultats expérimentaux [115, 116, 117].

#### 1.3.4.1 Sections efficaces

Dans les plasmas, les collisions entre les espèces peuvent être quantifiées en utilisant le concept de sections efficaces [1], qui sont généralement fonctions de la différence de vitesse thermique entre les espèces. Calculer les propriétés de transport d'un plasma, telles que les

conductivités thermique et électrique, le transfert de chaleur, et les coefficients de diffusion, implique généralement le calcul de la fréquence de collision entre les paires de particules.

LXCat (prononcé "elec scat" pour ELECTron SCATtering) est un site [118] en accès libre pour la collecte, l'affichage, et le téléchargement des sections efficaces de collisions électrons-neutres et des paramètres de transport requis pour la modélisation des plasmas basse température. Les fonctions de distribution d'énergie électronique dans les plasmas basse température sont en général non-maxwelliennes, LXCat fournit une option pour exécuter un code Boltzmann et calculer la EEDF dans des champs électriques homogènes .

#### 1.3.4.2 Codes Boltzmann

L'équation de Boltzmann est souvent résolue afin de déterminer les coefficients de transport et les taux de réaction utilisés dans les simulations fluides. BOLSIG+ [99, 119] est l'un des codes Boltzmann. Le solveur est suffisamment général pour simuler des conditions différentes de décharge. Les entrées incluent :

- le champ électrique réduit,
- le degré d'ionisation,
- le mélange de gaz,
- la fréquence du champ appliqué.

Plusieurs hypothèses sont faites pour rendre la solution de l'équation de Boltzmann rapide et auto-consistante :

- le champ électrique et les probabilités de collision sont supposées être spatialement uniformes,
- la fonction de distribution est approchée par un polynôme de Legendre à deux termes,
- un modèle de croissance exponentielle est utilisé pour modéliser les changements dans la densité du nombre d'électrons dus à l'ionisation ou à l'attachement.

Les coefficients de transport et les taux de réaction calculés dans le code Boltzmann sont ensuite utilisés dans les modèles fluides. Ils sont directement exploitables dans les codes SIGLO et COMSOL.

ELENDIF [120, 121] est également un code Boltzmann. PLASMATOR peut l'utiliser comme sous-routine.

D'autres codes Boltzmann existent naturellement et les codes décrits précédemment peuvent utiliser leurs fichiers de données concernant les coefficients de transport et les taux de réaction.

### 1.3.5 Tableau récapitulatif

Le tableau 3 résume les principales caractéristiques des codes plasma présentés à la section 1.3.3.

Les codes Plasma ont pour objectifs de modéliser les plasmas que les laboratoires ou les industries utilisaient couramment afin de comprendre les phénomènes s'y déroulant et d'optimiser les procédés les utilisant.

TABLE 1.4 – Tableau récapitulatif sur les codes plasma

	COMSOL [114]	ACE+ [113]	PLASIMO [108]	SIGLO [111]	PLASMATOR [122]
Géométrie	Dimension	1D, 2D, 3D	2D	2D(1D rf)	2D
	Coordonnées	cartésien cylindrique	cartésien cylindrique sphérique	cylindrique	cylindrique
Caractéristiques	Résolution	Volumes finis	Volumes finis	Différences finies	Différences finies
	Temps	transitoire stationnaire	transitoire stationnaire	transitoire stationnaire	transitoire stationnaire
	Fréquences	DC, RF, $\mu O$	DC, RF, $\mu O$	DC, RF, $\mu O$	DC (RF)
	Thermique (T) Hors-équilibre (HE)	T, HE	T, HE	T, HE	HE
	Champ magnétique	Avec	Avec	Avec	Sans
	Poisson	Avec	Avec	Avec	Avec
	Rayonnement	Avec	Avec	Avec	Sans
	Écoulement	Avec	Avec	Avec	Sans
	Turbulence	Avec	Avec	Avec	Sans
	Code Boltzmann utilisé	BOLSIG+ [119]	-	-	BOLSIG+ [119]
Applications	Applications biomédicales [125, 126] Semiconducteurs [131]	ICP [123] Contrôle de pollution [132] Traitement de matériaux [135]	ICP [124] Lampes [127, 128] Fibre optique [133]	microdécharge Plasma poussiéreux [134]	ICP [130]

L'un des avantages des codes commerciaux, comme COMSOL Multiphysics ou ACE+, est le fait qu'ils regroupent de larges domaines de la physique et permettent de coupler ces différentes physiques de manière simple. Notons la volonté de PLASIMO, logiciel non commercial, de réaliser un outil de simulation comprenant un grand nombre de sources plasma et leur interaction avec des domaines de la physique voisins. Ces trois codes sont d'ailleurs parmi les cités, ceux qui ont des modules électromagnétique et hydrodynamique complémentaires.

Nous avons choisi COMSOL Multiphysics avant qu'il ne commercialise le module Plasma pour pouvoir modéliser les caractéristiques électromagnétique et hydrodynamique de la torche. Compte-tenu des avancées du logiciel, il semble envisageable de développer un modèle plasma avec COMSOL. Une autre solution est de continuer la collaboration forte du LPGP avec L.L. Alves et al. de Lisbonne sur le développement d'un code Plasma propre et d'utiliser leurs codes électromagnétique et hydrodynamique pour assurer le couplage de ces modules. Enfin, la réalisation des deux approches permettrait de comparer les deux. Cette comparaison est commencée pour le module hydrodynamique et est donnée au chapitre 4.

## 1.4 Conclusions du chapitre

Les torches à plasma à la pression atmosphérique sont des dispositifs permettant de créer des milieux plasma très différents (haute température ou température ambiante, à l'équilibre ou hors-équilibre). Dans ce chapitre, j'ai parcouru un certain nombre de ces torches et mis l'accent sur celle qui est l'objet de ma thèse, la TIA pour laquelle j'ai présenté un état de l'art des travaux effectués précédemment.

Nous avons vu, que de part ses propriétés, elle pouvait être utilisée pour sa réactivité chimique et pour ses hautes températures. Les plasmas créés par la TIA sont hors-équilibre et ont pour caractéristiques des densités électroniques et des températures du gaz élevées. Le travail présenté dans ce rapport cherche à caractériser le plasma créé par la TIA, avec des flux d'argon et d'hélium et de comprendre les phénomènes s'y déroulant. Il s'inscrit dans la compréhension des torches à plasma micro-onde.

L'objectif de cette étude est de modéliser la TIA dans sa globalité et de mener une étude des distributions du champ électrique, des vitesses et des températures du gaz et, à l'avenir, des paramètres caractéristiques du plasma (température et densité). J'ai donc également rappelé, dans ce chapitre de bibliographie, les méthodes généralement utilisées pour modéliser les plasmas. J'ai consacré une partie à la présentation des codes numériques développés et employés pour la modélisation des plasmas hors-équilibre.

Mon travail de thèse porte sur les deux approches : expériences et modélisation. La modélisation de la TIA nécessite de considérer les aspects électromagnétique (champ haute fréquence) et hydrodynamique (débit du gaz plasmagène) que nous préciserons aux chapitres 3 et 4.

Le chapitre suivant décrit le dispositif expérimental et les méthodes utilisées pour déterminer la température du gaz et la densité électronique. Les résultats de ces mesures sont donnés dans

la dernière partie du chapitre et permettrons premièrement de connaître les paramètres d'entrée des modèles et deuxièmement de valider les résultats de simulation.

## Chapitre 2

# Méthodes et résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, je présenterai l'étude expérimentale faite pour les plasmas produits par la torche à injection axiale (TIA) à la pression atmosphérique. Je commencerai par présenter les dispositifs expérimentaux utilisés pour créer et caractériser ce plasma. La spectroscopie d'émission optique est utilisée pour déduire la température du gaz et la densité électronique. Il est important de connaître ces grandeurs afin de cerner le domaine de fonctionnement, les modèles à utiliser et les paramètres d'entrée physiquement correcte. Dans ce chapitre je présenterai les différents résultats expérimentaux (longueur, densité électronique, température du gaz) que j'analyserai, en particulier pour l'hélium qui nous intéresse plus particulièrement.

### 2.1 Description de la torche à injection axiale

Le principe de fonctionnement de la torche à injection axiale (TIA) est de concentrer l'énergie micro-onde dans une section de guide d'onde coaxial pour avoir un maximum de densité de particules chargées à la sortie de la buse. La figure 2.1 présente un schéma global du dispositif expérimental et la figure 2.2 montre un schéma plus précis de la TIA et de son fonctionnement (zone entourée de la figure 2.1).

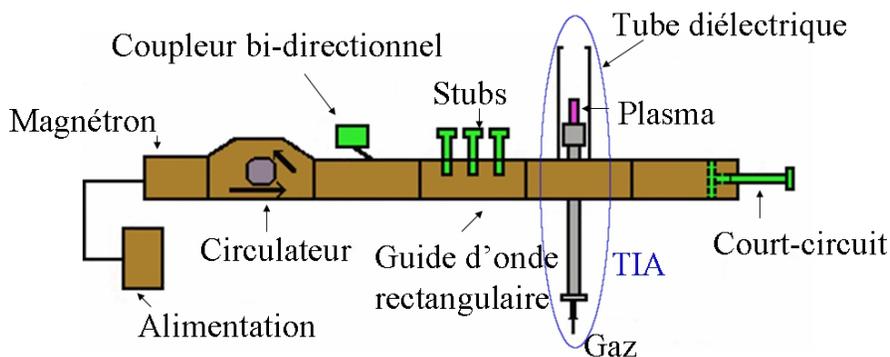


FIGURE 2.1 – Schéma du montage expérimental utilisé pour créer le plasma

Les micro-ondes (2,45 GHz) sont produites par un magnétron (puissance  $P_G$  de 300 W

à 1500 W) qui est protégé des réflexions électromagnétiques par un circulateur équipé d'une charge, avec circuit d'eau. En effet une partie de l'énergie transportée par l'onde électromagnétique n'est pas dissipée à la sortie de la TIA et est réfléchie vers le magnétron. La charge du circulateur permet d'absorber la puissance réfléchie  $P_{ref}$  et d'éviter ainsi l'endommagement du magnétron. La puissance du magnétron est contrôlée par un coupleur bi-directionnel qui mesure les puissances incidente  $P_{inc}$  et réfléchie  $P_{ref}$  en déviant une faible partie de ces puissances vers un détecteur relié à un wattmètre. Il existe une bonne correspondance entre  $P_G$ , puissance lue sur le générateur et  $P_{inc}$ , puissance lue sur le wattmètre.

Les micro-ondes sont alors guidées par l'intermédiaire d'un circuit fermé de guides rectangulaires. Les guides sélectionnent les modes des ondes qui se propagent et limitent ainsi les pertes d'énergie dues à l'excitation des modes parasites. Le guide d'ondes rectangulaire est un guide standard WR340 dont les dimensions de la section sont  $43 \times 86$  mm. Ces dimensions ont été calculées pour que l'onde électromagnétique se propage à l'intérieur du guide avec le mode dominant  $TE_{10}$ , dans lequel la composante électrique du champ est toujours perpendiculaire à la direction de la propagation des ondes.

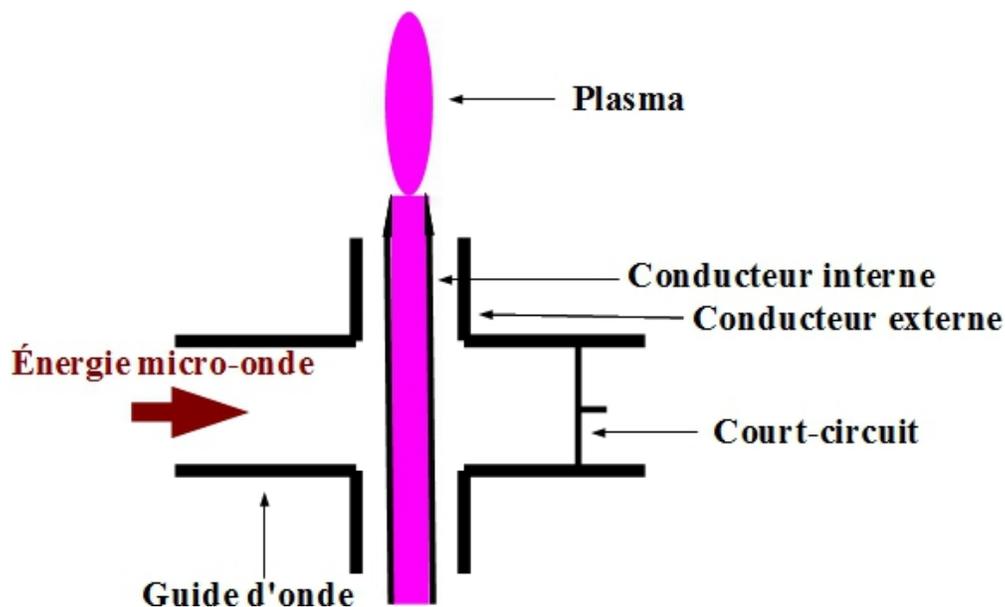


FIGURE 2.2 – Schéma de la TIA

Le court-circuit permet d'optimiser la transition entre le mode  $TE_{10}$  des guides d'onde et le mode coaxial  $TEM$  dans la TIA et de réduire la puissance réfléchie. Le court-circuit permet de changer le trajet des ondes électromagnétiques à l'intérieur du guide rectangulaire et donc de positionner un maximum de champ électrique au niveau de la TIA. Lorsque la longueur du trajet de l'onde entre la TIA et le court-circuit est un multiple de la moitié de la longueur d'onde, une onde stationnaire est créée dans le guide d'onde. Dans notre cas la longueur de propagation de l'onde est  $\lambda_g = 174.4$  mm [136].

L'onde électromagnétique se propage ensuite le long du guide coaxial vers la buse où elle est employée pour la génération et l'entretien du plasma. L'amorçage du plasma se fait à l'aide

d'une tige conductrice qui joue le rôle d'antenne et qui limite la zone d'amorçage, permettant un champ de claquage plus faible.

Des stubs sont insérés dans le guide d'onde rectangulaire pour adapter son impédance et ainsi faciliter le couplage Onde/Plasma du système. L'optimisation de ce couplage, en fonction de la puissance microonde et du débit injecté, est étudiée à la section 2.2.1 de ce manuscrit.

Le gaz plasmagène, prélevé dans une bouteille sous pression, est injecté dans le conducteur interne du coaxial (qui est la torche dans notre cas) et ressort par la buse. Dans nos expériences, nous avons utilisé des torches de diamètres différents (2 et 0,5 mm) en vue de les comparer. Pour mesurer et réguler leurs débits, on utilise des débitmètres massiques Bronkhorst El Flow. On peut alors déterminer la vitesse d'écoulement du gaz, à la pression atmosphérique, à partir de ce débit :

$$v(m.s^{-1}) = \frac{Q(L.min^{-1}) \times \frac{10^{-3}}{60}}{\pi \times R(m)^2} \quad (2.1)$$

avec Q le débit du gaz, v la vitesse moyenne du gaz et R le rayon de la torche. Pour un même débit, la vitesse du gaz, à la sortie de la buse, dans la torche de 0,5 mm de diamètre est donc 16 fois plus importante que dans celle de 2 mm de diamètre. Le tableau 2.1 montre comme exemples la correspondance entre débit et vitesse moyenne pour des valeurs extrêmes du débit (0,5 L.min<sup>-1</sup> et 10 L.min<sup>-1</sup>)

Débit L.min <sup>-1</sup>	Vitesse $\phi = 2mm$ m.s <sup>-1</sup>	Vitesse $\phi = 0.5mm$ m.s <sup>-1</sup>
0.5	3	42
10	53	850

TABLE 2.1 – Exemples de correspondance entre débits et vitesses moyennes en sortie de buse pour deux débits (0,5 L.min<sup>-1</sup> et 10 L.min<sup>-1</sup>) et pour deux diamètres de la torche (2 mm et 0,5 mm)

Si l'hélium est le gaz applicatif du projet, son énergie d'ionisation importante ( $\sim 24.6eV$ ) ne favorise pas l'amorçage du plasma. Des premiers essais ont donc été réalisés dans l'argon qui est un gaz de référence pour ce type de dispositif. L'utilisation de l'argon présente en effet de nombreux avantages. Bien connu dans les études de spectroscopie et de cinétique, et décrit dans de nombreux modèles [137, 68, 138, 139], l'argon, de par sa faible énergie d'ionisation ( $\sim 15.8 eV$ ), permet d'amorcer facilement un plasma, même en présence d'air environnant dont l'énergie d'ionisation ( $\sim 15.5 eV$ ) est proche de celle de l'argon. Les résultats pour les deux gaz sont donnés dans la partie 2.3.1.2 de ce manuscrit.

Le tube diélectrique est un tube de quartz de 5 cm de diamètre et d'une quarantaine de cm de longueur. Non fermé à son extrémité pour des raisons de stabilité de l'écoulement (on limite ainsi les recirculations), il sert à contrôler néanmoins un minimum le gaz et surtout à obtenir des conditions aux limites définies pour le modèle hydrodynamique (voir le chapitre 3).

## 2.2 Description du plasma

Le plasma est créé à la sortie de la buse, à la pression atmosphérique. Il est formé d'un dard de forte luminosité, avec une densité maximale de particules chargées à la sortie de la buse [44]. La figure 2.4 présente une photo du plasma.

### 2.2.1 Stabilité du plasma et couplage micro-ondes/plasma

Le plasma produit peut être instable. Cela est dû à la difficulté de trouver des conditions favorables pour créer le plasma. Dans la partie 4.1 de ce rapport, la répartition du champ électromagnétique sans plasma est donnée pour montrer la zone électromagnétique favorable à l'ionisation du gaz et au maintien du plasma.

Cette instabilité peut être également due au contact entre le plasma et la buse métallique, ce qui conduit à son érosion progressive en créant des hétérogénéités. Ces hétérogénéités de la buse rendent la recherche de cette zone électromagnétique plus difficile à atteindre.

Pour le plasma d'hélium, un autre problème se pose. Compte-tenu de la difficulté d'amorcer le plasma d'hélium avec le diamètre de 0,5 mm (le plasma s'amorce dans l'air extérieur au flux d'hélium), on a dû trouver une alternative. Dans cette configuration, on amorce le plasma dans l'argon, on ajoute l'hélium et on diminue progressivement l'argon jusqu'à obtenir un plasma d'hélium.

La minimisation de la puissance réfléchie permet d'augmenter l'efficacité du transfert de la puissance microonde vers le plasma. La figure 2.3 montre des diagrammes de couplage pour les quatre configurations traitées, à savoir des études pour l'argon avec différents diamètres de torche (2 mm pour la figure 2.3a) et 0,5 mm pour la figure 2.3b)) et pour l'hélium (figure 2.3c) et 2.3d)).  $P_{inc}$  et  $P_{ref}$  représentent réciproquement les puissances incidente et réfléchie mesurées à l'aide du coupleur bi-directionnel (voir la figure 2.1).  $P_G$  est la puissance lue sur le générateur.

Cette figure donne les conditions optimales de fonctionnement de la torche et la gamme des paramètres opératoires (0,25 à 9 L.min<sup>-1</sup> pour le débit de gaz plasmagène et de 300 à 800 W pour la puissance microonde). On remarque tout d'abord que le rapport  $P_{ref}/P_{inc}$  reste inférieur à 10%, quelle que soit la configuration de la torche. Cela démontre l'avantage des plasmas microondes qui donnent de très bons couplages tout en permettant de faire varier les paramètres de fonctionnement.

A puissance constante, par exemple à 600 W, pour la torche de 2 mm avec de l'hélium comme gaz de travail (voir figure 2.3c)), la gamme de débits pour maintenir le plasma s'étend de 5 L.min<sup>-1</sup> à 9 L.min<sup>-1</sup>. Pour la même configuration, mais à débit constant (par exemple 7 L.min<sup>-1</sup>), les puissances de maintien du plasma varient entre 400 W et 800 W.

Une première comparaison peut être faite au niveau des débits optimaux suivant le gaz plasmagène utilisé. Avec l'hélium, on arrive à stabiliser le plasma à des débits beaucoup plus importants qu'avec l'argon. Cela est probablement dû, que pour un même débit (donc pour une même vitesse à un diamètre de torche donné), le nombre de Reynolds  $R_e$  est bien plus faible

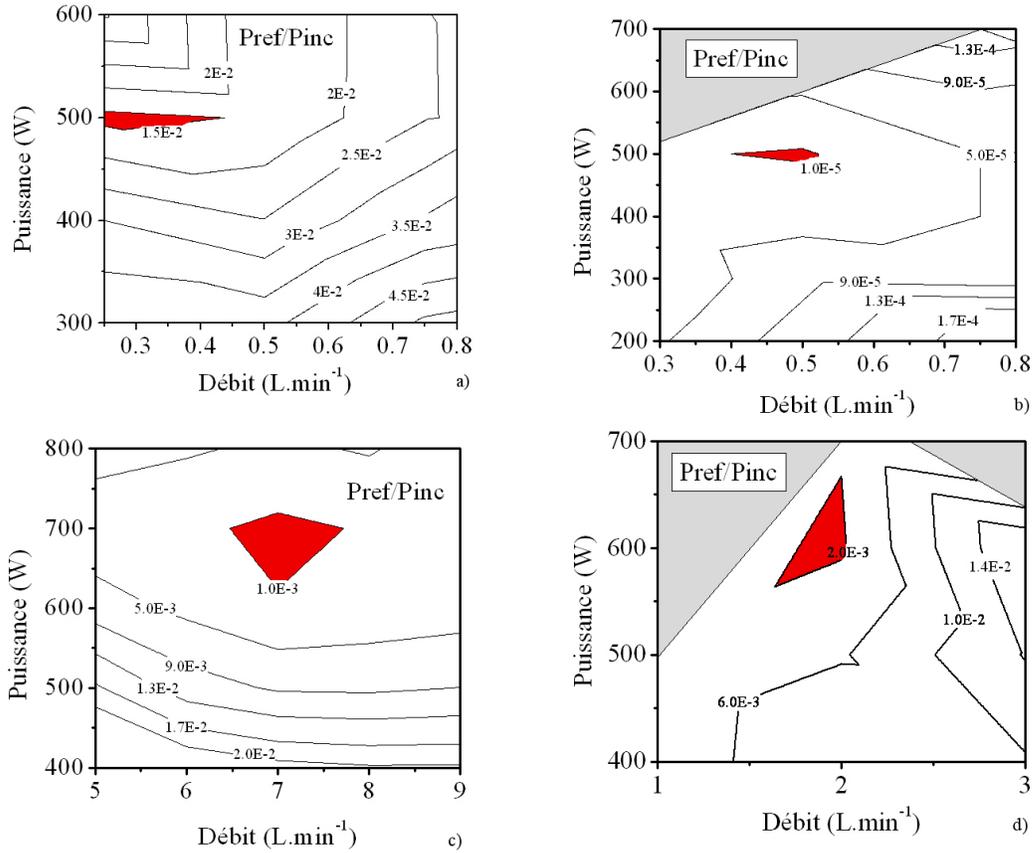


FIGURE 2.3 – Diagramme de couplage pour l'argon avec la torche de 2 mm de diamètre (a) et de 0,5 mm de diamètre (b) ; et pour l'hélium avec la torche de 2 mm de diamètre (c) et de 0,5 mm de diamètre (d).  $P_G$ ,  $P_i$  et  $P_r$  sont réciproquement les puissances du générateur, incidente et réfléchie. Les zones rouges indiquent les conditions pour lesquelles le couplage est meilleur et les zones grises celles pour lesquelles le plasma ne s'allume pas.

dans l'hélium. L'écoulement reste laminaire pour des débits plus importants, la valeur du  $R_e$  de transition entre les régimes laminaire et turbulent pouvant être estimée à 2000.

Les tableaux 2.2 et 2.3 donnent pour exemples des valeurs de  $R_e = \frac{\rho \langle v_i \rangle D}{\mu}$  pour les deux gaz pour différentes vitesses, où  $\rho$  est la densité du gaz,  $\langle v_i \rangle$  est la vitesse du gaz,  $D$  est le diamètre de la buse et  $\mu$  est la viscosité du gaz. Les valeurs de  $\rho$  sont prises pour 300 K et valent  $1,26 \text{ kg.m}^{-3}$  pour l'argon et  $0,16 \text{ kg.m}^{-3}$  pour l'hélium.  $\mu$  est approximativement égal à  $2 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$  pour les deux gaz.

Les puissances optimales restent dans le même ordre de grandeur pour les deux gaz, quelle que soit la configuration (500 W pour l'argon et 600-700 W pour l'hélium).

	Ar	He
$\langle v_i \rangle = 3 \text{ m.s}^{-1}$	340	43
$\langle v_i \rangle = 53 \text{ m.s}^{-1}$	6690	850

TABLE 2.2 – Exemples du nombre  $R_e$  pour la TIA de 2mm de diamètre, pour l'argon et l'hélium pour deux vitesses moyennes ( $3 \text{ m.s}^{-1}$  et  $53 \text{ m.s}^{-1}$ )

	Ar	He
$\langle v_i \rangle = 42 \text{ m.s}^{-1}$	1340	170
$\langle v_i \rangle = 850 \text{ m.s}^{-1}$	26700	3400

TABLE 2.3 – Exemples du nombre de Reynolds  $R_e$  pour la TIA de 0,5 mm de diamètre, pour l'argon et l'hélium pour deux vitesses moyennes ( $42 \text{ m.s}^{-1}$  et  $850 \text{ m.s}^{-1}$ )

## 2.2.2 Forme et caractéristiques du plasma

La figure 2.4a) donne l'image d'un plasma d'hélium. Il peut être séparé en trois zones distinctes, 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 [140]. Ces trois zones sont représentées à la figure 2.4b). La première zone, de plus grande intensité, est appelée dard et correspond vraiment au plasma. Son diamètre est de l'ordre du mm. Sa longueur varie entre 10 et 40 mm et dépend des conditions opératoires que 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. Dans la suite de cette étude, nous ne caractériserons que la zone du plasma.

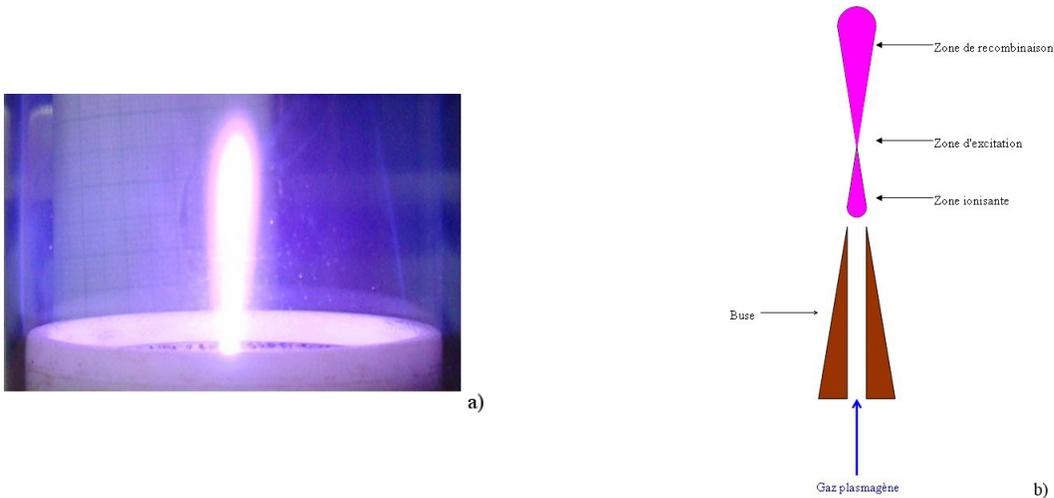


FIGURE 2.4 – Image d'un plasma d'hélium (a) et zones du plasma produit par la TIA (b)

## 2.3 Spectroscopie optique d'émission

La spectroscopie optique d'émission utilise le rayonnement émis par le plasma (désexcitation des espèces présentes dans le plasma) afin d'obtenir des informations sur ce dernier. Elle permet

d'obtenir les valeurs de la densité de particules chargées, des populations des différents états excités, et des différentes températures régissant la cinétique dans le plasma. C'est une méthode passive et indirecte car il n'est pas nécessaire de stimuler le plasma pour induire l'émission mais elle requiert des modèles théoriques pour interpréter les mesures. Un schéma du dispositif de détection est donné à la figure 2.5.

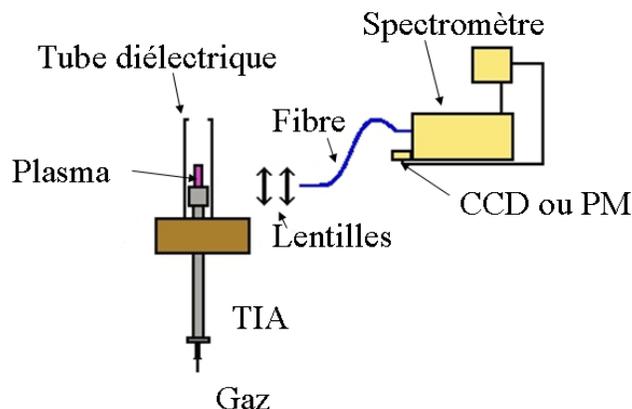


FIGURE 2.5 – Schéma du dispositif utilisé pour caractériser le plasma

Le signal d'émission du plasma est collecté et focalisé par deux lentilles, puis dirigé, au moyen d'une fibre optique vers un monochromateur (HR 460 Jobin-Yvon) de 46 cm de focale. Les lentilles donnent une image du plasma (facteur d'agrandissement entre 2 et 4) et permettent de focaliser sur la fibre une section du plasma à une hauteur donnée. Dans notre cas, les mesures seront prises pour trois positions du plasma (à sa base, à son centre et à sa fin). Le réseau de ce monochromateur est de 1200 traits/mm et le système « réseau-détecteurs » détecte une bande spectrale allant de 200 nm à 10000 nm. À la sortie du monochromateur, un miroir rotatif permet de sélectionner entre deux dispositifs, un photomultiplicateur (Hamamatsu R4457P) ou une caméra CCD. Dans ce travail, la contribution de l'élargissement instrumental est mesurée directement en utilisant la raie de 435,8nm de Hg, émise par une ampoule de mercure à basse pression.

La figure 2.6 présente des spectres de plasmas d'argon et d'hélium créés à la pression atmosphérique par la TIA.

Dans les spectres d'émission, on distingue des raies de longueurs d'onde données ainsi que des bandes de raies sur un fond de rayonnement continu. Les raies correspondent à des transitions entre les différents états excités des atomes du plasma. Le fond continu, quant à lui correspond à l'émission d'électrons libres par recombinaison avec un ion (libre-lié) ou par interaction avec un ion ou un atome (libre-libre). L'intensité de chaque raie est directement liée à la population de l'état supérieur de la transition tandis que son profil (forme et élargissement) dépend de différents facteurs (élargissement Doppler, naturel, Stark, de van der Waals). On verra que dans notre cas son profil dépend essentiellement de la température du gaz, de la densité électronique et de la température électronique. D'autre part, le fond continu du rayonnement dépend aussi de la densité et de la température électroniques. Les bandes de raies spectrales indiquent l'existence d'espèces moléculaires dans le plasma dont l'analyse fournit des informations sur l'énergie des

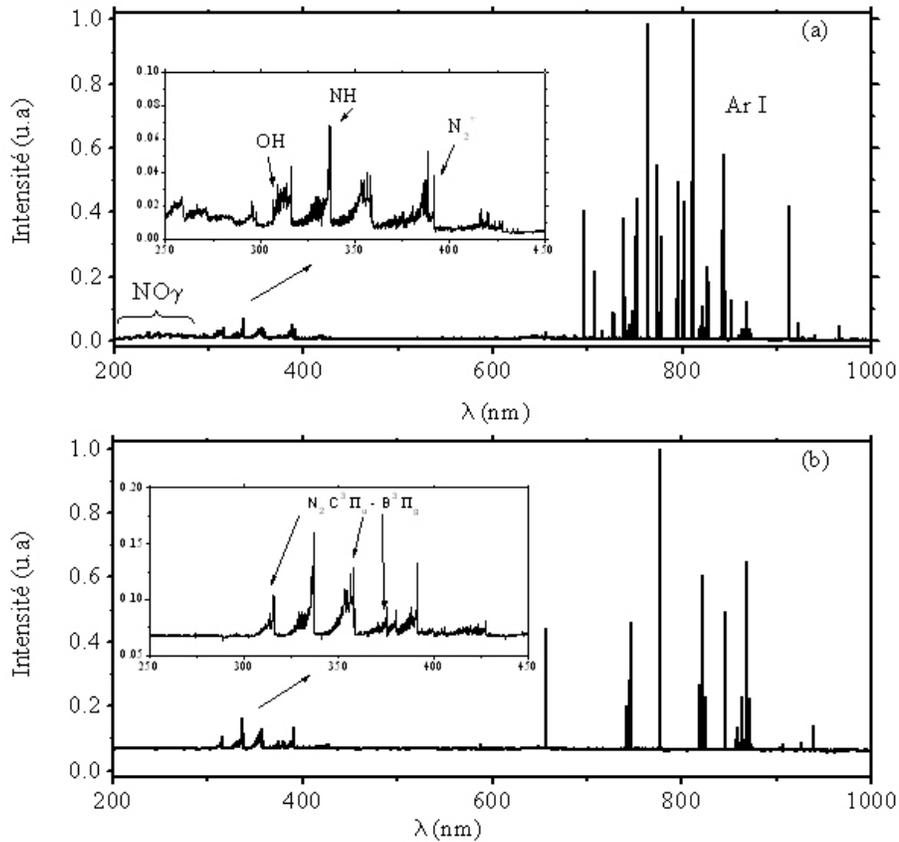


FIGURE 2.6 – Spectres d’émission de plasmas d’argon (a) et d’hélium (b) à la pression atmosphérique. (c) et (d) sont des zooms de (b) respectivement entre 480 et 590 nm, et entre 665 et 710 nm.

particules lourdes (température du gaz).

En plus des raies d’Ar I (cf 2.6.a ) et d’He I (cf 2.6.b ), l’analyse spectroscopique des ces deux plasmas a montré la présence de bandes de  $N_2$ , OH, NH et  $N_2^+$ , provenant de l’atmosphère environnante et qui peuvent être de bons indicateurs pour déterminer la température du plasma  $T_g$  (voir 2.3.1).

Dans le spectre d’hélium, nous observons de nombreuses raies de N ainsi que les raies  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  qui permettent de mesurer la densité électronique  $n_e$  (voir 2.3.2).

## 2.3.1 Détermination de la température du gaz

### 2.3.1.1 Les spectres ro-vibrationnels

La température du gaz est déterminée par la mesure de la température rotationnelle des espèces moléculaires présentes dans le plasma, avec l’hypothèse que ces molécules sont en équilibre avec le gaz plasmagène. L’échange d’énergie très favorable entre l’énergie cinétique des particules lourdes et les états internes de rotation-vibration de ces molécules par collisions per-

met de faire cette hypothèse [141].

La forme des spectres rovibrationnels dépend du type de transition observée (rotation, vibration, électronique ou combinaison d'entre elles). Les températures de rotation et de vibration des bandes moléculaires visibles dans les plasmas d'argon et d'hélium sont déterminées en comparant les spectres expérimentaux avec des résultats de simulations qui tiennent compte de la fonction d'appareil du monochromateur utilisé pour l'enregistrement des spectres d'émission. Les simulations sont effectuées, pour des transitions moléculaires de référence, en utilisant le programme SPECAIR [142], qui permet de simuler l'émission de rayonnement pour de nombreuses molécules (dont  $N_2$  et OH) dans une large gamme de température. Avec SPECAIR, il est possible de définir arbitrairement les températures de translation, de rotation, de vibration et d'excitation des états excités, en supposant que chaque niveau se caractérise par une distribution de Boltzmann [143, 144]. Ces valeurs de températures affectent le profil du spectre calculé, que l'on compare au spectre expérimental. On peut alors converger vers une température rotationnelle après plusieurs tests.

### 2.3.1.2 Mesures des températures vibrationnelles et rotationnelles

Pour les températures de rotation et de vibration, nous utilisons des spectres expérimentaux normalisés, mesurés avec la caméra CCD. L'utilisation de la caméra CCD évite les temps d'acquisition longs associés à l'utilisation d'un PM. La fonction d'appareil de la CCD est évaluée à  $3 \text{ \AA}$ .

Généralement, les températures rotationnelles et vibrationnelles sont données par les molécules de  $N_2$  et de OH. OH vient de l'eau présente sur les parois du tube diélectrique et la transition OH A-X est l'un des systèmes les plus intenses émis par les plasmas à basse température. La température rotationnelle peut être obtenue en effectuant un fit sur toute la bande, ou plus simplement à partir de l'intensité relative des deux groupes de lignes de rotation correspondant aux branches R et P de la bande vibrationnelle OH A-X (0, 0). Celles-ci forment des branches distinctes à environ 307 nm et 309 nm, respectivement, comme le montre la figure 2.7.a.

Dans le cas des spectres d'hélium, OH est superposé avec une transition du second système positif de l'azote, ce qui rend difficile son interprétation. Ces températures sont donc déterminées en utilisant le spectre d'émission du second système positif de  $N_2$  ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ), en raison de sa forte intensité et parce qu'il présente plusieurs bandes de vibration ne se chevauchant pas avec d'autres transitions.  $N_2$  vient de l'air environnant.

La figure 2.7 présente des exemples de spectres obtenus expérimentalement (courbe noire) et par simulation (courbe en couleur) pour OH et pour le second système positif de l'azote.

La correspondance entre les spectres expérimentaux et simulés confirme le fait que le mode rotationnel suit une distribution de Boltzmann et que SPECAIR est un bon outil, dans nos plasmas, pour connaître les températures du gaz.

Il faut tout de même noter que les valeurs de température ont une certaine incertitude ( $\sim 20\%$ ) montrée par les différents spectres simulés de la figure 2.7. De plus  $N_2$  et OH, utilisés dans nos

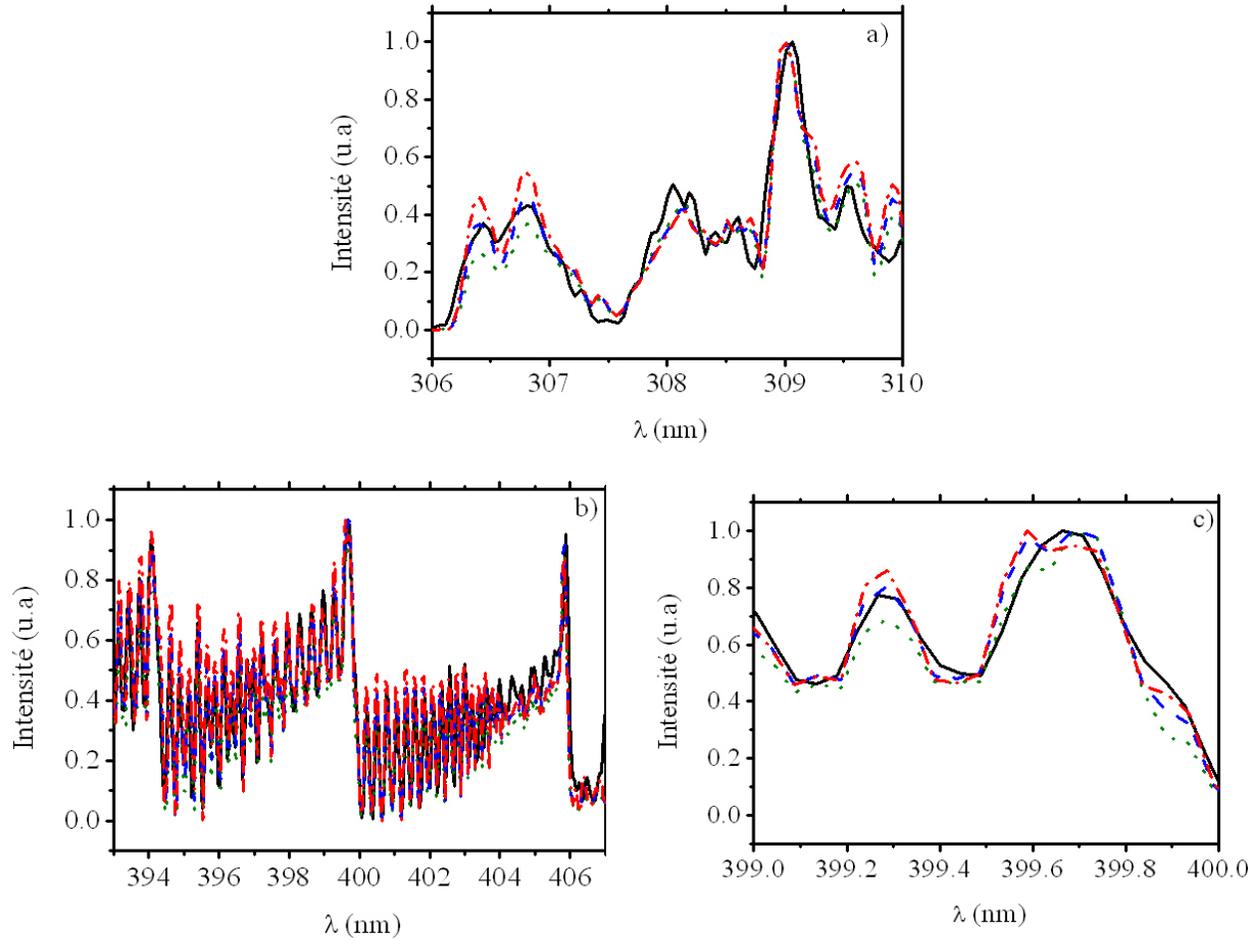


FIGURE 2.7 – (a) Spectres expérimental (courbe continue noire) et simulés de OH, d'un plasma d'argon pour une puissance de 400 W et un débit de 1 L.min<sup>-1</sup>. Les spectres simulés sont obtenus pour 1200K (courbe pointillée en vert), 1500 K (courbe bleue) et 1800 K (courbe rouge); (b) Spectres expérimental (courbe continue noire) et simulés du second système positif de N<sub>2</sub> correspondant à  $\Delta\nu = -3$ , d'un plasma d'hélium pour une puissance de 400 W et un débit de 5 L.min<sup>-1</sup>. Les spectres simulés sont obtenus pour 2400 K (courbe verte), 3000 K (courbe bleue) et 3600 K (courbe rouge); (c) zoom de (b)

mesures, proviennent de l'air ou de l'eau environnant le jet du plasma, ce qui signifie que les températures trouvées expérimentalement ne prennent pas en compte ce qui peut se passer au centre du plasma.

De plus, la présence des « impuretés » (O, N<sub>2</sub>, ...) peut perturber l'estimation des températures [145]. Notre intention est ici de sonder le plasma tel qu'il est créé, sans ajout supplémentaire d'impuretés. Les températures mesurées renseignent sur l'évolution du plasma en fonction des différentes conditions opératoires.

La densité des atomes neutres se calcule à partir de l'équation des gaz parfaits :

$$N_g = \frac{p}{k_B T_g} \quad (2.2)$$

car les pressions partielles électronique et ionique sont négligeables devant la pression des espèces neutres.

Malgré le fait que l'on ne soit pas dans les mêmes conditions opératoires pour l'argon et l'hélium, on peut néanmoins noter que les plasmas d'hélium permettent des températures plus élevées ( $\sim 3000$  K) que les plasmas d'argon ( $\sim 1500$  K). Cela est certainement dû aux différentes conductivités thermiques des deux gaz ainsi qu'à leurs différentes fréquences de collision électron-neutre. En effet, les conductivités thermiques de l'argon et de l'hélium valent réciproquement  $0,02 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $0,15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  à 300 K. Ces différences de températures entre les deux gaz seront confirmées par la modélisation décrite au chapitre 3.

## 2.3.2 Détermination de la densité électronique

### 2.3.2.1 L'élargissement Stark

L'effet Stark modifie les raies spectrales sous l'action d'un champ électrique sur l'émetteur. Cette modification est due à la séparation des différents sous-niveaux atomiques en présence de ce champ [146, 147]. Dans un plasma, chaque atome émetteur est soumis au champ électromagnétique produit par les particules chargées en mouvement. Le champ électrique microscopique généré de cette manière varie rapidement dans le temps et l'espace. En raison de ces différences microscopiques chaque atome émetteur peut avoir une modification de raie différente. Ces différentes modifications vont créer un élargissement des raies spectrales.

L'élargissement Stark est un mécanisme d'élargissement par collisions car il repose sur les interactions électriques des particules chargées avec les émetteurs. L'élargissement Stark conserve les informations statistiques sur le champ électrique par lequel il est créé, et donc sur la distribution des particules chargées présentes dans le plasma. Par conséquent, il peut servir comme outil de diagnostic pour la densité et la température électroniques. Les différentes théories [148, 149, 150] fournissent des expressions pour calculer l'élargissement Stark en fonction de la densité et de la température électroniques.

### 2.3.2.2 Mesures de la densité électronique

Les transitions atomiques n'apparaissent pas comme des pics de Dirac dans le spectre, mais sont définies par un profil de raie. Pour caractériser l'élargissement d'une raie, le paramètre le plus couramment utilisé est la largeur à mi-hauteur (FWHM pour full-width at half-maximum). Elle a l'avantage d'être un paramètre relatif à l'intensité maximale de la raie. Par conséquent, il peut être utilisé pour faire des comparaisons sans avoir à normaliser différentes mesures ou sans avoir à prendre des valeurs en intensité absolue.

La raie la plus souvent utilisée pour obtenir la densité électronique est la raie  $H_\beta$ . Cette raie présente un élargissement Stark important, très sensible à la densité électronique tout en étant assez indépendante de la température électronique.

La théorie choisie pour estimer la densité électronique a été développée en utilisant des simulations sur ordinateur par Gigos et Cardenosa (GC) [151]. Dans ce travail, nous considérons que l'élargissement Stark est donné par l'expression :

$$\lambda_{Stark}(nm) = 4.8 \times \left( \frac{n_e(m^{-3})}{10^{23}} \right)^{0.68116} \quad (2.3)$$

calculée pour des densités électroniques  $n_e$  comprises entre  $10^{14}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et valable pour des températures électroniques comprises entre 1000 et 175 000 K.

En plus de l'élargissement Stark, le profil de la raie  $H_\beta$  dépend également des élargissements instrumental, Doppler, naturel et de van der Waals. Il faut donc évaluer ces élargissements afin éventuellement d'en tenir compte et d'obtenir une mesure de densité électronique convenable :

1. L'élargissement instrumental  $\Delta\lambda_I$  vaut entre 0,9 Å et 1,6 Å suivant les mesures.
2. L'élargissement Doppler, lié aux mouvement des atomes émetteurs vaut

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{8k_B T_g \ln 2}{m_H c^2}} = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T_g [K]}{M_H [g/mol]}} \quad (2.4)$$

et est de l'ordre de 0,1 Å ( $m_H$  et  $M_H$  sont respectivement la masse et la masse molaire de l'atome d'hydrogène,  $T_g$  est la température du gaz entre 1000 K et 4000 K, et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de  $H_\beta$  : 486nm ).

3. L'élargissement naturel lié à la durée de vie limitée des niveaux énergétiques mis en jeu lors de la transition, est de l'ordre de  $10^{-4}$  Å. Il sera donc négligé dans ce travail.
4. L'élargissement de Van der Walls, lié aux forces de Van der Walls entre neutres et atomes excités qui perturbent les niveaux d'énergie de ces derniers et déplacent donc les fréquences des photons émis, vaut [152] :

$$\Delta\lambda_W = 8,18 \times 10^{-12} \lambda_0^2 \left( \overline{\alpha R^2} \right)^{2/5} \left( \left( \frac{T_g}{\mu_m} \right)^{3/10} n_g \right) \quad (2.5)$$

avec

- $\overline{R^2} = \overline{R_U^2} - \overline{R_L^2}$ , U et L qui correspondent au niveau supérieur (Upper) et inférieur (Lower) de la transition. On a  $\overline{R_j^2} = \frac{n_j^{*2}}{2} [5n_j^{*2} + 1 - 3l_j(l_j + 1)]$  avec  $j = U$  ou  $L$ ,  $n^*$  est le nombre quantique principal effectif et  $l$  le nombre quantique azimutal.
- $\mu_m$  est la masse réduite du système atome-perturbateur, ici on a He qui est perturbateur de H donc  $\mu_m = 4/5$
- $T_g$  vaut environ 3000 K
- $\overline{\alpha} = (9/2)a_0^3 (3E_H/4E_{Exc})$  avec  $a_0$  rayon de Bohr,  $E_H = 109737 \text{ cm}^{-1}$  énergie d'ionisation de l'hydrogène et  $E_{Exc} = 159856 \text{ cm}^{-1}$  énergie d'excitation de l'hélium. On trouve  $\overline{\alpha} = 2,07 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$

Pour  $H_\beta$ , on a une transition  $4p \rightarrow 2s$ , on obtient  $\Delta\lambda_W = 20 \text{ pm}$ .

Pour déterminer la densité électronique, l'acquisition de la raie  $H_\beta$  est réalisée avec le photomultiplicateur qui permet une meilleure précision que la caméra CCD.

Le profil de  $H_\beta$  peut être approché par une fonction de Voigt. La figure 2.8 présente un exemple de raie expérimentale et de raie simulée. Cette dernière est obtenue à partir de la convolution

d'une fonction gaussienne avec une fonction lorentzienne. L'élargissement gaussien  $\Delta\lambda_G$  du profil simule l'effet combiné de l'élargissement Doppler (connu par la mesure de température du gaz) et de l'élargissement instrumental. L'élargissement lorentzien  $\Delta\lambda_L$  du profil résulte de la combinaison des élargissements naturel, de van der Waals et de Stark [153]. En négligeant l'élargissement naturel, on a alors  $\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_S + \Delta\lambda_W$  avec  $\Delta\lambda_W \sim 0,2 \text{ \AA}$ . L'erreur sur la mesure de  $n_e$  est évaluée autour de 40%.

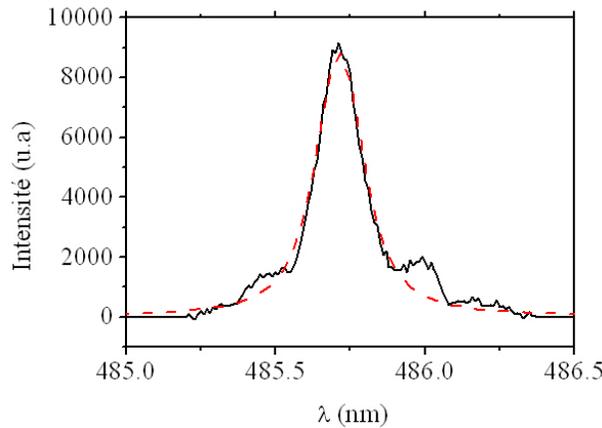


FIGURE 2.8 – Profils expérimental (courbe continue noire) et simulé (courbe pointillée rouge) de la raie  $H_\beta$  d'un plasma d'hélium, pour un débit de  $7 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$  et une puissance de  $700 \text{ W}$ . On fixe  $\Delta\lambda_G$  à  $0,91 \text{ \AA}$ . On obtient alors  $\Delta\lambda_L = 1,47 \text{ \AA}$  et  $\Delta\lambda_S = 1,27 \text{ \AA}$ , soit  $n_e = 4,8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Nous ne distinguons pas la raie  $H_\beta$  dans les plasmas d'argon. Pour pouvoir analyser l'évolution de  $n_e$  dans l'argon, on pourrait ajouter un faible pourcentage d'hydrogène dans le plasma, mais le gaz qui nous intéresse dans cette étude est avant tout l'hélium. Nous n'étudierons alors l'évolution de la densité électronique que dans le cas de l'hélium.

### 2.3.3 Autres grandeurs accessibles par spectroscopie optique d'émission

La méthode GC ne donne pas seulement une expression de l'élargissement Stark de la raie en fonction des différents paramètres du plasma. En plus, elle fournit des cartes avec l'élargissement des raies  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  calculées pour différentes valeurs de la densité électronique  $n_e$ , la température électronique  $T_e$  et un paramètre  $\mu_r$ . Ce dernier paramètre est défini comme  $\mu_r = \mu_m(T_e/T_g)$  où  $T_g$  est la température des ions et  $\mu_m$  la masse réduite du système émetteur-ion ( $\mu_m = m_H m_{He} / (m_H + m_{He})$ ). Par les différentes valeurs de  $\mu_r$ , le modèle GC peut prendre en compte deux températures.

Lorsque l'on connaît les valeurs de la largeur du profil Stark pour  $H_\alpha$  et  $H_\beta$ , on superpose les cartes appropriées et le point de croisement nous donne directement  $n_e$  et  $T_e$ .

Le manque de précision de nos mesures ne permet pas d'utiliser cette méthode ici. En effet l'élargissement des raies  $H_\alpha$  est autour de  $0,5 \text{ \AA}$ , ce qui comparé à nos valeurs de  $\Delta\lambda_I$ , est trop faible pour obtenir une estimation de  $n_e$  et  $T_e$  correcte.

## 2.4 Résultats

Nous présentons ici principalement les observations et les mesures spectroscopiques qui ont été réalisées sur les plasmas d'hélium. Nous avons déjà vu précédemment les différences entre les deux gaz, notamment concernant la différence de température du gaz. Nous reviendrons sur les résultats concernant les deux gaz dans la partie modélisation.

Les plasmas ont été créés pour des puissances allant de 400 à 900 W et des flux de gaz allant de 0,5 à 7 L/min suivant le diamètre de la torche utilisée. Les positions observées dans le plasma sont à la base, à son centre et à sa hauteur. Les procédures données aux paragraphes 2.3.1 et 2.3.2 sont appliquées pour obtenir les valeurs de  $T_g$  et  $n_e$ .

L'annexe 4.4 montre les temps de thermalisation et de stabilisation de l'ensemble du dispositif auxquels on a porté attention pour obtenir les valeurs de la densité électronique. En effet, le plasma met un certain temps à se stabiliser. On attend donc environ 20 min à l'allumage du plasma et 5 min après avoir changé nos conditions opératoires avant de procéder à l'acquisition de nos mesures et ainsi s'affranchir de cette source d'erreurs.

### 2.4.1 Longueur du plasma

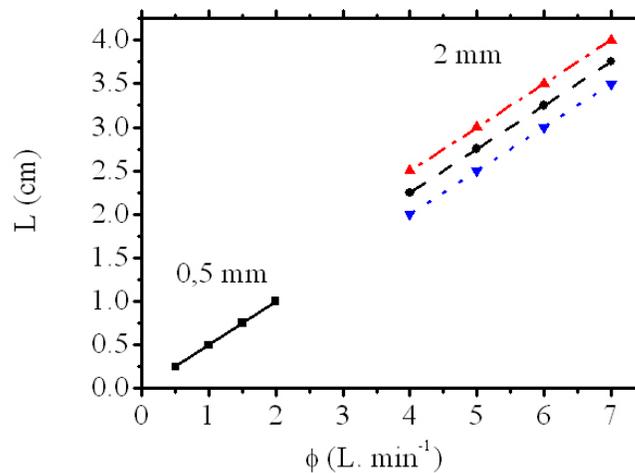


FIGURE 2.9 – Longueur du plasma en fonction du débit d'hélium pour les TIAs de diamètres 0,5 mm (courbe continue) et 2 mm (courbe pointillée) pour plusieurs puissances (en W) : 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge)

La figure 2.9 montre l'influence de l'écoulement d'hélium sur la longueur du plasma. Celle-ci est la première grandeur accessible pour caractériser son comportement car elle est basée sur des observations visuelles. Un débit plus élevé donne un plasma plus long. Par exemple, à une même puissance de 600 W, sa longueur, pour la torche de 2 mm de diamètre, est de 2,75 cm pour 5 L.min<sup>-1</sup> et de 3,75 cm pour 7 L.min<sup>-1</sup>. Pour la torche de 0,5 mm qui fonctionne avec des débits plus faibles, le plasma est plus petit et varie entre 0,25 cm et 1,5 cm pour des débits compris entre 0,5 L.min<sup>-1</sup> et 3 L.min<sup>-1</sup>.

Un autre paramètre qui joue sur cette longueur est la puissance injectée au plasma. Plus la puissance augmente, plus le plasma s'allonge. Ainsi par exemple, pour un débit de  $6 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ , cette longueur passe de 3 cm pour 500 W à 3,5 cm pour 700 W. La figure 2.9 ne montre cette influence que pour les plasmas créés par la TIA de 2 mm de diamètre. Les différences de longueur pour ceux créés par la TIA de 0,5 mm de diamètre ne sont pas visibles.

Notons que le rayon du plasma varie avec le diamètre de la buse. Compte tenu du mode d'injection (axial dans notre cas), le diamètre du plasma, mesuré après agrandissement par le système optique de deux lentilles (voir la figure 2.5) est toujours à peu près celui du diamètre de la buse.

### 2.4.2 Densité électronique

La figure 2.10 montre l'évolution spatiale de la densité électronique  $n_e$ , pour un débit d'entrée  $Q$  de  $5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$  et des puissances  $P_G$  allant de 400 à 700 W. Nos mesures ont été prises au début du plasma, à 1 mm au dessus de la buse et à son centre. En fin de plasma, l'élargissement Stark est trop faible pour obtenir une valeur correcte de  $n_e$ ; les points situés à droite de la figure (entre 24 et 31 mm) délimitent seulement la fin du plasma mais ne correspondent pas à des valeurs mesurées expérimentalement.

Nous observons une décroissance de densité électronique quand nous nous éloignons de la buse. Cela est dû au fait que la puissance microonde est plus grande à l'extrémité de la buse et décroît fortement suivant  $z$ . Ce fait est montré par le modèle électromagnétique développé dans la section 4.1 qui décrit la répartition du champ électromagnétique dans notre système.

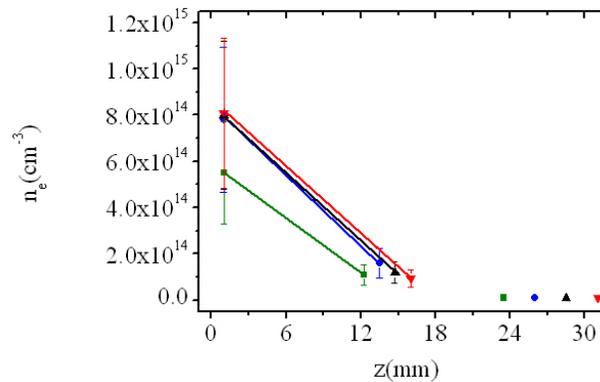


FIGURE 2.10 – Densité électronique le long du plasma pour un débit de  $5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$  et pour des puissances  $P_G$  (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge)

Plus on s'éloigne de la buse, plus l'élargissement Stark devient faible, de part la diminution de  $n_e$ . Au milieu du plasma, l'élargissement instrumental est du même ordre de grandeur que celui de Stark, ce qui diminue encore la précision des mesures à cet endroit. Dans la suite de cette étude, nous ne regarderons alors que les densités électroniques mesurées au début du plasma.

La figure 2.11 montre les densités électroniques en fonction du débit, pour plusieurs puissances injectées. On observe des fluctuations de  $n_e$  lorsqu'on change la puissance et le débit. Malheureusement, étant donnée l'incertitude de nos mesures, on ne peut pas donner une tendance d'évolution de  $n_e$  suivant les paramètres extérieurs que sont la puissance et le débit.

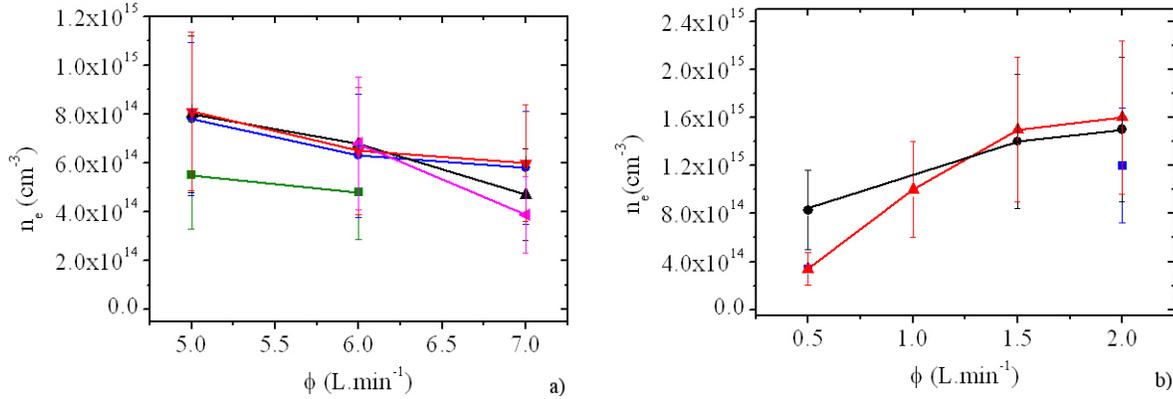


FIGURE 2.11 – Densité électronique en fonction du débit d'entrée pour la torche de 2mm de diamètre (a) et de 0,5mm (b) pour des puissances  $P_G$  (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire), 700 (courbe rouge), et 800 (courbe magenta)

En comparant les figures 2.11a) et 2.11b), on observe des différences entre les plasmas produits avec la buse de 2 mm de diamètre et avec celle de 0,5 mm de diamètre. La densité électronique est plus élevée pour celui créé avec la buse de 0,5 mm. Les variations en fonction du flux semblent inverses.

La puissance  $\theta$  absorbée par électron prise au champ  $\vec{E}_{HF}$  s'écrit [12] :

$$\theta(E_0) = \frac{e^2}{m_e} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} \frac{E_0^2}{2} \quad (2.6)$$

où  $E_0$  est l'amplitude du champ,  $\omega$  sa pulsation et  $\nu$  la fréquence de collision électron-neutre. En régime ambipolaire,  $\theta$  ne dépend que du rayon du plasma, de la nature du gaz plasmagène et de sa pression (ou plus rigoureusement de sa densité de neutres).  $\theta$  peut aussi se définir comme étant la puissance nécessaire au maintien d'un électron du plasma [154].

On a estimé les valeurs de  $\theta$  d'après [154] (voir la figure 2.12). Pour la TIA de 2 mm, on a  $n_0 a \sim 10^{17} \text{cm}^{-2}$ ,  $\theta/n_0 \sim 10^{-29} \text{W}\cdot\text{cm}^3$  et pour celle de 0,5 mm,  $n_0 a \sim 2,5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ ,  $\theta/n_0 \sim 10^{-28} \text{W}\cdot\text{cm}^3$ .  $n_0 \sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$  pour les deux cas.  $\theta$  est plus élevée pour la torche de 0,5 mm de diamètre.

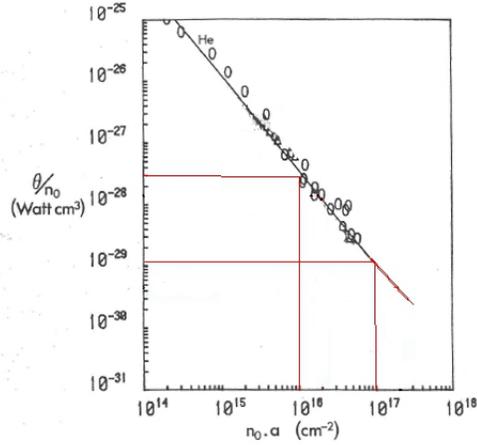


FIGURE 2.12 – Rapport de la puissance nécessaire au maintien d'un électron sur la densité des neutres  $n_0$  en fonction du produit  $n_0 a$ ,  $a$  étant le rayon du plasma pour l'hélium. Pris dans [154]

La puissance  $P_a$  prise au champ  $E_{HF}$  par les électrons est donnée par :

$$P_a = \theta N_e \quad (2.7)$$

où  $N_e$  est le nombre total d'électrons créés. En supposant une décroissance linéaire de densité électronique sur la longueur  $L$ ,  $N_e$  peut être estimé par :

$$N_e = \frac{n_e L}{2} S \quad (2.8)$$

On trouve  $N_e$  :

- $N_e \sim 10^{13}$  électrons pour le diamètre de 2 mm
- $N_e \sim 10^{12}$  électrons pour le diamètre de 0,5 mm

Pour  $P_a$  identique pour les deux torches, on a donc  $n_e$  plus élevée dans la torche de 0,5 mm que dans celle de 2 mm. Cette estimation donne une plus forte différence que celle observée expérimentalement mais elle reste indicative. Elle ne suffit pas à expliquer la différence de comportement.

On a cherché un paramètre physique qui permettrait de regrouper les résultats de densité électronique pour les deux buses. On a pensé que le flux avait son importance. La figure 2.13 présente  $n_e$  en fonction de  $\langle v_i \rangle$ , prise dans le tableau 2.1 de la partie 2.1. La vitesse est un paramètre qui rassemble bien nos résultats. Par contre, vu les barres d'erreurs, on n'observe pas de tendance nette qui pourrait nous fournir une explication sur l'évolution de  $n_e$ . L'ordre de grandeur de  $n_e$  reste comparable ( $5 \times 10^{14}$ -  $10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ ) quelque soient les conditions de travail et permet d'orienter les calculs des chapitres 3 et 4.

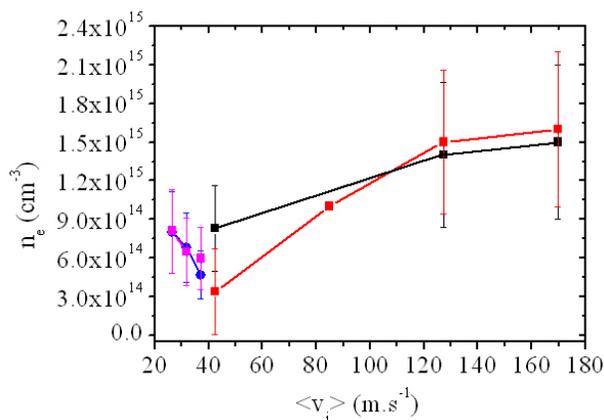


FIGURE 2.13 – Densité électronique en fonction de la vitesse moyenne de sortie de buse pour la torche de diamètres de buse de 0,5 mm (courbe noire pour une puissance micro-onde de 600 W et courbe rouge pour 700 W) et de 2 mm (courbe bleue pour 600 W et courbe magenta pour 700 W)

### 2.4.3 Température du gaz

Les figures 2.14, 2.15 et 2.16 montrent l'évolution de la température rotationnelle du gaz  $T_g$  lorsqu'on modifie la puissance micro-onde ou le débit d'entrée. L'erreur sur ces mesures a été estimée d'après l'écart entre la valeur maximale et la valeur minimale de  $T_g$  calculées par SPECAIR et encadrant notre valeur expérimentale, comme présenté au paragraphe 2.3.1.2. Cette erreur vaut environ 20%.

La figure 2.14 montre l'évolution de la température rotationnelle le long du plasma (à 1 mm, au centre, et en bout), pour un débit d'entrée de  $5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$  et des puissances allant de 500 à 700 W. Nous observons alors une décroissance de température en s'éloignant de la buse. Cela est dû au fait que la puissance microonde est plus grande à la sortie de la buse et décroît fortement suivant  $z$ .

La figure 2.15 montre les températures rotationnelles en fonction du débit, pour plusieurs puissances injectées. On remarque que la température tend à augmenter avec la puissance. En effet, plus la puissance micro-onde est élevée, plus l'énergie fournie aux électrons est importante. Cette énergie est ensuite transmise par collisions aux particules lourdes. La densité de puissance du couplage énergie-plasma  $\epsilon = \frac{P_{inc}}{V}$  tend donc à augmenter avec  $P_{inc}$ .  $V \sim \frac{L \times S}{2}$  est le volume du plasma.

Cette hausse de température peut être également due à l'augmentation de la densité électronique pour ces conditions. Or lorsque nous comparons la figure 2.11 à cette figure, nous remarquons que les plus faibles valeurs de  $n_e$  ( $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , voir la figure 2.11a)) correspondent à des valeurs élevées de  $T_g$  (3000 K, voir la figure 2.15a)). Cette hypothèse n'est donc pas valable dans notre cas.

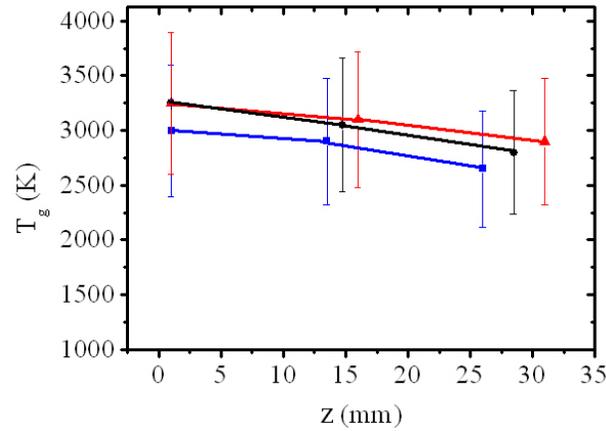


FIGURE 2.14 – Température rotationnelle le long du plasma pour un débit de  $5L.min^{-1}$  et pour des puissances  $P_G$  (en W) : 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge)

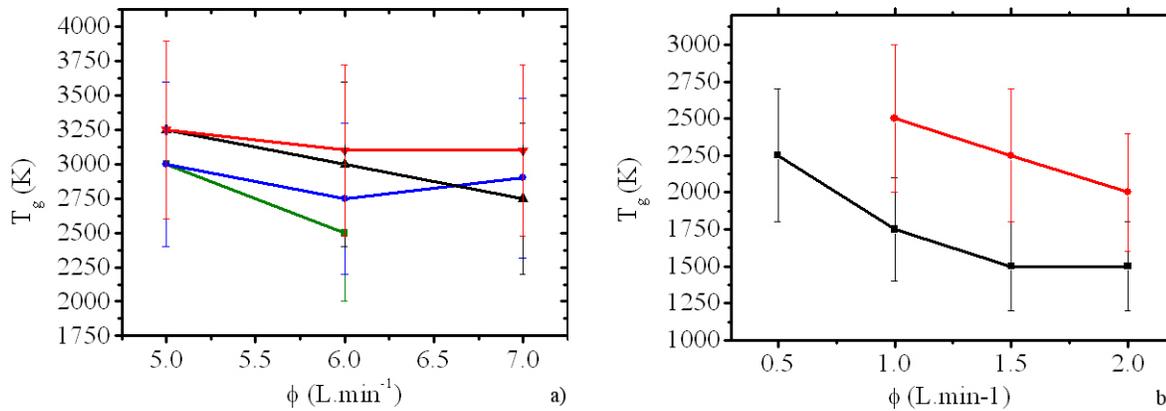


FIGURE 2.15 – Température rotationnelle en fonction du débit d'entrée pour la torche de 2 mm de diamètre (a) et de 0,5 mm (b) pour des puissances  $P_G$  (en W) : 400 (courbe verte), 500 (courbe bleue), 600 (courbe noire) et 700 (courbe rouge)

En prenant séparément les graphiques de la figure 2.15a) et 2.15b), on observe que la température diminue quand on augmente le débit. Or en comparant les deux, on s'aperçoit que la température est plus haute avec la torche de 2 mm de diamètre qu'avec celle de 0,5 mm de diamètre, bien que la première permette des débits plus importants.

On rappelle que les volumes des plasmas sont différents suivant le diamètre des deux buses (voir figure 2.9) et que ce fait peut être responsable des différences observées. Regardons les valeurs approximatives d' $\epsilon$  pour une puissance fixée, par exemple 600 W :

- $\epsilon \sim 6,3W.mm^{-3}$  pour la buse de 2 mm de diamètre (volume du plasma =  $\pi(1mm)^2(30mm)$ )
- $\epsilon \sim 76W.mm^{-3}$  pour la buse de 0,5 mm de diamètre (volume du plasma =  $\pi(0,5mm)^2(10mm)$ )

La température devrait alors être plus élevée dans le cas de la TIA de 0,5mm, or c'est l'inverse que nous observons.

Si maintenant, comme nous l'avons fait pour  $n_e$ , nous traçons  $T_g$  en fonction de la vitesse moyenne de sortie de buse et non plus du débit, nous observons, sur la figure 2.16, que les

résultats pour les deux buses se regroupent relativement bien.

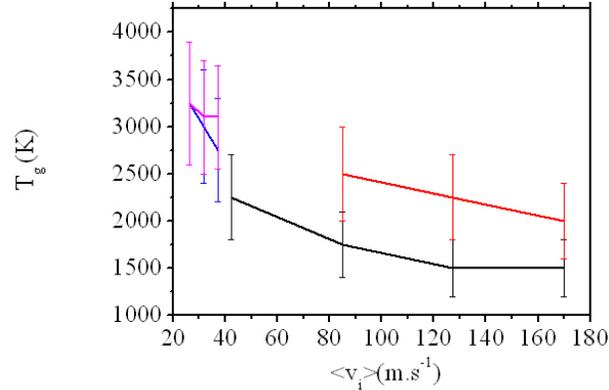


FIGURE 2.16 – Température rotationnelle  $T_g$  en fonction de la vitesse moyenne pour la torche de diamètres de buse de 0,5 mm (courbe noire pour une puissance micro-onde de 600 W et courbe rouge pour 700 W) et de 2 mm (courbe bleue pour 600 W et courbe magenta pour 700 W)

Nous constatons un refroidissement du gaz avec la vitesse d'écoulement du gaz. S.J. Rubio et al. ont travaillé sur la TIA [155] pour la destruction de composés organiques chlorinés. Ils ont étudié la distribution de température du gaz dans un plasma d'hélium avec du tétrachlorure de carbone. Ils retrouvent le refroidissement du plasma avec la vitesse et l'interprètent par la présence de cuivre (provenant de la torche fabriquée en laiton) dans le plasma qui augmente avec la vitesse de dérive du gaz. Ils citent Li et al. [156] qui expliquent que l'introduction de particules métalliques à l'intérieur d'une décharge contribue à leur refroidissement, en raison de la variation de la conductivité thermique, et qui étudient le comportement de différents métaux dont le cuivre. On peut ajouter que le seuil d'ionisation du cuivre est beaucoup plus faible que celui de l'hélium, ce qui entraîne un fort refroidissement des électrons qui peut être la cause du refroidissement du gaz.

Dans notre cas, nous avons vérifié que nous avons toujours les mêmes impuretés que celles indiquées au paragraphe 2.3. Nous ne trouvons pas de cuivre dans nos spectres, ni aucun autre métal, qui pourrait expliquer le refroidissement de notre gaz.

Pour comprendre cette évolution, regardons les temps de résidence des espèces du plasma  $\tau = \frac{L}{\langle v_i \rangle}$ , où  $L$  est la longueur du plasma donnée à la figure 2.9 et  $\langle v_i \rangle$  est la vitesse moyenne d'entrée :

- pour la torche de 2 mm  $\tau \sim 1\text{ms}$
- pour la torche de 0,5 mm  $\tau \sim 0,1\text{ms}$

Ces différents temps de résidence justifient une température plus élevée pour la torche de 2mm de diamètre, pour laquelle le transfert de puissance du plasma au gaz se produit sur des temps plus longs et est donc plus efficace. Ce temps de résidence augmente quand  $\langle v_i \rangle$  diminue. Le chauffage du gaz semble être favorisé par des vitesses d'écoulement relativement faibles. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4 sur les résultats de modélisation.

## 2.5 Conclusions du chapitre

J'ai présenté ici l'ensemble du travail expérimental de ma thèse en argon et surtout en hélium qui est le gaz qui nous intéresse.

Cette étude nous a permis d'optimiser le couplage microonde/plasma et de connaître les conditions optimales de fonctionnement de la TIA. L'observation directe du plasma montre l'influence du diamètre de la torche, des débits et des puissances sur ses dimensions. Les mesures spectroscopiques ont permis de déterminer les densités électroniques et les températures du gaz.

Nous avons pu mettre en évidence que la température du gaz est plus élevée en hélium ( $\sim 3000$  K) qu'en argon ( $\sim 1500$  K), certainement due à la conductivité thermique  $\lambda_g$  et à la fréquence de collision-électron  $\nu_{en}$ . On sait que les collisions électron-neutre sont la source principale de chauffage. Mais on a mis en évidence ici l'importance du flux. On y reviendra dans la partie modélisation (chapitres 3 et 4).

On a pu constater que la géométrie de la torche, et plus exactement son diamètre, intervenait dans le comportement du plasma. En variant les vitesses d'écoulement, on change le temps de résidence des espèces (0,1-1 ms), ce qui influe sur les phénomènes s'y produisant.

La torche de 2 mm de diamètre permet de créer des plasmas de volume plus important avec des températures plus élevées. La densité électronique  $n_e$  est moins élevée que dans celle de 2 mm.

La faible précision de nos valeurs de  $n_e$  ne nous permet pas de relever une tendance et de caractériser l'influence que peuvent avoir le débit ou la puissance sur ce paramètre. En effet, les propriétés du plasma sont très sensibles à la variation des conditions de fonctionnement. On a vu par exemple que changer la puissance micro-onde ou le débit implique aussi une modification du volume du plasma, de la température du gaz et de sa densité électronique. Ce couplage entre propriétés du plasma et conditions opératoires rend leur compréhension difficile. Nous avons tout de même pu obtenir un ordre de grandeur de  $n_e$  ( $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ), ce qui est utile pour attribuer une donnée d'entrée à notre modèle.

De plus, l'interaction entre le jet du plasma et les micro-ondes est importante dans la détermination des caractéristiques du plasma. Ses paramètres ne sont pas uniformes axialement, ni radialement. Il est donc difficile de les mesurer expérimentalement. La modélisation du plasma est essentielle à l'optimisation du système et à la compréhension des phénomènes qui modifient les caractéristiques du plasma.

Les résultats du modèle hydrodynamique en terme de dépendance de  $T_g$  avec  $n_e$  seront comparés à nos résultats expérimentaux. On testera également si la simulation trouve la même influence de la vitesse sur nos températures.



## Chapitre 3

# Modèle numérique

Pour modéliser les plasmas micro-ondes, on doit coupler le champ micro-onde au transport des particules chargées et neutres présentes dans le plasma.

L'objectif de la modélisation est de décrire le système gaz/plasma présent dans un tube diélectrique en terme de densités, de vitesses et d'énergies en couplant trois modules.

1. un module électromagnétique (3D) qui résout les équations de Maxwell pour différents milieux,
2. un module hydrodynamique (2D) qui résout les équations de Navier-Stokes incluant l'équation de bilan énergétique,
3. un module plasma qui résout les équations de dérive-diffusion pour les électrons et les ions du plasma.

Un modèle final auto-cohérent de la TIA devra tenir compte de l'interaction entre le champ micro-onde, l'écoulement et le plasma. Chaque module nécessite des paramètres d'entrée venant et intervenant dans les autres modules : le champ micro-onde, les vitesses barycentriques, la température du gaz, les paramètres plasmas ( $n_e$  et  $T_e$ ).

On rappelle que les caractéristiques électromagnétiques de ce problème ont été analysées dans des travaux précédents, pour des configurations différentes avec le logiciel commercial CST microwave studio<sup>®</sup> [24, 82], le code PLASIMO [157], qu'on a présenté au chapitre 2 et un code 2D développé par R. Alvarez et L.L. Alves [84, 85, 7]. Dans [7], les auteurs décrivent également la TIA à travers une étude hydrodynamique basée sur un code hydrodynamique 2D. Pour le développement des modèles électromagnétique et hydrodynamique, nous avons utilisé le logiciel commercial COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> [114]. Au chapitre 4, on se propose de comparer les résultats électromagnétiques obtenus par CST microwave studio<sup>®</sup> et COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> et les résultats hydrodynamiques obtenus par COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> et le code développé par R. Alvarez et L.L. Alves.

Ce chapitre présente les trois modèles numériques développés pour une géométrie donnée. Une attention particulière est portée autour du développement des équations hydrodynamiques. Les résultats calculés dans les modules électromagnétique et hydrodynamique sont donnés au chapitre 4 et sont comparés et ajustés aux résultats expérimentaux présentés au chapitre précédent. Quant au module plasma, nous présentons dans ce chapitre une mise en place des

équations. La résolution n'a pas marché dans le cadre de cette thèse. Nous montrerons nos essais et les pistes pour les résoudre.

### 3.1 Présentation des modules physiques

Pour résoudre ce problème fortement couplé, il est possible de traiter séparément chaque problème en utilisant les résultats des autres comme données d'entrée [158]. La figure 3.1 montre le schéma de simulation proposé.

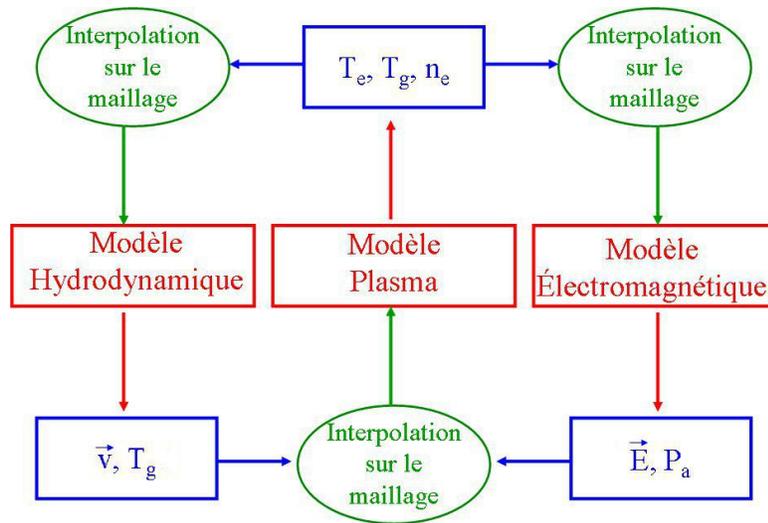


FIGURE 3.1 – Schéma de simulation, basé sur le couplage de trois modules indépendants, un module électromagnétique, un module hydrodynamique et un module plasma

Les paramètres plasma ( $n_e, T_e, T_g$ ) 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  $\nu_{en}$ .

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.

Le schéma de simulation est le suivant :

1. on initialise par un plasma ( $n_e, \nu_{en}$ ) donné dans le modèle électromagnétique,
2. on résout les équations de Maxwell pour cette distribution initiale. On en déduit la distribution du champ microonde et de la puissance absorbée par le plasma,
3. on résout les équations plasma.  
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 de Navier-Stokes pour cette nouvelle distribution des paramètres plasma. On en déduit la distribution des vitesses  $\vec{v}$  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

Pour le moment, la modélisation auto-cohérente de la TIA n'est pas atteinte et devra faire l'objet d'études supplémentaires. Dans ce manuscrit, nous présentons les résultats obtenus pour les modèles électromagnétique et hydrodynamique. Pour ces deux modèles, le plasma est défini en imposant ses dimensions (longueur et rayon) et les profils radial et axial de  $n_e(r, z) = n_{eMax}n_{er}(r)n_{ez}(z)$  et  $T_e(r, z) = T_{eMax}T_{er}(r)T_{ez}(z)$ , montrés à la figure 3.2. Le profil axial de  $n_e$  a été choisi en accord avec des mesures de spectroscopie optique d'émission, présentées au chapitre 2. Les profils de  $T_e$  sont définis en accord avec [159]. Les deux gaz étudiés sont l'hélium et l'argon à la pression atmosphérique.

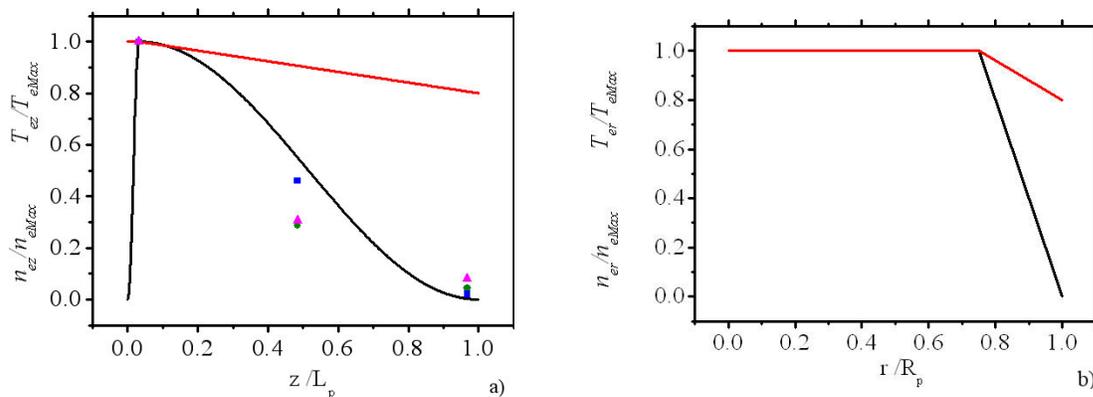


FIGURE 3.2 – Profils axial (a) et radial (b) pour la densité électronique (notés A1 et R1, courbes noires) et la température électronique (courbes rouges). Les points sont des mesures expérimentales par spectroscopie optique d'émission de  $n_e$ .  $L_p$  et  $R_p$  sont respectivement la longueur et le rayon du plasma.

Le modèle électromagnétique s'appuie sur la description électromagnétique de la TIA, en résolvant les équations de Maxwell pour le système gaz/plasma afin d'examiner l'influence du plasma et de la puissance microonde incidente sur la distribution du champ microonde. Le modèle hydrodynamique porte sur la description hydrodynamique de la TIA, en résolvant les équations de Navier-Stokes pour le système gaz/plasma incluant l'équation de bilan d'énergie pour analyser l'influence du plasma et du débit de gaz entrant sur les distributions spatiales de la vitesse et de la température du gaz. Le modèle plasma repose sur les équations fluides présentées, au chapitre 1, auxquelles est ajouté un terme prenant en compte l'écoulement du gaz.

## 3.2 Module électromagnétique (EM)

Dans les plasmas micro-ondes, l'aspect électromagnétique joue un rôle important dans les processus de couplage : le profil de  $n_e$  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.

Nous avons choisi de construire un modèle 3D du système pour regarder le couplage entre le guide d'onde rectangulaire, la transition coaxiale et le plasma. Le modèle électromagnétique prend en compte le guide d'onde rectangulaire, la structure coaxiale et le plasma créé au dessus de cette dernière.

Le modèle EM permet d'obtenir la réponse d'une structure électromagnétique soumis à une source d'excitation. Dans notre cas, la réponse correspond à la distribution du champ électromagnétique dans le domaine à la fréquence choisie et à la puissance absorbée par le plasma.

### 3.2.1 Équations de Maxwell

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.2)$$

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

En écrivant  $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{j\omega t}$  et  $\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z)e^{j\omega t}$ , les deux lois sont combinées pour le champ électrique :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \right) - \omega^2 \left( \epsilon - \frac{j\sigma}{\omega} \right) \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

avec  $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$  et  $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ , où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Les permittivités relatives  $\epsilon_r$ , les perméabilités relatives  $\mu_r$  et les conductivités  $\sigma$  définissent les différents milieux.

Dans ces équations, le plasma est considéré comme un milieu vide, présentant une conductivité due aux charges libres (électrons). On a pour le plasma [160] :

$$\epsilon_{rp} = 1 \quad (3.4)$$

et

$$\sigma = \sigma_p = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{en} + j\omega)} \quad (3.5)$$

On pourrait aussi adopter la description diélectrique du plasma. Dans ce cas dans l'équation 3.3, on aurait :

$$\epsilon_{rp} = \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \left(1 - \frac{j\nu_{en}}{\omega}\right)} = \epsilon'_{pr} + \frac{\sigma_p}{j\omega\epsilon_0} \quad (3.6)$$

$$\sigma = 0 \quad (3.7)$$

$\omega = 2\pi f_{HF}$  ( $f_{HF} = 2,45GHz$ ) =  $1,5 \times 10^{10} s^{-1}$  est la pulsation d'excitation micro-onde,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (3.8)$$

est la pulsation plasma (e et  $m_e$  sont respectivement la charge et la masse électronique), et  $\nu_{en}$  est la fréquence de collision électron-neutre. Les équations 3.6 et 3.5 montrent le couplage entre le champ électrique, la densité électronique et la fréquence de collision électron-neutre.

Outre ces deux paramètres, le plasma peut être caractérisé par sa densité critique et son effet de peau [12].

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

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (3.9)$$

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,  $n_c = 7.4 \times 10^{10} cm^{-3}$ .

L'effet de peau est donné par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\Re(\sigma_p) \omega \mu_0}} \quad (3.10)$$

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 [12].

Les ordres de grandeur des différentes caractéristiques électromagnétiques d'un plasma créé à la pression atmosphérique, pour une fréquence micro-onde de 2,45 GHz, une température du gaz de 3000 K, une densité et une température électronique respectivement de  $3.10^{14} cm^{-3}$  et  $2.10^4$  K sont donnés dans le tableau 3.1 :

$\omega_p$	$9.8 \times 10^{11} s^{-1}$
$\nu_{en}$	$2,4 \times 10^{11} s^{-1}$
$\Re(\epsilon_p)$	$-32F.m^{-1}$
$\Im(\epsilon_p)$	$-363F.m^{-1}$
$\Re(\sigma_p)$	$50S.m^{-1}$
$\Im(\sigma_p)$	$-4,5S.m^{-1}$
$\delta$	3 mm

TABLE 3.1 – Ordres de grandeur des différentes caractéristiques électromagnétiques

Le flux d'énergie est donné par le vecteur de Poynting  $P_o = \vec{E} \times \vec{H}$ .

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

$$\theta = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e} \frac{\nu_{en}}{\nu_{en}^2 + \omega^2} \quad (3.11)$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\theta = \frac{e^2}{m_e \nu_{en}} E_{eff}^2 \quad (3.12)$$

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

$$E_{eff} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\nu_{en}^2}{\nu_{en}^2 + \omega^2}} \quad (3.13)$$

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

$$P_a = \Theta n_e \quad (3.14)$$

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

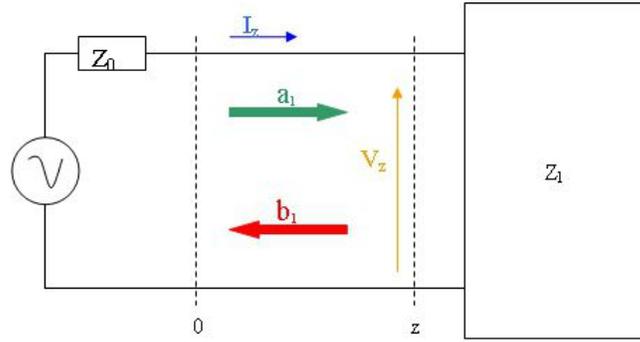
### 3.2.2 Paramètre de couplage S

La matrice S permet de caractériser les circuits haute-fréquence [161]. Elle donne des informations sur les transferts de puissance de ces systèmes.

Dans notre cas, nous n'avons qu'un seul port, l'énergie incidente et l'énergie réfléchie s'effectuent sur le même port.

Les courants et tensions sur une ligne sont liés, ceux de l'entrée et de la sortie obéissent aux mêmes lois. On ne considère plus séparément la tension et le courant, mais on les regroupe en une onde incidente et une onde réfléchie :

$$\begin{aligned} V_1 &= V_+ e^{-\gamma z} + V_- e^{\gamma z} \\ I_1 &= I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{\gamma z} \end{aligned} \quad (3.15)$$

FIGURE 3.3 – Paramètre  $S$  d'un système à un port

où

$$I_+ = \frac{V_+}{Z_0} \quad (3.16)$$

$$I_- = -\frac{V_-}{Z_0}$$

où  $Z_0$  est l'impédance interne de la source,  $V_+$  la tension incidente au port,  $V_-$ , la tension réfléchie,  $I_+$  l'intensité incidente et  $I_-$  l'intensité réfléchie.

Le circuit est linéaire, la réponse doit être proportionnelle à l'excitation ; le rapport entre les deux est donc suffisant pour caractériser le dispositif.

Nous introduisons les grandeurs normalisées :

$$v_1 = \frac{V_+}{\sqrt{Z_0}} \quad i_1 = \sqrt{Z_0} \cdot I_+ \quad (3.17)$$

$$a_1 = \frac{V_+}{\sqrt{Z_0}} e^{-\gamma z} \quad b_1 = \frac{V_-}{\sqrt{Z_0}} e^{\gamma z}$$

Exprimons maintenant les ondes normalisées incidentes et réfléchies  $a$  et  $b$  en fonction de  $v$  et  $i$  :

$$a_1 = \frac{v_1 + i_1}{2} \quad (3.18)$$

$$b_1 = \frac{v_1 - i_1}{2}$$

Le paramètre  $S_{11}$  est défini par :  $b_1 = S_{11} \cdot a_1$ . Il correspond au coefficient de réflexion de l'impédance.

*Remarque :*

Il existe des systèmes à plusieurs ports d'accès. On a alors, au lieu du seul paramètre  $S_{11}$ , une matrice  $\bar{S}$  de dimension  $N \times N$ ,  $N$  étant le nombre de ports. Chaque coefficient est défini par  $S_{ij} = \frac{b_i}{a_j}$   $a_{k \neq j}$ .

En hyperfréquence, on utilise plutôt les puissances que les courants ou les tensions (la mesure de puissance étant plus facile).  $S_{11}$  correspond alors au rapport de la puissance réfléchie sur la puissance incidente et la puissance transférée au système est obtenue par la relation suivante :  $P_t = 1 - S_{11}^2$ .



- 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 fin de la buse
- 2 mm pour le diamètre interne de la buse.

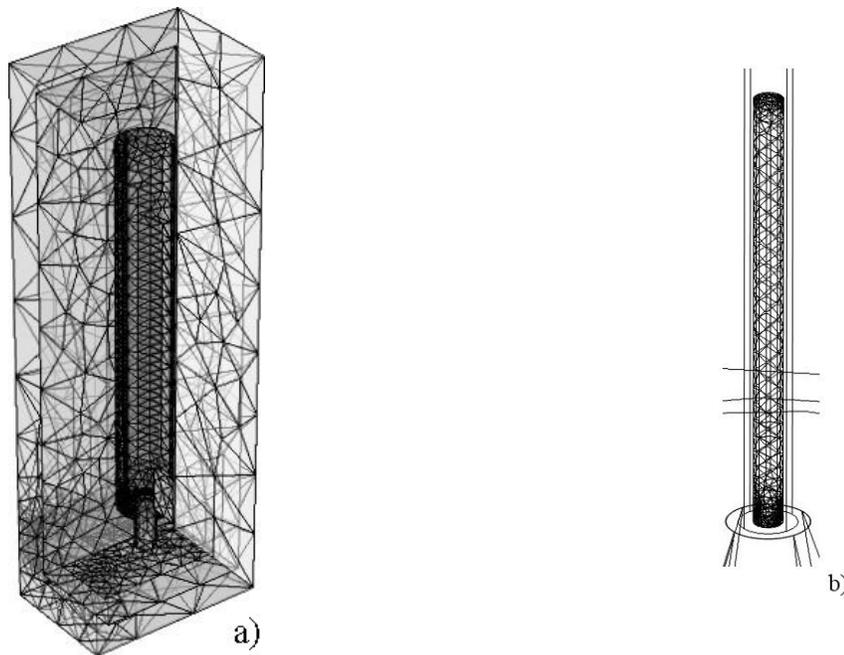


FIGURE 3.5 – Maillage triangulaire utilisé lors de nos simulations : (a) dans tout le domaine, (b) dans le plasma

Le maillage est affiné à la sortie de la buse, dans et autour du plasma. Le nombre de mailles a été choisi de manière à minimiser le temps de calcul sans que les résultats n’en soient trop modifiés. Il est ici de l’ordre de  $8 \times 10^4$  éléments. Le maillage à l’intérieur du plasma est donné à la figure 3.5b) et comprend  $3 \times 10^3$  éléments.

Le solveur utilisé est PARDISO [162]. Ce solveur direct est largement répandu du fait de sa facilité d’emploi et de sa robustesse : il n’a pas besoin de préconditionneur comme pour les solveurs itératifs.

Le critère de convergence impose des erreurs relatives, entre les calculs consécutifs, inférieures à  $10^{-6}$ .

Les valeurs des permittivités, perméabilités et conductivités des différents milieux utilisés par le modèle sont données dans le tableau 3.2.

	$\epsilon_r$	$\mu_r$	$\sigma(S.m^{-1})$
Air	1	1	0
Laiton	1	1	$1,57 \times 10^7$
Téflon	2,8	1	$10^{-22}$
Quartz	3,8	1	$10^{-18}$
Plasma	1	1	$\sigma_p$

TABLE 3.2 – Permittivité, perméabilité et conductivité de l'air, du laiton, du téflon, du quartz et du plasma.

Les conditions aux limites pour le guide d'onde et la torche correspondent à celles d'un conducteur électrique parfait ( $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ ), excepté à la section du guide (P.E) où l'excitation micro-onde est appliquée. A cet endroit, une condition de port pour un mode rectangulaire TE<sub>10</sub> est imposée.

De plus, cette configuration, montrée à la figure 3.4, est entourée d'une région de type PML (Perfectly Matched Layers) [163], où des conditions aux limites de diffusion (non réfléchissantes) sont supposées. Cela consiste à ajouter un domaine artificiel absorbant les ondes.

Les paramètres calculés par ce module et ayant un intérêt pour notre étude sont :

- le paramètre  $S_{11}$  qui permet de calculer la puissance transférée au système
- la répartition du champ électromagnétique microonde  $\vec{E}_{HF}$
- le vecteur de Poynting  $P_o$
- la puissance absorbée par le plasma  $P_a$

### 3.3 Équations hydrodynamiques de transport pour un fluide multicomposantes

Un fluide à plusieurs composantes  $i = 1, \dots, \nu$  de masses  $m_i$ , de charges  $q_i$ , de densités  $n_i$ , de températures  $T_i$  et de vitesses totales  $v_0 + \vec{V}_i$  avec  $v_0$  la vitesse barycentrique du système et  $\vec{V}_i$  la vitesse de diffusion de l'espèce  $i$  dans le repère du centre de masse, est défini par les quantités moyennes suivantes :

- la densité de particule  $N$  du fluide

$$N = \sum_{i=1}^{\nu} n_i \quad (3.20)$$

- la température moyenne  $T$  du fluide

$$T = \frac{\sum_{i=1}^{\nu} n_i T_i}{N} \quad (3.21)$$

- la densité massique  $\rho$  du fluide

$$\rho = \sum_{i=1}^{\nu} \rho_i \equiv \sum_{i=1}^{\nu} n_i m_i \quad (3.22)$$

– la masse moyenne totale  $\bar{M}$  du fluide

$$\bar{M} = \frac{\sum_{i=1}^{\nu} n_i m_i}{\sum_{i=1}^{\nu} n_i} \equiv \frac{\rho}{N} \quad (3.23)$$

– la pression totale  $p$

$$p = \sum_{i=1}^{\nu} p_i \equiv \sum_{i=1}^{\nu} n_i k_B T_i \equiv N k_B T \equiv \frac{\rho}{M} k_B T \quad (3.24)$$

– l'énergie interne  $U$

$$U = \epsilon_q + \epsilon_{th} = \epsilon_q + \bar{M} C_V T = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{\nu} n_i U_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{\nu} n_i \epsilon_{q_i} + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{\nu} n_i (m_i C_{V_i} T) \quad (3.25)$$

$k_B$  est la constante de Boltzmann,  $\epsilon_q$  est l'énergie d'excitation quantique du fluide,  $\epsilon_{q_i}$  est l'énergie d'excitation quantique de l'espèce  $i$ .

$$C_V = \frac{1}{\bar{M}} \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad C_{V_i} = \frac{1}{m_i} \left( \frac{\partial U_i}{\partial T} \right)_V \quad (3.26)$$

sont respectivement la chaleur spécifique massique du fluide et la chaleur spécifique massique de l'espèce  $i$ .

Ces équations sont valables pour des fluides en équilibre thermodynamique dont le comportement est proche de celui d'un gaz parfait, supposant qu'il s'adapte instantanément aux nouvelles conditions et que la variation de ses propriétés locales est lente et petite.

Nous pouvons alors utiliser la méthode développée par Chapman et Enskog [164, 165] pour écrire les équations hydrodynamiques de transport du fluide. Cette méthode suppose que la fonction de distribution  $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$  de chaque espèce  $i$ , proche d'une Maxwellienne, présente une dépendance exclusive dans les variables macroscopiques  $\rho_i$ ,  $\vec{v}_0$  et  $T$ .

La suite du développement du formalisme pour décrire le transport d'un fluide multicomposantes provient d'une collaboration avec L. Alves [166]. Nous donnons dans un premier temps les équations pour une espèce non spécifique  $i$ . Les traitements des espèces lourdes d'une part et des espèces ionisées d'autre part, seront séparés et détaillés plus loin dans le développement.

### 3.3.1 Équation de continuité

L'équation d'évolution de la densité de l'espèce  $i$  s'écrit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[ n_i \left( \vec{v}_0 + \vec{V}_i \right) \right] = S_i \quad (3.27)$$

avec  $S_i$  le taux net de création de l'espèce  $i$ , avec

$$\sum_i^{\nu} m_i S_i = 0 \quad (3.28)$$

l'équation de conservation de la masse.

### 3.3.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement

La vitesse de diffusion de l'espèce  $i$  s'écrit :

$$\vec{V}_i = \frac{N^2}{n_i \rho} \sum_{j=1}^{\nu} m_j D_{ij} \vec{d}_j - \frac{1}{\rho_i} D_i^T \vec{\nabla} \ln T \quad (3.29)$$

avec  $D_i^T$  le coefficient de diffusion thermique multi-composantes de l'espèce  $i$  et  $D_{ij} = D_{ji}$  le coefficient de diffusion multi-composantes entre les espèces  $i$  et  $j$ , lequel est une mesure de la diffusion induite sur l'espèce  $i$  par la force motrice de diffusion de l'espèce  $j$ , donnée par

$$\vec{d}_j \equiv \vec{\nabla} \left( \frac{n_j}{N} \right) + \left( \frac{n_j}{N} - \frac{n_j m_j}{\rho} \right) \vec{\nabla} \ln p - \frac{n_j m_j}{p \rho} \left( \frac{\rho \vec{X}_j}{m_j} - \sum_{k=1}^{\nu} n_k \vec{X}_k \right) \quad (3.30)$$

où

$$\vec{X}_k = m_k \vec{g} + q_k \left( \vec{E} + \vec{V}_k \times \vec{B} + \dots \right) \quad (3.31)$$

représente les différentes forces extérieures (gravité, électromagnétiques, ...) appliquées aux particules de l'espèce  $k$ ,  $\vec{g}$  est l'accélération gravitationnelle,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont respectivement les champs électrique et magnétique.

Les équations 3.29 et 3.30 nous donnent les quatre contributions pour le transport de masse :

1. la diffusion due aux gradients de densité des espèces
2. la diffusion convective due au gradient de pression
3. la diffusion convective due aux forces extérieures
4. la diffusion thermique due au gradient de température

Notons que

$$\sum_j \vec{d}_j = 0 \quad (3.32)$$

Les coefficients de transport multi-composantes  $D_i^T$  et  $D_{ij}$  sont définis par des équations intégrales qui font intervenir des paramètres  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$ , fonctions des variables macroscopiques  $\rho_i$ ,  $\vec{v}_0$  et  $T$ . Ces paramètres peuvent être calculés par solution d'un système d'équations pour les fonctions de perturbation  $\phi_i$  (chacune permettant d'écrire l'approximation d'ordre 1 de la fonction de distribution des particules du type  $i$ , écrite en développement de Chapman et Enskog). Le développement de  $\phi_i$  est donné en annexe 2.

Cette approche est très exigeante du point de vue calcul, et peut être remplacée par une alternative plus efficace : la résolution du système d'équations de Stefan-Maxwell, donné par

$$\sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{n_i n_j}{N^2 \wp_{ij}} (\vec{V}_j - \vec{V}_i) = \vec{d}_i - \vec{\nabla} \ln T \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{n_i n_j}{N^2 \wp_{ij}} \left( \frac{D_j^T}{n_j m_j} - \frac{D_i^T}{n_i m_i} \right)_{i=1, \dots, \nu-1} \quad (3.33)$$

où  $\wp_{ij}$  est le coefficient de diffusion binaire de l'espèce  $i$  dans l'espèce  $j$ .

Le système d'équations de Stefan-Maxwell 3.33 est composé par  $\nu-1$  relations indépendantes, la fermeture du problème étant assurée par l'équation 3.34 pour la conservation du flux de masse :

$$\sum_{i=1}^{\nu} n_i m_i \vec{V}_i = 0 \quad (3.34)$$

Le traitement des équations du flux est donné en annexe 2.

### 3.3.3 Équation du bilan d'énergie du fluide

L'équation générale du bilan d'énergie du fluide s'écrit :

$$\frac{\partial (N\epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} = \sum_i n_i (\vec{v}_0 + \vec{V}_i) \cdot \vec{X}_i + \frac{\delta (N\epsilon)}{\delta t} \quad (3.35)$$

où  $\epsilon$  est l'énergie moyenne totale du fluide (cf équation 3.25) :

$$\epsilon \equiv \epsilon_q + \epsilon_{th} + \epsilon_d \equiv \epsilon_q + \overline{MC}_V T + \frac{1}{2} \overline{M} v_0^2 \equiv \sum_i n_i \epsilon_{qi} + \frac{1}{N} \sum_i n_i m_i C_{V_i} T + \frac{1}{2} \overline{M} v_0^2 \quad (3.36)$$

et  $\vec{Q}$  est le flux total d'énergie défini par

$$\vec{Q} \equiv \vec{q} + p\vec{v}_0 + \overleftrightarrow{\pi} \cdot \vec{v}_0 + N\epsilon\vec{v}_0 \quad (3.37)$$

avec

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T + \sum_i n_i H_i \vec{V}_i + \frac{k_B}{N} \sum_{i,j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{n_j D_i^T}{m_i \wp_{ij}} (\vec{V}_i - \vec{V}_j) \quad (3.38)$$

le flux de chaleur. Ce terme est détaillé plus précisément en annexe 2.

$$\frac{\delta (N\epsilon)}{\delta t} = \left( n_e \theta_{el}^e + n_e \theta_{inel}^e + n_e \theta'_{inel} \right) \quad (3.39)$$

est un terme collisionnel, analysé en annexe 2, qui représente la puissance transférée au gaz par les électrons due respectivement aux collisions élastiques et inélastiques.

En utilisant les relations 3.36 et 3.37 dans l'équation 3.35, on obtient en prenant en compte les relations 3.23 et 3.24 :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(N\epsilon_q+N\epsilon_{th}+N\epsilon_d)}{\partial t} &= \frac{\partial(\rho\frac{U}{M})}{\partial t} + \frac{\partial(\frac{1}{2}\rho v_0^2)}{\partial t} \\
&= -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \vec{\nabla} \cdot (p\vec{v}_0) - \vec{\nabla} \cdot \left( \overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \vec{v}_0 \right) - \vec{\nabla} \cdot (N\epsilon\vec{v}_0) + \sum_i n_i \left( \vec{v}_0 + \vec{V}_i \right) \cdot \vec{X}_i + \frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t} \\
&= -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \vec{\nabla} \cdot \left[ \left( \rho\frac{k_B}{M}T + \rho\frac{U}{M} \right) \vec{v}_0 \right] - \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{2}\rho v_0^2 \vec{v}_0 \right) - \vec{\nabla} \cdot \left( \overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \vec{v}_0 \right) \\
&\quad + \sum_i \left( \vec{v}_0 + \vec{V}_i \right) \cdot \vec{X}_i + \frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t}
\end{aligned} \tag{3.40}$$

ou

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial(\rho\frac{U}{M})}{\partial t} + \frac{\partial(\frac{1}{2}\rho v_0^2)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \rho\frac{H}{M}\vec{v}_0 \right) + \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{2}\rho v_0^2 \vec{v}_0 \right) \\
&= -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \vec{\nabla} \cdot \left( \overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \vec{v}_0 \right) + \sum_i n_i \left( \vec{v}_0 + \vec{V}_i \right) \cdot \vec{X}_i + \frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t}
\end{aligned} \tag{3.41}$$

où  $H$  est l'enthalpie totale du fluide et  $H_i$  est l'enthalpie de chaque espèce  $i$  :

$$H \equiv \frac{1}{N} \sum_i n_i H_i \equiv U + k_B T H \equiv U + k_B T \tag{3.42}$$

En développant la divergence contenant le terme enthalpique (voir équation 38 de l'annexe 2), et en appliquant l'équation de conservation de masse (équation 3.28), on obtient l'équation d'équilibre de la température du fluide, en utilisant aussi les relations de la chaleur spécifique (équations 3.25 et 3.26) :

$$\begin{aligned}
\rho C_V \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \left( \vec{\nabla} T \right) \right] = \\
-\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - p\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 - \overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \left( \vec{\nabla} \vec{v}_0 \right) - \sum_i n_i \vec{V}_i \cdot \vec{X}_i + \sum_i U_i \left[ \vec{\nabla} \cdot \left( n_i \vec{V}_i \right) - S_i \right] + \frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t}
\end{aligned} \tag{3.43}$$

### 3.3.4 Description hydrodynamique de la torche à plasma

Nous diviserons le problème en deux parties :

- la partie fluide 3.4, qui traitera les équations hydrodynamiques du système gaz/plasma, dans son ensemble, en régime d'écoulement ;
- la partie plasma 3.5, qui traitera les équations de transport (diffusion-dérive) des électrons et des ions du plasma, ainsi que l'équation de transport de l'énergie moyenne des électrons, couplées à l'équation de Poisson pour le champ de charge d'espace.

Nous supposons :

- une situation stationnaire ;
- le fluide constitué par une seule espèce dominante ( $i=1$ ), correspondante à l'état fondamental du gaz ;

- un champ total appliqué au système :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{dc}^{\vec{}}(\vec{r}) + E_{hf}^{\vec{}}(\vec{r}, t) ; \quad (3.44)$$

avec  $E_{dc}^{\vec{}}$  le champ électrostatique de charge d'espace et  $E_{hf}^{\vec{}}$  le champ microonde appliqué.

Nous supposons aussi

1. que ce dernier champ (étudié précédemment en 3.2) n'influence pas le mouvement des ions ;
  2. que les paramètres scalaires (densité, énergie) caractérisant les électrons sont stationnaires, parce que leurs temps de relaxation sont beaucoup plus grands que la période d'oscillation du champ appliqué ;
- que seule la force électrostatique, due au champ de charge d'espace, influence le mouvement des ions du fluide ; nous négligeons la force de gravité sur le fluide ;
  - que la viscosité du fluide a un effet négligeable sur son bilan d'énergie

$$\overleftrightarrow{\pi} \cdot (\vec{\nabla} \vec{v}_0) \ll p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 ; \quad (3.45)$$

- que le terme enthalpique a un effet négligeable sur le flux de chaleur

$$\sum_i (m_i C_{pi} T) n_i V_i \ll \lambda \left| \vec{\nabla} T \right| \quad (3.46)$$

## 3.4 Module hydrodynamique (HD)

Cette partie s'intéresse au transport des espèces lourdes, neutres ou ionisées, dont la masse est comparable. Le transport des électrons est traité séparément à la section 3.5.

### 3.4.1 Équations de Navier-Stokes

On multiplie les équations de continuité pour chaque espèce (cf équation 3.27) par sa masse et on les ajoute. En utilisant les équations 3.28 et 3.34, on obtient la première équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la masse du système :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0) = 0 \quad (3.47)$$

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

$$\rho \left( \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_0 = -\vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \overleftrightarrow{\tau} \quad (3.48)$$

où  $\rho$  est la densité massique du gaz,

$$\overleftrightarrow{\tau} = -\eta \left[ \vec{\nabla} \vec{v}_0 + \left( \vec{\nabla} \vec{v}_0 \right)^T - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 \overleftrightarrow{I} \right] \quad (3.49)$$

est le tenseur de contrainte qui rend compte de la viscosité dynamique du fluide  $\eta$ .  $\vec{v}$  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  $\epsilon$  [165, 167] :

$$\eta = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi M_g k_B T_g}}{\pi \sigma^2 \Omega(T^*)} \quad (3.50)$$

où  $\sigma$  est le diamètre de collision et  $\Omega(T^*)$  est l'intégrale de collision, donnée par :

$$\Omega(T^*) = 1.0413 \times (T^*)^{-0.11930} + (T^* + 0.43628)^{-1.6041} \quad (3.51)$$

$T^* = \frac{k_B T_g}{\epsilon}$  est une température réduite.

Le tableau 3.3 donne les paramètres de Lennard-Jones pour l'hélium et l'argon [167], ainsi qu'un ordre de grandeur de  $\eta$  pour 1000K.

	He	Ar
$M_g$	$6,6 \times 10^{-27} kg$	$5 \times 10^{-26} kg$
$\sigma$	2,576 Å	3,418 Å
$\epsilon/k_B$	10,2 K	124 K
$\eta(1000K)$	$\simeq 4,5 \times 10^{-5} Pa.s$	$\simeq 5 \times 10^{-5} Pa.s$

TABLE 3.3 – Masse, paramètres de Lennard-Jones et viscosité (à 1000K) de l'hélium et 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.

### 3.4.2 Équation de l'énergie

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

$$\rho C_v (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) T_g = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_g \vec{\nabla} T_g) - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 + 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g) \quad (3.52)$$

$k_B$  est la constante de Boltzmann,  $C_v$  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.

$\lambda_g$  dépend de  $\eta$  (équation 3.50) [167] :

$$\lambda_g = \frac{15}{4} \eta \frac{k_B}{M_g} \quad (3.53)$$

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

- par des processus de convection (différence de masse volumique, différence de température) :  $\rho C_v \left( \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} \right) T_g$ ,
- par des processus de conduction de la chaleur (collisions entre particules de même nature) :  $\vec{\nabla} \cdot \left( \lambda_g \vec{\nabla} T_g \right)$ ,
- 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'hélium par les électrons) :  $3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g)$ .

Nous donnons les valeurs des propriétés thermiques ainsi que la fréquence de collisions des deux gaz, l'hélium et l'argon, au tableau 3.4.

	He	Ar
$C_p (J.kg^{-1}.K^{-1})$	5227	690
$C_v (J.kg^{-1}.K^{-1})$	3136	414
$\lambda_g(1000K) (W.m^{-1}.K^{-1})$	0,35	0,05
$\nu (s^{-1})$	$\simeq 6,8 \times 10^{-8} n_g (cm^{-3}) [168]$	$\simeq 3,4 \times 10^{-8} n_g (cm^{-3}) [169]$

TABLE 3.4 – Propriétés thermiques et fréquences de collision de l'hélium et de l'argon

$n_g = N = \rho/M_g$  est la densité du gaz exprimée en  $cm^{-3}$ .

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.

*Remarque sur l'équation de l'énergie :*

*On peut écrire :*

$$C_v = \frac{3}{2} \frac{k_B}{M_g} = C_p - \frac{k_B}{M_g} \quad (3.54)$$

et

$$C_p = \frac{5}{2} \frac{k_B}{M_g} \quad (3.55)$$

$C_v$  étant la chaleur spécifique du gaz à pression constante d'où, en utilisant l'équation 3.24 :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho C_v T_g \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\rho C_p T_g \vec{v}) - \vec{\nabla} \cdot (p \vec{v}) \quad (3.56)$$

Or

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho C T_g \vec{v}) = \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (C T_g) + C T_g \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (C T_g) \quad (3.57)$$

et on obtient alors l'équation de conservation de l'enthalpie :

$$\rho C_p \left( \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) T_g = \vec{\nabla} \cdot \left( \lambda_g \vec{\nabla} T_g \right) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p + 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g) \quad (3.58)$$

Comme nous observons une infime variation de pression, nous avons choisi d'utiliser la formulation qui met en jeu l'énergie interne pour des raisons numériques.

### 3.4.3 Les termes ioniques

Aux équations hydrodynamiques des espèces neutres (équations 3.47, 3.48 et 3.52), on ajoute l'influence des ions sur le transport des particules lourdes et sur le transfert de chaleur apporté au gaz. Cette influence se retrouve dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation 3.48) à travers la force ionique  $en_i\vec{E}_{dc}$  et dans l'équation de conservation de l'énergie (équation 3.52) à travers le chauffage par effet Joule  $e\vec{\Gamma}_i \cdot \vec{E}_{dc}$ .

$\vec{E}_{dc}$ ,  $n_i$  et  $\Gamma_i$  sont respectivement le champ de charge d'espace, la densité ionique et le flux ionique, calculés pour des conditions ambipolaires qu'on décrira plus précisément dans la partie 3.5 :

$$\vec{E}_{dc} \simeq -\frac{k_B T_e}{e} \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} \quad (3.59)$$

$$n_i \simeq n_e \quad (3.60)$$

$$\vec{\Gamma}_i \simeq -D_a \vec{\nabla} n_e \quad (3.61)$$

avec

$$D_a \simeq (k_B T_e / e) \mu_i \quad (3.62)$$

le coefficient de diffusion ambipolaire et  $\mu_i n_g$  la mobilité ionique réduite.

Nous prenons :

- dans le cas de l'hélium :  $\mu_i n_g = 4,49 \times 10^{20} V^{-1} cm^{-1} s^{-1}$  pour les ions moléculaires  $He_2^+$ , les seuls ions considérés à la pression atmosphérique [168] ;
- dans le cas de l'argon :  $\mu_i n_g = 3,6 \times 10^{19} V^{-1} cm^{-1} s^{-1}$  pour les ions atomiques  $Ar^+$  [170].

Nous considérons un seul type d'ions pour simplifier l'étude. A haute température de gaz, le rapport  $[He_2^+] / [He^+]$  ( $\sim 0,55$  [90]) montre plutôt une coexistence entre les deux ions pour le cas de l'hélium.

Nous obtenons alors les équations :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0) = 0 \quad (3.63)$$

$$\rho (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0 = -\vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \overleftrightarrow{\tau} + en_i \vec{E}_{dc} \quad (3.64)$$

$$\rho C_v (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) T_g = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_g \vec{\nabla} T_g) - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 + 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g) + e \vec{\Gamma}_i \cdot \vec{E}_{dc} \quad (3.65)$$

Ce sont ces équations que nous allons résoudre afin d'étudier le transfert de chaleur du plasma au gaz et l'influence du débit sur ce transfert.

### 3.4.4 Mise en place

L'écoulement du gaz plasmagène et la thermique sont aussi modélisés à l'aide du logiciel commercial COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> Multiphysics<sup>®</sup> qui résout les équations de Navier- Stokes par éléments finis.

La géométrie du domaine de calcul est illustrée par la figure 3.6a). Elle comporte une partie de la torche et du coaxial (en orange), le cylindre de quartz ouvert (en trait noir) et le plasma (en rouge). Nous avons travaillé avec deux diamètres de buses, ceux utilisés expérimentalement, 2 et 0,5 mm.

Le gaz plasmagène (l'hélium ou l'argon) est injecté avec une vitesse donnée. On fait l'hypothèse, d'après nos estimations du nombre de Reynolds au chapitre 2 (voir les tableaux 2.2 et 2.3), que l'écoulement reste laminaire, ce qui permet de réduire le temps de calcul en adoptant l'hypothèse d'axisymétrie dans les simulations numériques.

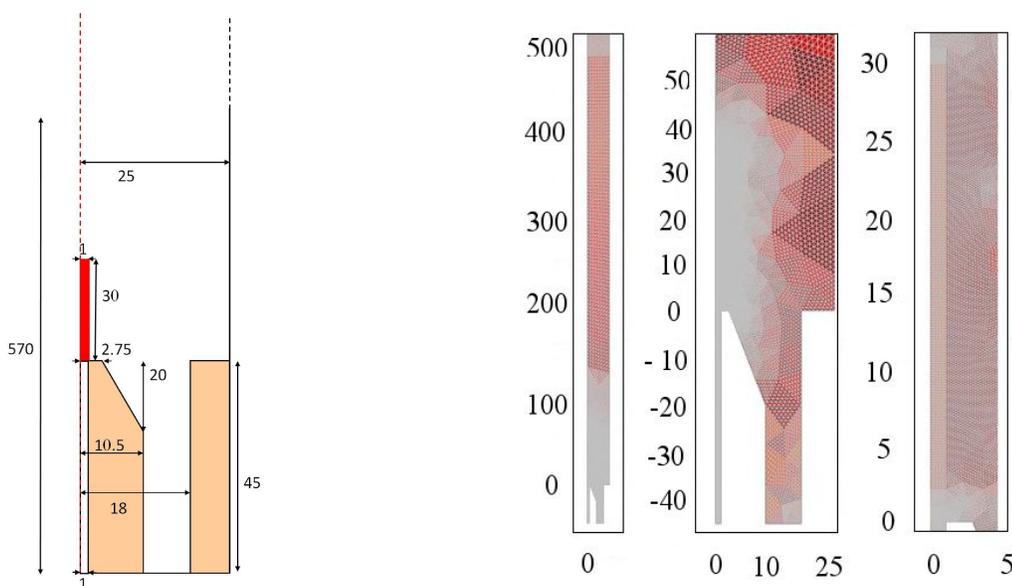


FIGURE 3.6 – (a) Domaine de calcul 2D axisymétrique adopté pour résoudre le module HD. Le plasma (en rouge) est localisé à la sortie de la buse ou à 1 mm au dessus suivant les modèles. Les régions oranges représentent la torche et le coaxial. Les dimensions sont en mm et le schéma n'est pas à l'échelle.

(b) Maillage triangulaire utilisé lors de nos simulations. Les trois images successives sont des zooms plus ou moins importants.

Nous avons utilisé un maillage triangulaire composé de  $4 \times 10^4$  éléments, montré à la figure 3.6b). Il a été affiné dans la zone du plasma.

La méthode de résolution utilisée ici est également la méthode PARDISO [162] et le critère de convergence reste identique à celui du module électromagnétique, c'est-à-dire des erreurs relatives entre deux calculs inférieures à  $10^{-6}$ .

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- sur l'axe ( $r=0$ ) des conditions axisymétriques sont utilisées
- sur les parois (torche, coaxial, tube diélectrique), nous imposons  $\vec{v}=0$  (correspondant à une condition de "non glissement") et  $T_g$  mesurée par un thermocouple sur le diélectrique (voir figure 3.7), et une condition de "flux convectif" correspondant à  $\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T) = 0$  sur le métal.
- à l'entrée ( $z = -45$  mm, en bas à gauche de la figure 3.6a)), nous donnons la vitesse du gaz :

$$v_z(r) = 2 \langle v_{iz} \rangle \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (3.66)$$

R est le rayon de la torche. Nous donnons aussi la température  $T_g=290K$

- à la sortie, nous imposons la pression  $p= 1$  atm et la température  $T_g=290$  K

Pour le profil de la figure 3.7 que l'on impose à la paroi du tube diélectrique, nous avons établi une loi qui vaut pour toutes les configurations expérimentales. nous choisissons  $T_{gMax}$  suivant les cas.

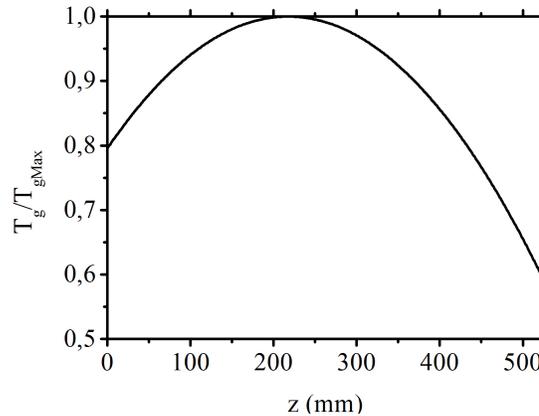


FIGURE 3.7 – Profil de température imposé sur le tube diélectrique entre  $0mm \leq z \leq 525mm$  :  $T_g(z) = 0,8 + 1,9z[m] - 4,3z[m]^2$ . Pour  $z \geq 525mm$ ,  $T_g = 290K$

Les sorties calculées par ce module et que nous étudierons dans le chapitre 4 sont :

- la répartition des vitesses  $\vec{v}$
- la répartition de la pression  $p$
- la répartition de la température  $T_g$ , ainsi que la densité du gaz  $n_g$

### 3.5 Module plasma

Nous considérerons pour cette partie le cas où nous nous trouvons en présence de deux types de particules chargées : une seule espèce d'ion et les électrons.

### 3.5.1 Ordres de grandeur

Densité du gaz ( $p= 1\text{atm}$ ,  $T_g \sim 3000\text{K}$ )

$$N = \frac{p}{k_B T_g} = \frac{1.013 \times 10^5}{1.38 \times 10^{-23} 3000} \times 10^{-6} = 2.4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \quad (3.67)$$

#### 3.5.1.1 Les longueurs caractéristiques

Les longueurs caractéristiques du plasma sont [12] :

– le libre parcours moyen

$$\lambda_e = \frac{1}{N\sigma} \sim \frac{1}{[10^{24} - 10^{25}] \times [10^{20} - 10^{19}]} \sim [10^{-4} - 10^{-6}] \text{m} \sim [100 - 1] \mu\text{m} \quad (3.68)$$

– la longueur de Debye

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} = \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \times 69 \sim 6,9 \times 10^{-8} \text{m} \sim 0,07 \mu\text{m} \quad (3.69)$$

– la longueur efficace de diffusion

$$\Lambda = \frac{2H}{\pi} \sim [0,64 - 3,2] \text{cm} \sim [6400 - 32000] \mu\text{m} (H \sim 1 - 5\text{cm}) \text{ en axial} \quad (3.70)$$

$$\Lambda = \frac{2R}{\pi} \sim [0,16 - 0,64] \text{mm} \sim [160 - 640] \mu\text{m} (R \sim 0,25 - 1\text{mm}) \text{ en radial} \quad (3.71)$$

Nous avons un nombre de Knudsen (chapitre 1) inférieur à 0,01, le modèle fluide peut donc être choisi pour modéliser le plasma.

De plus, on a une longueur de Debye très inférieure aux libres parcours moyens des électrons et à la longueur caractéristique du plasma. Classiquement, un état de diffusion ambipolaire radial [12, 106] peut être accordé, c'est-à-dire que les électrons et les ions diffusent avec une vitesse identique (ont un même coefficient de diffusion  $D_a$ ). L'état de diffusion ambipolaire est souvent défini sans flux de gaz et dans une situation où les gradients en  $z$  sont faibles. Dans notre cas se pose la question de traiter correctement la direction  $z$  : qu'est-ce qui domine ?

- la diffusion ambipolaire
- la dérive par  $\mu_e$

#### 3.5.1.2 Les fréquences caractéristiques

Les fréquences caractéristiques du plasma sont :

– la fréquence de collision

$$\nu_{en} = 2.4 \times 10^{11} s^{-1} \quad (3.72)$$

– la fréquence d'excitation ( $f=2.45$  GHz)

$$\omega = 2\pi f = 1.5 \times 10^{10} s^{-1} \quad (3.73)$$

– la fréquence de relaxation de l'énergie des électrons par collisions avec les atomes

$$\tau_e^{-1} \sim \nu_{en} \frac{m_e}{M_{He}} = 2.3 \times 10^7 s^{-1} \quad (3.74)$$

Nous avons alors (approximation haute pression) :

$$\frac{\nu}{\omega} = 16 \gg 1 \quad (3.75)$$

et le champ effectif réduit devient :

$$E_{eff} = \frac{E_{hf} \nu_{en}}{\sqrt{\omega^2 + \nu_{en}^2}} \sim E_{hf} \quad \nu_{en} \gg \omega \quad (3.76)$$

Le modèle plasma adoptera une description stationnaire. Ces relations montrent que le transport des particules s'assimile à une description continue alors que le bilan de l'énergie conserve les caractéristiques haute fréquence du problème. Ainsi le plasma est dans une situation préservant le transfert d'énergie très efficace pour les électrons, typique d'une excitation haute fréquence tout en conservant les avantages du transport continu [171].

### 3.5.2 Les équations du plasma

Les équations de transport des espèces du plasma sont :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_0) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e = n_e \nu_I \quad \text{pour les électrons} \quad (3.77)$$

et

$$\vec{\nabla} \cdot (n_{He2+} \vec{v}_0) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{He2+} \approx S_e = n_e \nu_I \quad \text{pour les ions} \quad (3.78)$$

$S_e$  est le terme source des électrons (on suppose ici qu'il se réduit à l'ionisation directe,  $S_e = n_e \nu_I$ ).  $\vec{v}_0$  est la vitesse barycentrique du fluide et provient du modèle hydrodynamique (voir équation 3.48).

Afin de montrer l'influence de l'écoulement du gaz sur la distribution des paramètres plasma, nous ajoutons par rapport à l'équation 1.3 du chapitre 1, les termes  $\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_0)$  et  $\vec{\nabla} \cdot (n_{He2+} \vec{v}_0)$ .

De manière générale, les flux des espèces chargées peuvent s'exprimer comme la somme d'un terme de dérive et d'un terme de diffusion (équations 1.4 et 1.7) :

$$\vec{\Gamma}_e = -(D_e) \vec{\nabla} (n_e) - \mu_e n_e \vec{E}_{dc} \quad (3.79)$$

$$\vec{\Gamma}_{He2+} = -(D_{He2+}) \vec{\nabla} (n_{He2+}) - \mu_{He2+} n_{He2+} \vec{E}_{dc}^{eff} \quad (3.80)$$

L'énergie moyenne des électrons est calculée en résolvant l'équation de transport suivante :

$$-\frac{1}{2} \Re \left[ \vec{\Gamma}_{e,hf} \cdot \vec{E}_{hf}^* \right] - \vec{\Gamma}_e \cdot \vec{E}_{dc} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e + n_e \theta_{coll} \quad (3.81)$$

avec

$$\vec{\Gamma}_{e,hf} = -\mu_{e,hf} n_e \vec{E}_{hf} \sim -\mu_e n_e \vec{E}_{hf} \quad (3.82)$$

et

$$\vec{\Gamma}_e = -\vec{\nabla} (D_e n_e) - \mu_e n_e \vec{E}_{dc} \quad (3.83)$$

$\vec{\Gamma}_{e,hf}$  est le flux électronique suivant le champ micro-onde et  $\mu_{hf}$  est la mobilité HF. Notons qu'à haute pression ( $\omega \ll \nu_{en}$ ), elle est proche de  $\mu_e$ .

$\vec{\Gamma}_e$  est le flux de l'énergie des électrons.  $\mu_e$  et  $D_e$  sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion pour le transport de l'énergie des électrons.

Les membres de gauche de l'équation 3.81 représentent, dans l'ordre, la puissance acquise par effet Joule du champ HF appliqué et la puissance perdue par diffusion contre le champ de charge d'espace.  $n_e \theta_{coll}$  représente les puissances perdues par friction lors des collisions.

Le champ de charge d'espace  $\vec{E}_{dc}$  doit être déduit de l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_{dc} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_{He2+} - n_e) \quad (3.84)$$

et le champ de charge d'espace effectif est défini par (voir équation 1.8) :

$$\vec{E}_{dc}^{eff} = -\frac{m_{He2+}}{e} \left[ (\vec{V}_{He2+} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_{He2+} \right] - \frac{m_{He2+}}{e} \frac{S_e}{n_{He2+}} \vec{V}_{He2+} + \vec{E}_{dc} \quad (3.85)$$

On suppose dans la suite que notre torche est axisymétrique, à savoir qu'il n'y a pas d'in-homogénéités azimutales.

Calculons maintenant ces équations en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_e v_{0z}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{e,r}) - \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{e,z} = n_e \nu_I \quad (3.86)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{He2+} v_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_{He2+} v_{0z}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{He2+,r}) - \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{He2+,z} = n_e \nu_I \quad (3.87)$$

$$\frac{1}{2}n_e\mu_e (E_{hf,r}^2 + E_{hf,z}^2) - \Gamma_{e,r}E_r - \Gamma_{e,z}E_z = \frac{1}{r}\frac{\partial(r\Gamma_\epsilon)}{\partial r} + \frac{\partial\Gamma_{\epsilon,z}}{\partial z} + n_e\theta_{coll} \quad (3.88)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rE_{dc,r})}{\partial r} + \frac{\partial E_{dc,z}}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_{He2+} - n_e) \quad (3.89)$$

Ceci pourrait se résoudre en utilisant un schéma de Cranck-nicholson classique dans lequel on introduit un terme temporel aux équations ( $\partial n_e/\partial t$ ) et on résout alternativement les équations suivant  $z$  au premier demi pas de temps (en passant dans le membre de droite les termes en  $r$ ) et suivant  $r$  au deuxième demi pas de temps (en passant dans le membre de droite les termes en  $z$ ).

Les équations ci-dessus ont été écrites de manière générale sans aucune approximation. Cette résolution nous a paru très difficile à mener dans le temps de la thèse. Nous avons donc cherché à faire certaines approximations afin d'éliminer un certain nombre de termes.

### 3.5.2.1 L'approximation ambipolaire

Nous allons regarder ce que l'hypothèse de diffusion ambipolaire induit sur les équations précédentes.

Les équations du plasma deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_0) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = S_e = n_e \nu_I \quad (3.90)$$

avec :

$$\vec{\Gamma}_e = -\vec{\nabla} (D_a n_e) \quad (3.91)$$

soit en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rn_e v_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z}(n_e v_{0z}) - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rD_a\frac{\partial n_e}{\partial r}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(D_a\frac{\partial n_e}{\partial z}\right) = n_e \nu_I \quad (3.92)$$

Le champ de charge d'espace s'écrit alors (voir équation 1.10) :

$$\vec{E}_{dc} = \frac{D_{He2+} - D_e}{\mu_{He2+} + \mu_e} \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} = -u_k \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} \quad (3.93)$$

$$n_{He2+} = n_e \quad (3.94)$$

$$\vec{\Gamma}_{He2+} = \vec{\Gamma}_e \quad (3.95)$$

avec

$$D_a \equiv \frac{(D_e \mu_{He2+} + \mu_e D_{He2+})}{(\mu_{He2+} + \mu_e)} \approx \frac{(D_e \mu_{He2+})}{\mu_e} + \frac{(\mu_e D_{He2+})}{\mu_e} = \left(u_k + \frac{D_{He2+}}{\mu_{He2+}}\right) (\mu_{He2+}) \quad (3.96)$$

$$\approx u_k (\mu_{He2+})$$

le coefficient de diffusion ambipolaire et

$$u_k \equiv -\frac{D_{He2+} - D_e}{\mu_{He2+} + \mu_e} \approx \frac{D_e}{\mu_e} \quad (3.97)$$

l'énergie caractéristique (correspondant à  $\frac{3}{2}k_B T_e$  pour une fdee maxwellienne).

Nous avons :

$$|e\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{E}_{dc}|, |\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e| \ll n_e \theta_{coll} \quad (3.98)$$

L'équation de l'énergie des électrons devient :

$$\frac{1}{2} \Re[\mu_{e,hf}] |E_{hf}|^2 = \theta_{coll} \quad (3.99)$$

et est résolue par un code Boltzmann développé par L. Alves et al. [168].

### 3.5.2.2 Les paramètres électroniques et ioniques

Les paramètres électroniques seront calculés en fonction de  $E_{hf}/N$ , à partir de la résolution de l'équation de Boltzmann. Ici, nous avons :  $N = n_g$

$$\begin{cases} \frac{\nu_I}{N} = f\left(\frac{E_{hf}}{N}\right) \\ D_e N, \mu_e N, u_k = f\left(\frac{E_{hf}}{N}\right) \\ \Re[\mu_{e,hf} N], \frac{\theta_{el}^e}{N}, \frac{\theta_{inel}^e}{N} = f\left(\frac{E_{hf}}{N}\right) \end{cases}$$

Les paramètres ioniques seront obtenus à partir de la littérature [168].

$$\begin{cases} D_{He2+} N = \mathcal{O}_{He2+,1} N \\ \mu_{He2+} N = \frac{D_{He2+} N}{k_B T} \end{cases}$$

### 3.5.3 Modélisation 1D de la TIA

Nous avons essayé dans un premier temps une résolution 1D de ces équations pour pouvoir estimer rapidement les paramètres plasma ( $n_e$  et  $T_e$ ) et fournir une première comparaison avec les mesures expérimentales. Nous avons choisi de regarder dans la direction axiale  $z$  pour regarder l'influence du flux, qui évolue principalement dans cette direction. De plus, la dimension axiale du plasma est la plus grande et est celle dont nous souhaitons, à terme, prédire la longueur. Radialement, nous ferons l'hypothèse que le profil de densité électronique est décrit plus ou moins par une fonction de Bessel, de dimension caractéristique le rayon du plasma.

#### 3.5.3.1 Diffusion ambipolaire suivant $r$ et $z$

Une première approche consiste à considérer la diffusion ambipolaire dans les deux directions, axiale et radiale. En reprenant l'équation 3.92 et en gardant néanmoins le terme de l'écoulement, l'équation de transport devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{0r}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_e v_{0z}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_a \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( r D_a \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) = n_e \nu_I \quad (3.100)$$

On se place en  $r=0$  :  $v_{0r} \sim 0$  et  $\frac{\partial n_e}{\partial r} \sim 0$ , et il reste :

$$\frac{\partial}{\partial z} (n_e v_{0z}) - \frac{\partial}{\partial z} \left( D_a \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) = n_e \nu_I \quad (3.101)$$

ce qui devient une fois développé :

$$-D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} + \left( v_{0z} - \frac{\partial D_a}{\partial z} \right) \frac{\partial n_e}{\partial z} + \left( \frac{\partial v_{0z}}{\partial z} - \nu_I \right) n_e = 0 \quad (3.102)$$

Cette équation, une fois discrétisée selon  $z$ , conduit à une matrice tridiagonale, qui se résout simplement par l'algorithme de Thomas.

On impose  $n_e = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $\frac{dn_e}{dz} = 0$  au début du plasma. Rien n'est imposé en fin du domaine de calcul. On souhaite en effet voir où le plasma s'éteint et ainsi simuler numériquement sa longueur.

La résolution de cette équation nécessite de connaître les valeurs de la composante  $v_{0z}$  de la vitesse ainsi que de sa dérivée suivant  $z$  :  $\frac{dv_{0z}}{dz}$ . Elles sont issues du modèle hydrodynamique (voir section 3.4) résolu pour la buse de 2 mm de diamètre, un débit de  $5 \text{L}\cdot\text{min}^{-1}$ , une densité et température électroniques maximales de  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  et 20000 K. Ces valeurs sont données respectivement aux figures 3.8a) et 3.8b). Le plasma débute à 1 mm de la sortie de la buse. Les paramètres électroniques  $\nu_I$  et  $D_a$  sont calculés pour un champ  $E_{HF}$  de  $40 \text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ , valeur typique en accord avec nos résultats électromagnétiques que nous présenterons au chapitre suivant. Ces paramètres sont fournis au tableau 3.5.

$E_z$ $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$	$D_e$ $\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$\mu_e$ $\text{V}^{-1}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$D_i$ $\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$\mu_i$ $\text{V}^{-1}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$D_a$ $\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$\nu_I$ $\text{s}^{-1}$
40	33485	5562	172	1000	5248	$8,6 \times 10^6$

TABLE 3.5 – Valeurs des paramètres de transport électroniques et ioniques pour un champ électrique de  $40 \text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ .

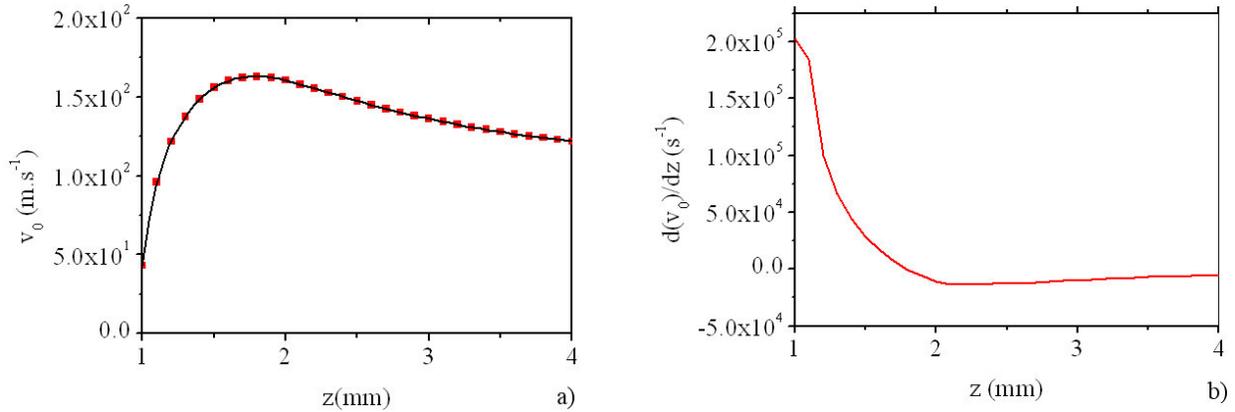


FIGURE 3.8 – a) Profil des vitesses  $v_0$  sur l'axe  $z$  issu du modèle HD pour la buse de 2 mm de diamètre, un débit de  $5 \text{ L.min}^{-1}$ , une densité et température électroniques maximales de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $20000 \text{ K}$  (courbe noire) et interpolation de ce profil dans notre domaine de calcul (points rouges). b) Profil de la dérivée de  $v_0$  donné en a).

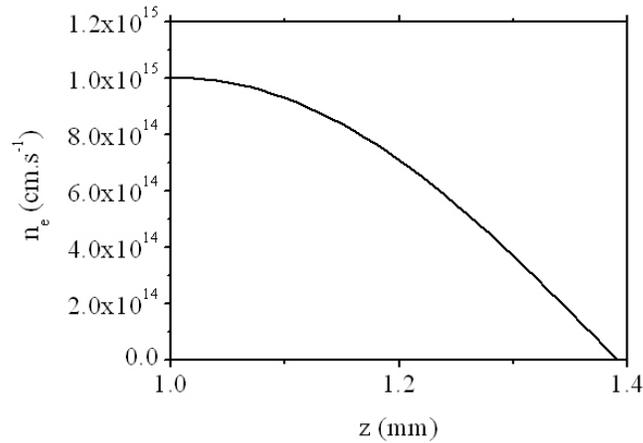


FIGURE 3.9 – Profil de la densité électronique  $n_e$  calculé par le modèle 1D purement ambipolaire.

Le résultat de la résolution de l'équation 3.102 est donné à la figure 3.9. Nous observons une extinction ( $n_e = 0$ ) suivant  $z$  au bout de 0,4 mm.

Mis à part les termes provenant de l'écoulement du gaz, l'équation 3.102 se résume à une description de diffusion ambipolaire pure dont le rayon caractéristique vaut [12] :

$$R = 2,405 \times \sqrt{D_a/\nu_I} \quad (3.103)$$

Pour nos valeurs de  $\nu_I$  et  $D_a$  (voir tableau 3.5), on obtient  $R = 0,6 \text{ mm}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que la longueur du plasma obtenue par l'équation 3.102 (0,4 mm, cf figure 3.9). Le terme d'écoulement ne semble pas avoir beaucoup d'influence sur les dimensions du plasma et cette approche purement ambipolaire en 1D aboutit à un plasma dont les dimensions radiale et axiale sont données par la diffusion ambipolaire de dimension caractéristique 0,4 - 1 mm.

### 3.5.3.2 Diffusion ambipolaire suivant r et dérive suivant z

Une deuxième approche, introduite par Vlad et al. [172], est de considérer le phénomène de dérive électronique suivant z et de conserver la diffusion ambipolaire suivant r :

$$\frac{\partial}{\partial z} (n_e v_{0z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{0r}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_a \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \nu_I n_e + \mu_e |E_z| \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (3.104)$$

La situation décrite dans [172] concerne une excitation continue, le champ électrique a une composante axiale  $E_z$  principalement liée au champ d'excitation et une composante radiale principalement liée au champ de charge d'espace. Notre situation est différente (excitation haute fréquence à haute pression). Le champ HF (non stationnaire) ne devrait pas être inclus dans l'équation de continuité (stationnaire). Néanmoins, pour utiliser cette approche, nous gardons la même valeur de champ que précédemment de  $40 \text{ V.cm}^{-1}$  et le paramètre électronique  $\mu_e$  correspondant (voir tableau 3.5).

On traite l'équation en 1D suivant z en conservant dans le membre de droite les termes radiaux. Avec l'hypothèse de diffusion ambipolaire, la distribution radiale de la densité électronique  $n_e$  peut être calculée par une fonction de Bessel [12] :  $n_e(r) = n_e(0) J_0(\alpha r)$  avec  $\alpha = \frac{\nu_I}{D_a}$ . Les termes  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_a \frac{\partial n_e}{\partial r})$  et  $\nu_I n_e$  s'annulent et, en se plaçant en  $r=0$ , on a  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{0r}) \sim 0$ . Il reste alors :

$$- \mu_e |E_z| \frac{\partial n_e}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (n_e v_{0z}) = 0 \quad (3.105)$$

Les valeurs de  $v_{0z}$ ,  $\frac{dv_0}{dz}$  restent identiques aux valeurs précédentes utilisées dans la première approche (voir figures 3.8).

Les valeurs de  $n_e$  suivant z, résolues par l'équation 3.105 sont données sur les figures 3.10a) et b) sur les premiers mm.  $n_e$  semble, à première vue (figure 3.10a), à peu près constant comme le profil observé par ailleurs par Vlad et al. [172]. La figure 3.10b) donne un zoom autour des valeurs de  $n_e$ , nous observons alors que les variations de  $n_e$  suivent les variations de  $\frac{dv_0}{dz}$  de la figure 3.8b).

La principale faiblesse de cette approche dans notre cas est le fait que le champ haute fréquence n'est pas représentatif du transport (voir section 3.5.1.2) : il génère une oscillation des particules menant à une divergence nulle, sur une période.

Mais il est responsable du gain d'énergie des électrons, et puisque l'oscillation du flux haute fréquence est en phase avec celle du champ d'excitation, les électrons gagnent l'énergie mise à leur disposition par ce champ.

Actuellement, dans la littérature, le transfert d'énergie se fait de tranche en tranche selon z. Il s'agit d'équations radiales pour lesquelles  $\theta$  représente ce transfert et est exploité comme entrée de la tranche suivante. Nous n'avons pas encore trouvé une approche physiquement correcte pour prendre en compte ce transfert d'énergie en haute fréquence dans le plasma suivant z.

La solution est de développer le modèle plasma en 2D (brièvement présenté au paragraphe 3.5.2) qui fait intervenir l'équation de l'énergie (équation 3.81). En résolvant l'ensemble des

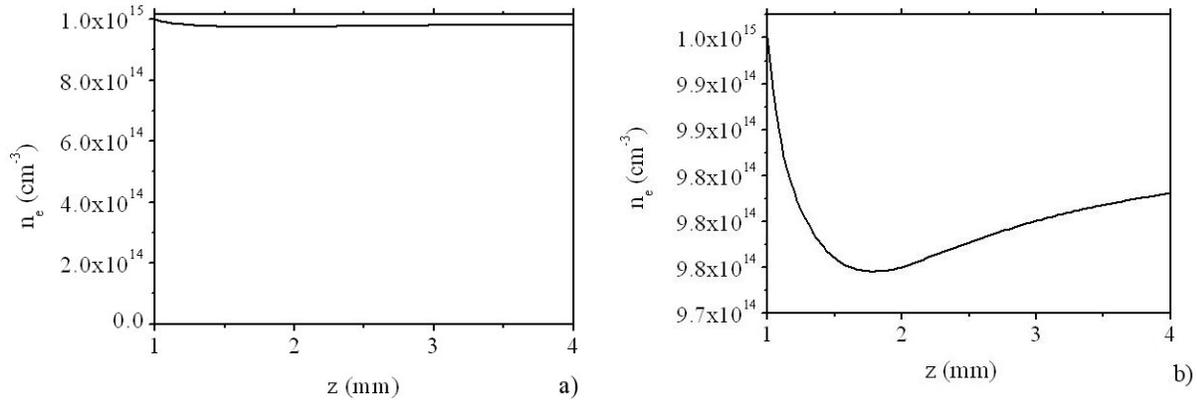


FIGURE 3.10 – a) Profil de la densité électronique  $n_e$  calculé par le modèle 1D considérant le phénomène de dérive électronique suivant  $z$  et conservant la diffusion ambipolaire suivant  $r$ . b) zoom de a)

équations [3.86 - 3.89], on prendrait ainsi en compte le champ  $\vec{E}_{HF}$  et donc la puissance haute fréquence.

### 3.6 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modèles physiques développés dans ce travail afin d'obtenir les caractéristiques spécifiques de chaque module et les données nécessaires aux autres modules.

Comme nous l'avons vu, il existe une forte interdépendance entre les phénomènes décrits par ces trois modules :

- 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 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 aussi permis de présenter les aspects théoriques du développement des équations hydrodynamiques de transport pour un fluide multicomposantes.

Concernant le module « plasma », nous avons tenté plusieurs simplifications pour développer un code 1D axial. Ces tests n'ont pas été concluants et nous renforcent dans l'idée, qu'étant donné la complexité du plasma créé par la TIA, sa description nécessite un module « plasma » 2D dans lequel l'équation de l'énergie doit apparaître et qui doit être couplé aux modules électromagnétique et hydrodynamique.

Le modèle auto-cohérent, comprenant un module « plasma » n'est pas disponible actuellement. Pour étudier les aspects électromagnétique et hydrodynamique liés à la présence du plasma, nous imposerons donc des profils des paramètres plasma ( $n_e$  et  $T_e$ , voir la figure 3.2)

dans les modèles électromagnétique et hydrodynamique. Les résultats de ces deux modèles sont donnés au chapitre 4.

# Chapitre 4

## Résultats des modèles physiques

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de modélisation obtenus avec les modèles décrits dans le chapitre précédent. Nous montrerons les distributions du champ micro-onde, des vitesses d'écoulement et de la température du gaz. Nous discuterons des principaux mécanismes de création du plasma et de chauffage du gaz. Les résultats concernant le module « Plasma » ne sont pas encore disponibles. Comme nous l'avons dit dans l'introduction et rappelé au chapitre 3, la principale difficulté est liée à l'absence de frontières fermées. Pour finir, une conclusion résumera l'intérêt et les limites de cette modélisation.

### 4.1 Module EM

Cette partie présente les résultats de simulations de la distribution du champ micro-onde dans le système en supposant la position et les dimensions du plasma ainsi que les paramètres plasma (densité électronique et fréquence de collision électron-neutre). Le but de cette étude est de comprendre et de modéliser le champ électrique à l'intérieur du système afin d'étudier l'interaction entre le champ micro-onde et le plasma.

#### 4.1.1 Calculs sans plasma

Ici, nous nous intéressons aux calculs électromagnétiques sans plasma pour, premièrement vérifier le couplage du système à travers le paramètre  $S$  (voir le chapitre 3) et deuxièmement obtenir la distribution du champ  $|\vec{E}|$  afin de confirmer l'hypothèse du chapitre précédent, à rappeler que la champ maximal se trouve au niveau de la buse.

Nous ne nous intéressons pas au diamètre de la buse (2 mm ou 0,5 mm), dans nos calculs électromagnétiques, la buse est considérée fermée.

##### 4.1.1.1 Paramètre de couplage $S$

La réflexion est évaluée sur le seul port d'excitation, le paramètre  $S$  se réduit à l'élément  $S_{11}$  qui représente la puissance réfléchie sur la puissance initiale. La puissance absorbée par le système est donnée par  $1-S_{11}^2$  [161], montrée à la figure 4.1. Cette courbe ressemble à une courbe

de résonance. Pourtant ici, le système est ouvert, on ne peut pas parler de résonance. Par abus, il nous arrivera d'utiliser ce terme.

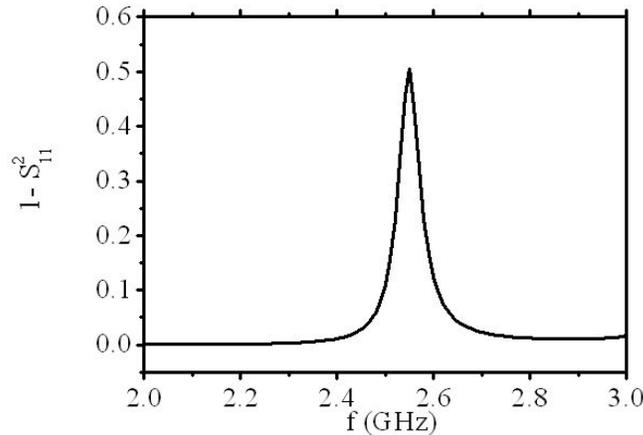


FIGURE 4.1 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence.

Dans notre configuration et sans plasma, le pic de la courbe de puissance est à 2,55 GHz et la puissance couplée correspond à 50% de la puissance initiale. A la fréquence micro-onde délivrée par le magnétron, autour de 2,45 GHz, la puissance couplée ne vaut plus que 3%. Le plasma change l'impédance du système et élargit le domaine de fréquence où la puissance peut être absorbée par le système, ce qui justifie qu'un plasma peut malgré tout être entretenu à 2,45 GHz [173, 174]. Nous verrons plus précisément l'influence du plasma au paragraphe 4.1.2.

La création (ou la non création) du plasma est principalement due à la répartition du champ électrique.

#### 4.1.1.2 Champ électrique

L'amorçage du plasma est conditionné à une valeur de champ électrique suffisante au niveau de la buse de la torche. Les figures 4.2(a) et 4.2(b) montrent des distributions bi-dimensionnelles de la norme du champ électrique pour une puissance initiale de 500 W et une fréquence délivrée de 2.45 GHz. Sur la figure 4.2a), nous avons préféré représenter le logarithme du champ pour faciliter sa visualisation dans l'ensemble du système. Le champ électrique est maximal au niveau de la buse. Il est ici de l'ordre de  $1$  à  $2 \times 10^5$  V/m, soit 1-2 kV/cm. C'est une valeur assez typique nécessaire au maintien d'un plasma [175] mais faible pour l'amorçage. Rappelons que pour la fréquence choisie, 2.45 GHz, nous sommes dans une zone mal couplée. Le champ est plus fort si le système est bien couplé. La valeur faible du champ est remédiée expérimentalement par l'utilisation d'une tige métallique qui, concentrant le champ, permet l'amorçage du plasma. Nous sommes donc dans des conditions favorables à la création d'un plasma.

La figure 4.3 donne des distributions bidimensionnelles de  $|\vec{E}|$  pour les mêmes données que la figure 4.2. Ici sont présentées des coupes (x,y) du domaine de calcul à plusieurs positions de

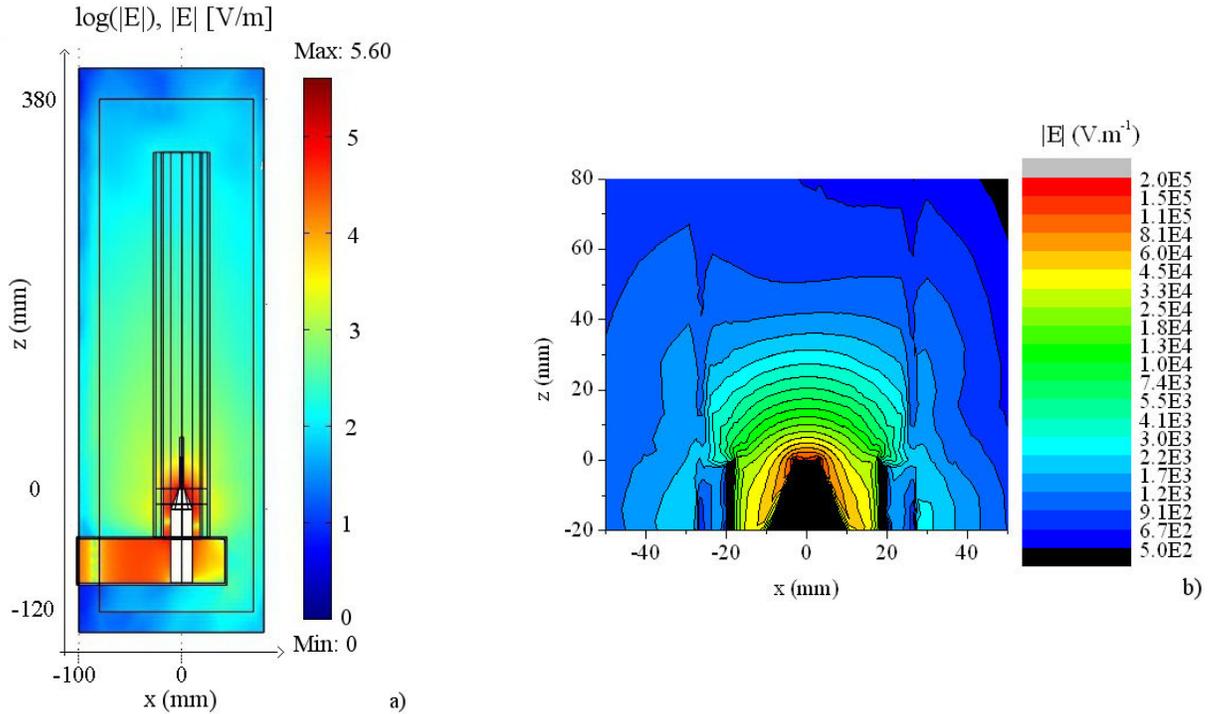


FIGURE 4.2 – Coupe 2D ( $x, z$ ) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.  $y=0$  mm

$z$  pour étudier la distribution azimutale de la distribution du champ électrique. Elle est symétrique autour de l'axe central vertical  $z$ . On remarque que  $|E|$  diminue bien sûr en s'éloignant de la buse tout en conservant cette symétrie.

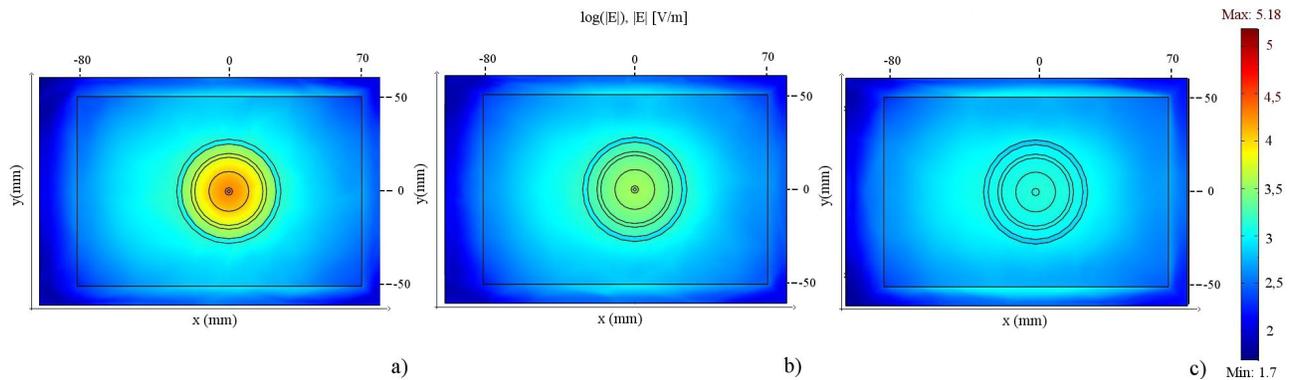


FIGURE 4.3 – Coupe 2D ( $x, y$ ) du logarithme décimal de la norme du champ électrique pour différentes valeurs de  $z$  : 10 mm (a), 25 mm (b) et 40 mm (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

Sur la figure 4.4(a), nous représentons la norme du champ électrique  $|\vec{E}|$  sur l'axe ( $r=0$ ). Le champ augmente avec la puissance micro-onde initiale. Plus précisément, nous montrons le

carré du maximum de la norme du champ électrique  $|E|_{Max}^2$  à la figure 4.4(b) : il augmente proportionnellement avec la puissance.

Expérimentalement, on pourrait penser que la densité électronique  $n_e$  augmente avec la puissance  $P_i$  mais cela n'a pas été vérifié. Nous avons juste vu un léger effet sur la longueur.

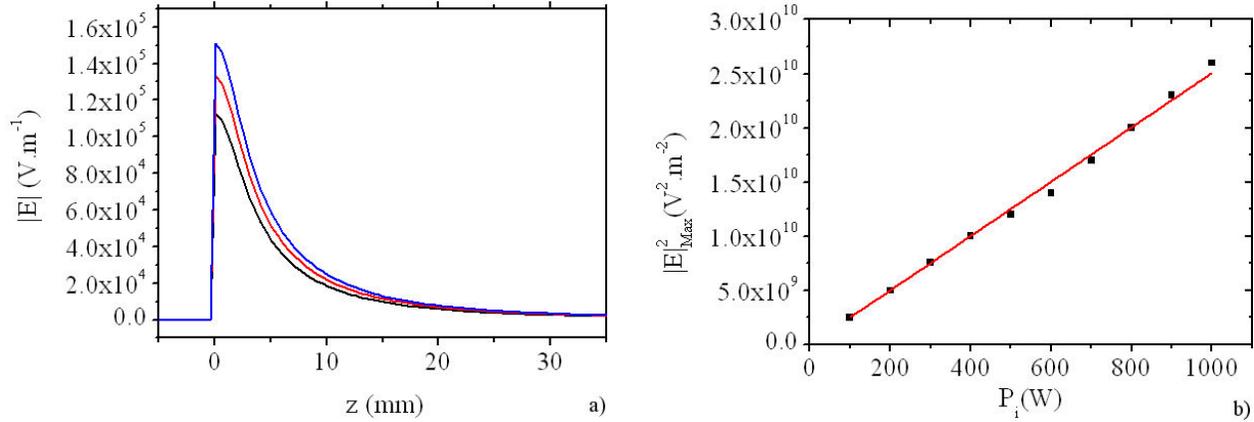


FIGURE 4.4 – (a) Norme du champ électrique  $|\vec{E}|$  sur l'axe ( $r=0mm$ ) pour des puissances de 500 W (courbe noire), de 700 W (courbe rouge) et de 900 W (courbe bleue). (b) Carré du maximum de cette norme  $|\vec{E}|_{Max}^2$  en fonction de la puissance initiale  $P_i$ . La fréquence délivrée est 2,45 GHz.

Sur la figure 4.5 sont présentées les composantes axiale  $E_z$  et radiale  $E_r$  du champ électrique sur l'axe ( $r=0mm$ ) pour plusieurs puissances initiales  $P_i$ . Le champ  $E_z$  est plus important que le champ  $E_r$ . De plus, on remarque que le maximum du champ ne se situe pas à  $z=0$  mm mais un peu plus loin, vers  $z = 0,1$  mm.

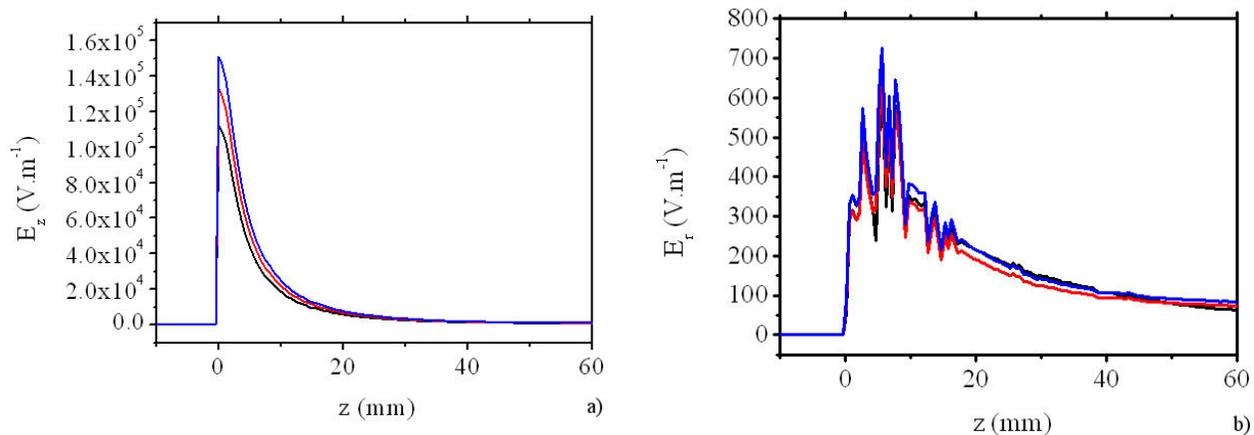


FIGURE 4.5 – Composantes axiale  $E_z$  (a) et radiale  $E_r$  (b) du champ électrique sur l'axe ( $r=0mm$ ) pour des puissances de 500W (courbe noire), de 700W (courbe rouge) et 900W (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz.

Comme le montre la figure 4.6 représentant les composantes axiale (a et c) et radiale (b et d) au niveau de la buse pour différentes puissances, la composante  $E_z$  est également plus

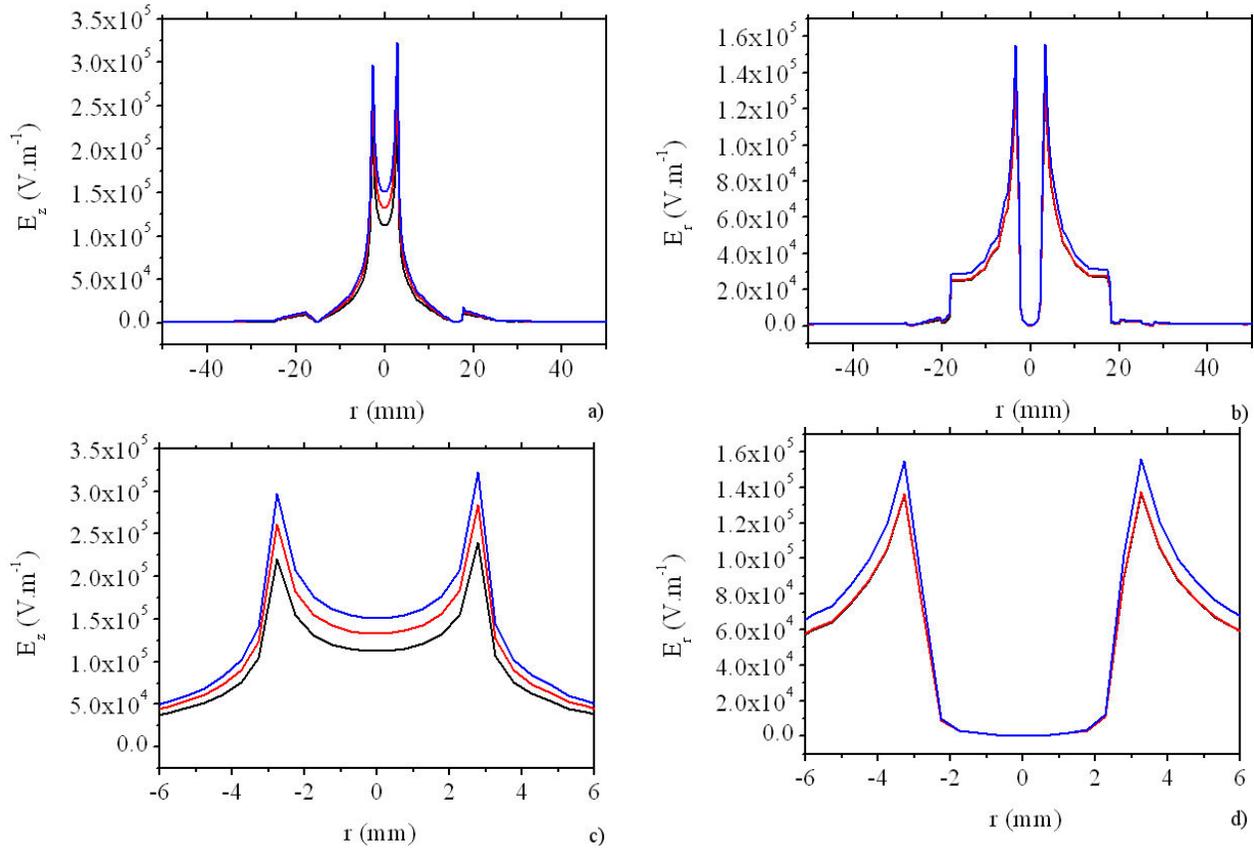


FIGURE 4.6 – Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au niveau de la buse ( $z=0.1\text{mm}$ ) pour des puissances de 500W (courbe noire), de 700W (courbe rouge) et 900W (courbe bleue). (c) et (d) sont réciproquement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz.

importante que la composante  $E_r$ , à la sortie de la buse. Elle décroît toutefois plus rapidement : lorsqu'on s'éloigne un peu de la buse :  $E_z$  devient plus faible que  $E_r$ .

Nous observons sur ces graphiques des pics de champ dont la valeur est très dépendante du maillage et des interpolations choisies. Nous n'établirons donc pas d'analyse critique pour ce qui est des valeurs absolues de ces pics observés sur les différents graphiques qui vont suivre. La tendance des courbes est néanmoins correcte : pour chaque figure, les courbes sont obtenues avec un même maillage et le même nombre de points interpolés.

#### 4.1.1.3 Vecteur de Poynting

Les ondes électromagnétiques transportent de l'énergie qu'elles peuvent transmettre aux éléments absorbants qu'elles rencontrent. Cette distribution d'énergie est donnée aux figures 4.7(a), 4.7(b) et 4.7(c) par la représentation en 2D du vecteur de Poynting  $\vec{P}_o$ .

De même que pour le champ électrique  $\vec{E}$ , nous présentons le logarithme de ce vecteur pour aider sa visualisation. À la figure 4.7(a), on a tracé les flèches directrices de ce vecteur pour

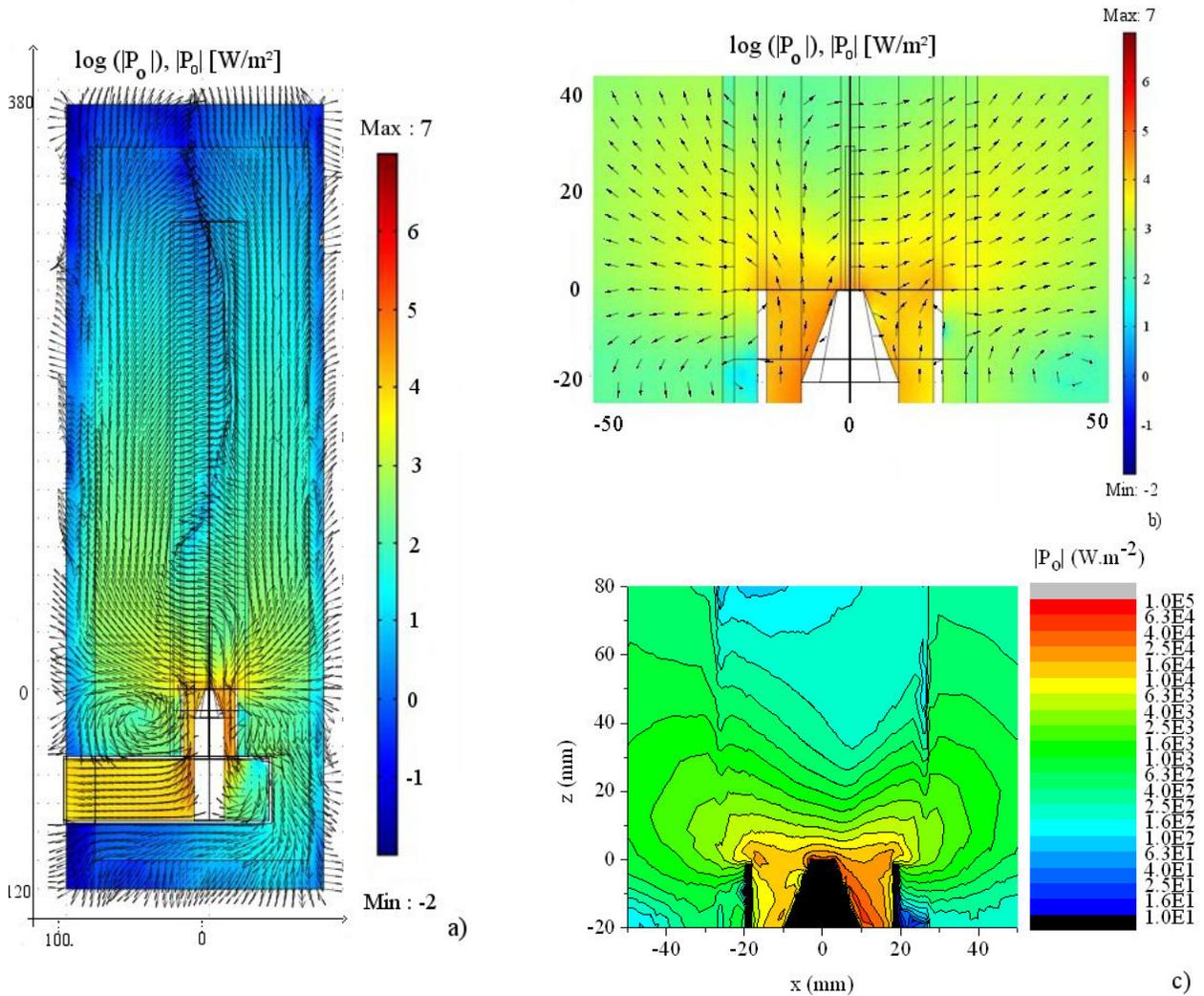


FIGURE 4.7 – Coupe 2D  $(x,z)$  du logarithme décimal de la norme du vecteur de Poynting  $\vec{P}_o$  dans le domaine de calcul(a) et autour de la buse (b) et de la norme de  $\vec{P}_o$  autour de la buse (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W.  $y=0$  mm

montrer qu'elles se concentrent au niveau de la buse. On voit aussi par la cartographie en couleur que cette énergie y est maximale.

#### 4.1.2 Calculs avec plasma

Nous nous intéressons maintenant à l'influence d'un plasma sur les propriétés électromagnétiques du système. Le champ micro-onde interagit avec le plasma par les paramètres d'entrée : la permittivité et la conductivité liées à la densité électronique du plasma et à la fréquence de collision électron-neutre. Dans les calculs suivants, la densité électronique est imposée par les profils axial et radial donnés au chapitre précédent, au graphique 3.2 et justifiés par les mesures expérimentales du chapitre 2. Les densités électroniques maximales  $n_{eMax}$  seront com-

prises entre  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et  $1,2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  et les fréquences de collision électron-neutre  $\nu_{en}$  sont calculées pour des températures du gaz comprises entre 1500 K et 6000 K dans l'hélium par [168] :

$$\nu_{en} \simeq 6,8 \times 10^{-8} n_g (\text{cm}^{-3}) \quad (4.1)$$

Elles valent ici entre  $8,5 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$  et  $3,4 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$ .

Dans les prochains paragraphes, le plasma mesure 2 mm de diamètre et 3 cm de longueur, ce qui correspond aux dimensions d'un plasma créé avec la TIA de 2 mm de diamètre. Les premiers résultats montrés sont produits pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et  $\nu_{en} = 1,7 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$ .

La réponse en fréquence de la puissance transférée au système après l'ajout de ce plasma est donnée à la figure 4.8. On voit que même si le couplage est mauvais (moins de 40% de la puissance est transférée), quand on se place à notre fréquence de travail (2,45 GHz), il reste meilleur que celui de la figure 4.1 pour laquelle aucun plasma n'était imposé. Comme nous l'avons brièvement indiqué au paragraphe 4.1.1.1, le plasma modifie l'adaptation de l'onde au système en changeant son impédance à travers  $n_e$  et  $\nu_{en}$  [176].

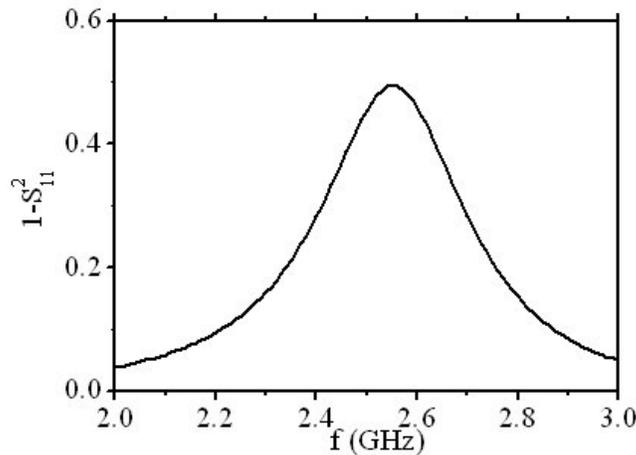


FIGURE 4.8 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour un plasma de dimension  $2 \text{ mm} \times 3 \text{ cm}$  situé à la sortie de la buse.

Regardons alors la répartition en 2D, dans le plan  $(x,z)$ , de  $|\vec{E}|$  pour cette configuration, à la figure 4.9. Les microondes se propagent au bord du plasma. Le plasma agit comme un support de propagation. Cela est possible du fait que nos densités électroniques sont supérieures à la densité critique (voir chapitre 3).

De plus en comparant les figures 4.2 (sans plasma) et 4.9 (avec plasma), nous observons que sur la première figure, la propagation du champ s'arrête au niveau de la buse avec du rayonnement au dessus. Sur la figure 4.9, la propagation continue jusqu'à la fin du plasma : il se forme une prolongation de la structure coaxiale.

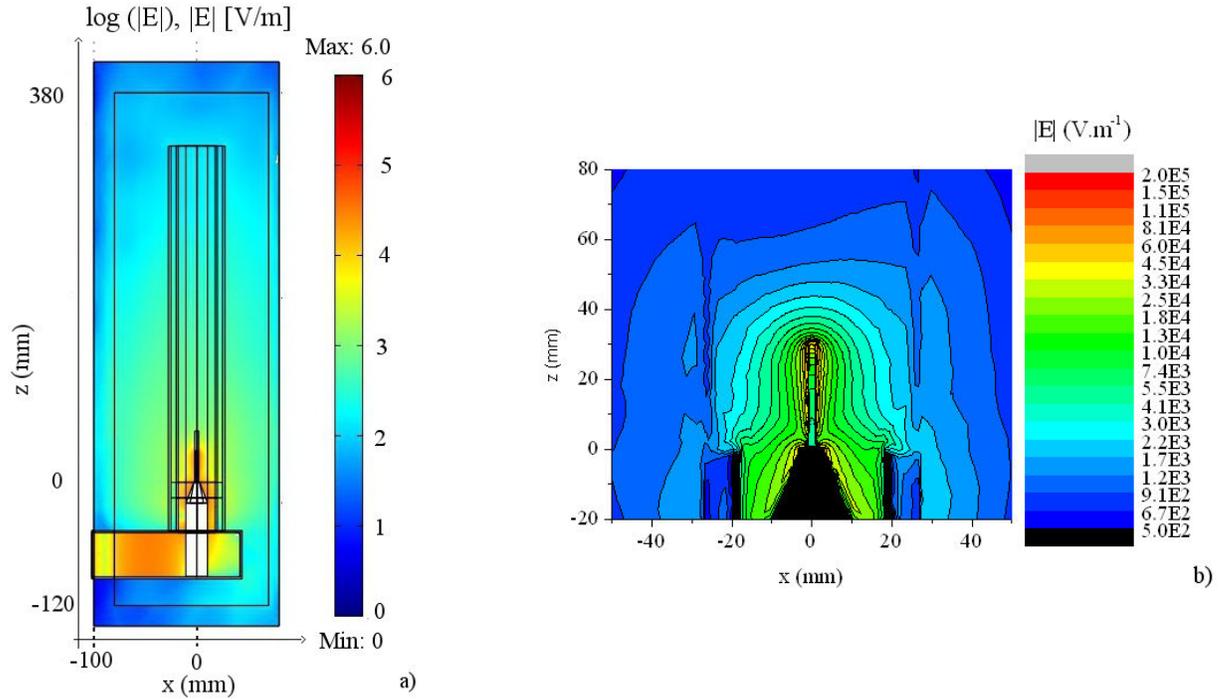


FIGURE 4.9 – Coupe 2D ( $x,y$ ) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). Le plasma est situé à la sortie de la buse. La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

#### 4.1.2.1 Influence du profil de densité électronique

Étant donné que l'énergie micro-onde est transmise aux électrons du plasma, il est nécessaire d'affiner sa définition afin d'obtenir une connaissance fine de son impédance. En effet, la faible puissance transférée au système obtenue à la figure 4.8 ne correspond pas à nos résultats expérimentaux, pour lesquels le couplage, à 2,45 GHz, est bien meilleur ( $>80\%$ ) que celui calculé avec ce profil de  $n_e$  ( $\sim 25\%$ ).

Dans cette partie, j'ai testé plusieurs profils de densités électroniques. En plus de ceux décrits dans le chapitre précédent, les nouveaux profils sont donnés aux figures 4.10(a) et 4.10(b).

**Puissance transférée au système** La figure 4.11 donne les réponses en fréquence des puissances transférées au système pour différents profils de densité. L'ancien profil avec A1 et R1 (courbe noire) et le profil A2 et R1 (courbe bleue) sont imposés à la buse ( $z=0$  mm). Les profils A2 et R1 (courbe rouge) et A2 et R2 (courbe verte) sont imposés 1 mm au dessus de la buse.

Le couplage entre la puissance micro-onde et le plasma est meilleur lorsqu'on place le plasma à 1 mm de la buse, ce qui correspond à nos observations : la plasma n'est probablement pas "collé" à la buse. Cela est probablement dû au fait que le champ est maximal un peu plus haut que  $z=0$  mm, (en  $z=0$  mm, le champ est proche de 0 compte tenu de la buse métallique). Le profil radial n'intervenant que peu (courbe rouge vs courbe verte de la figure 4.11), dans la suite

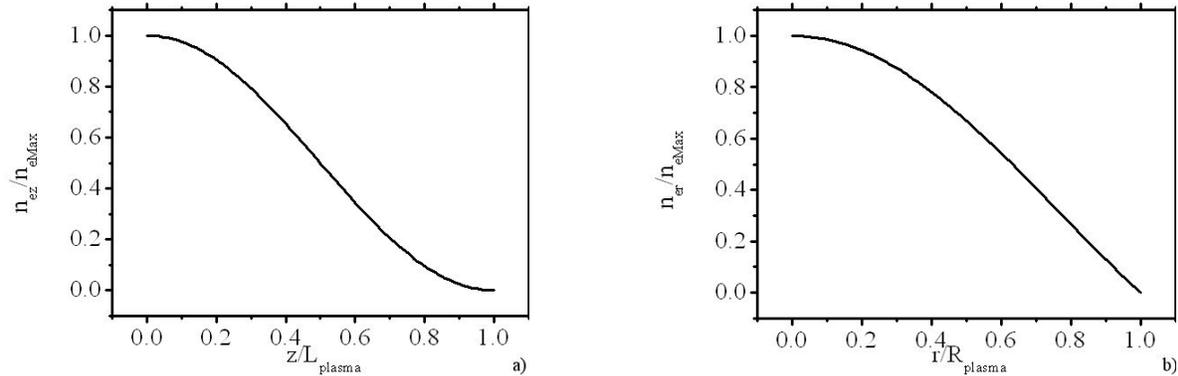


FIGURE 4.10 – Nouveaux profils de densité électronique axial, noté A2 (a) et radial, noté R2 (b) testés

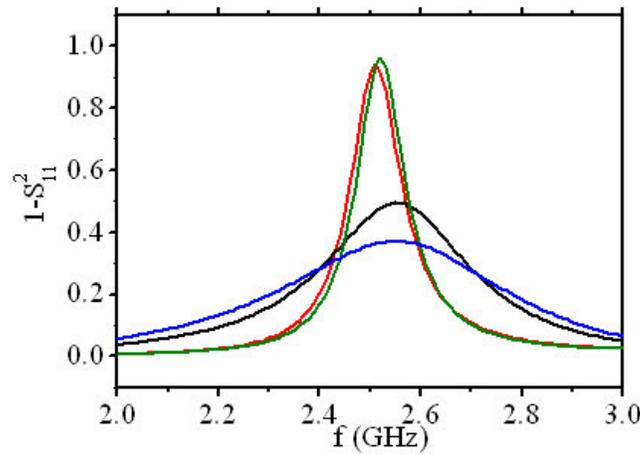


FIGURE 4.11 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des profils de densité électronique différents. Les profils avec A1 et R1 (courbe noire) et avec A2 et R1 (courbe bleue) sont imposés à la buse ( $z=0$  mm). Les profils A2 et R1 (courbe rouge) et A2 et R2 (courbe verte) sont imposés 1 mm au dessus de la buse.

de notre étude sur le comportement électromagnétique de la torche, nous garderons le profil 3 (A2 et R1), avec le plasma situé 1 mm au dessus de la buse. Il doit exister une position, pour le plasma, optimale pour le couplage. Notre étude n'étant pas encore auto-cohérente et étant donné la difficulté d'estimer précisément cette position visuellement, nous ne nous intéressons pas pour la suite à ce problème. Notons aussi que ce nouveau profil décale la fréquence optimale de couplage à 2,5 GHz contre 2,65 GHz, ce qui se rapproche de la fréquence d'excitation utilisée expérimentalement.

**Distribution du champ électrique** Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la distribution spatiale du champ  $\vec{E}$  pour ce profil choisi. Les figures 4.12a) et 4.12b) reprennent la même représentation 2D de  $\vec{E}$  qu'aux figures 4.2 (sans plasma) et 4.9 (plasma situé au niveau de la buse).

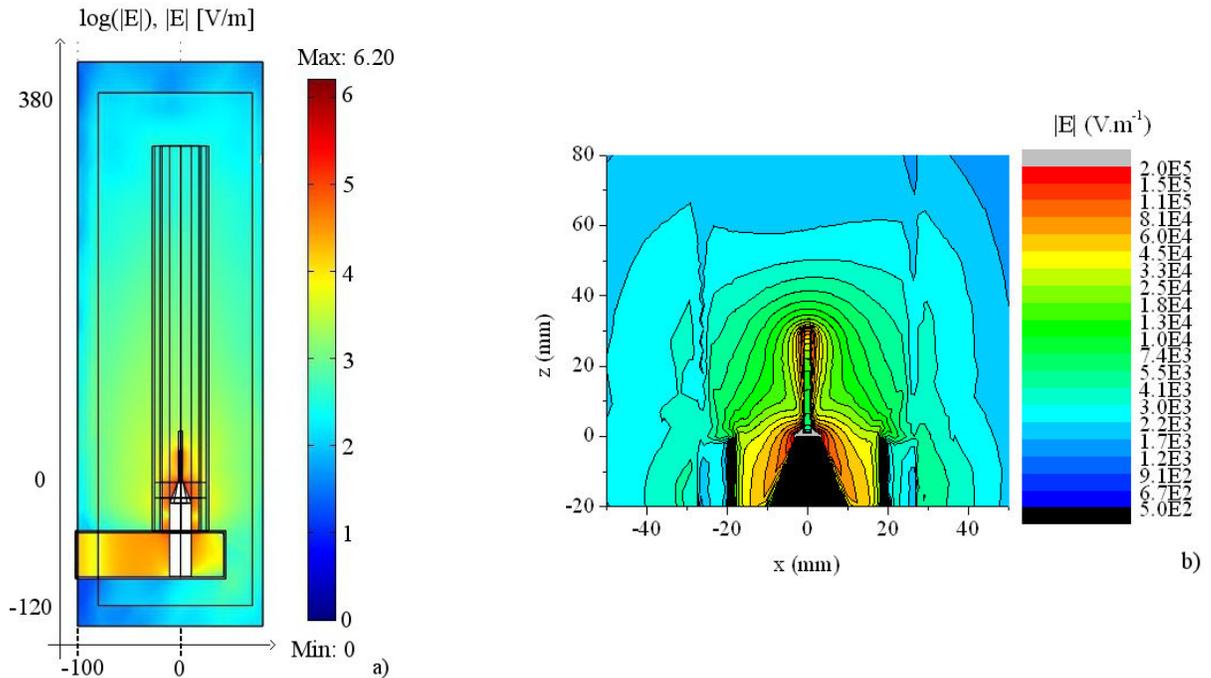


FIGURE 4.12 – Coupe 2D ( $x,y$ ) du logarithme décimal de la norme du champ électrique dans le domaine de calcul(a) et de la norme du champ électrique autour de la buse (b). Le plasma est situé 1 mm au dessus de la buse. La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

Si on retrouve un comportement similaire à la figure 4.9 (le champ est maximal autour du plasma), on remarque néanmoins plusieurs différences :

1. les valeurs de  $|E|$  autour de la buse et du plasma sont plus élevées,
2. en dehors de la zone du plasma  $|E|$  y est également plus élevé.

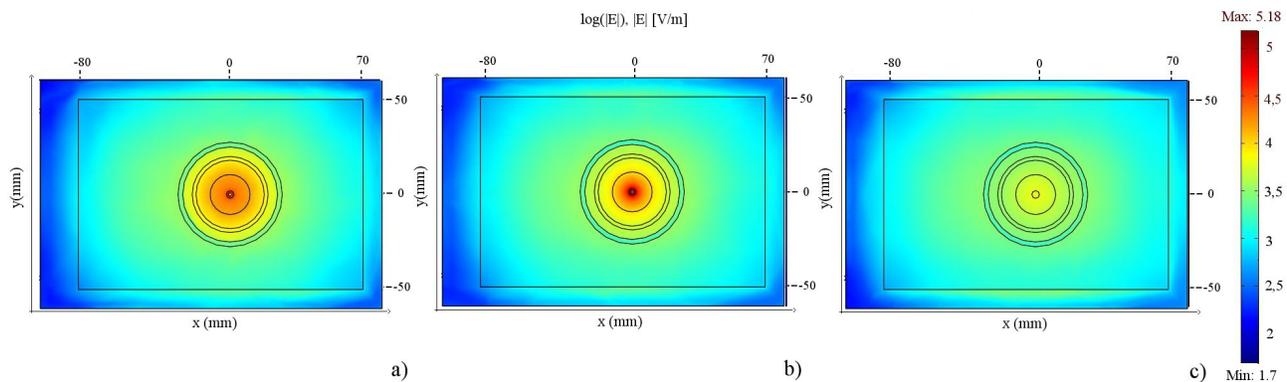


FIGURE 4.13 – Coupe 2D ( $x,y$ ) du logarithme décimal de la norme du champ électrique pour différentes valeurs de  $z$  : 10 mm (a), 25 mm (b) et 40 mm (c). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

Le champ électrique  $\vec{E}$  se propage plus dans notre système avec le plasma décrit par le profil

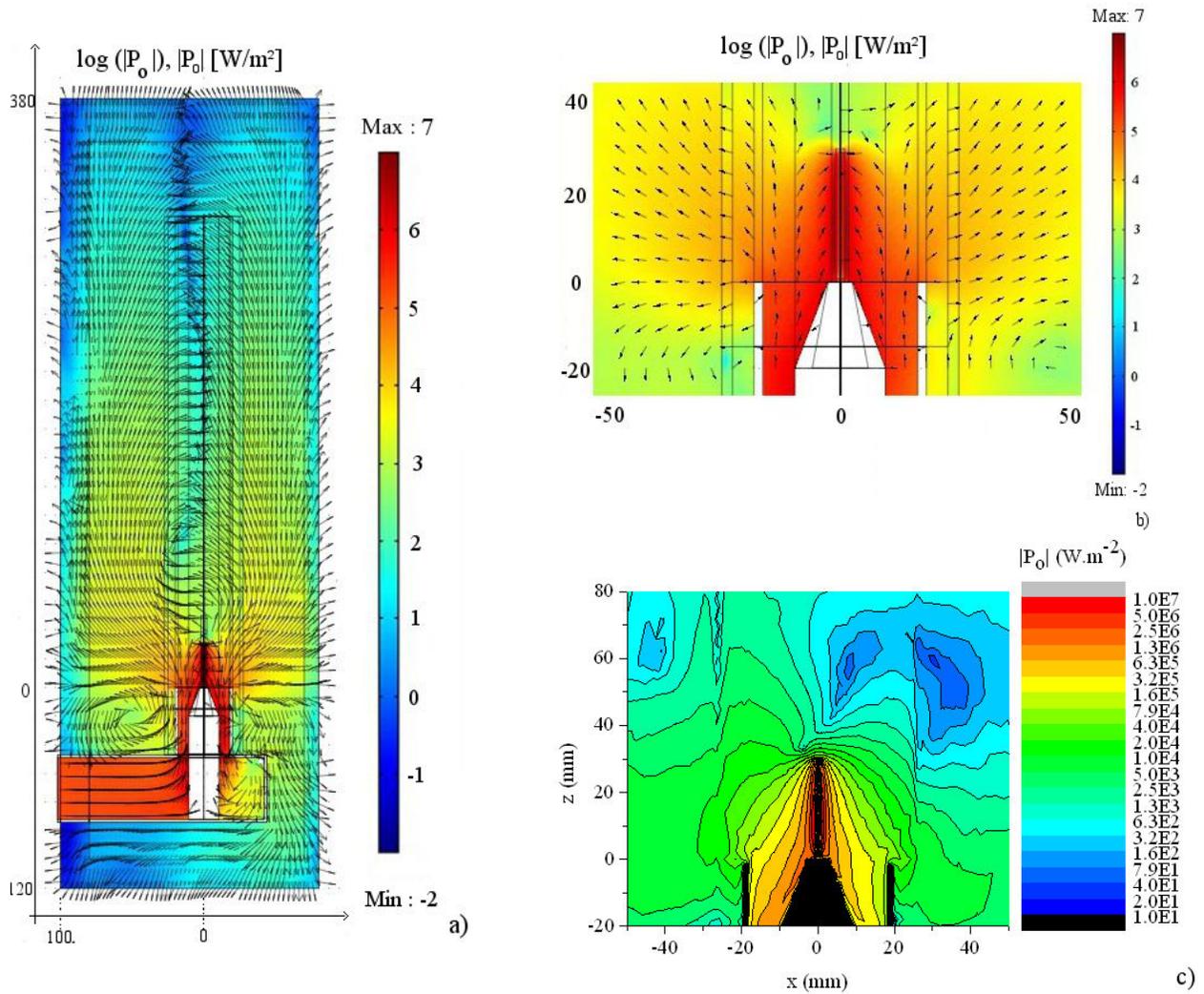


FIGURE 4.14 – Coupe 2D ( $x,z$ ) du logarithme décimal de la norme du vecteur de Poynting  $\vec{P}_0$  dans le domaine de calcul(a) et autour de la buse (b) et de la norme de  $\vec{P}_0$  autour de la buse (c) pour un plasma de dimension  $2\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  situé à  $1\text{ mm}$  de la buse. La fréquence délivrée est  $2,45\text{ GHz}$  et la puissance incidente est  $500\text{ W}$ .  $y = 0\text{ mm}$

présent (A2 et R1).

En complément, les figures 4.13a), 4.13b) et 4.13c) montrent, outre le caractère azimutal de la distribution de  $|E|$ , que le plasma influence cette distribution. En les comparant avec les figures 4.3a), 4.3b) et 4.3c), on remarque que :

1. le caractère azimutal de la distribution de  $|E|$  est conservé,
2. à  $10\text{ mm}$ , il n'y a pas de changement significatif au niveau du plasma, mais  $|E|$  est plus élevé quand on s'éloigne de la buse,
3. à  $25\text{ mm}$ , c'est à dire plus loin dans le plasma, la valeur de  $|E|$  est plus importante dans tout le système mais surtout au niveau du plasma,

4. à 40 mm, après le plasma, ce dernier agit encore sur la distribution de  $|E|$ .

Les figures 4.14a), 4.14b) et 4.14c) donnent le vecteur de Poynting en présence du plasma ainsi que son logarithme. Nous observons qu'il est dirigé vers le plasma, l'énergie est donc bien apportée au plasma et est maximale à son niveau.

Comparé au cas sans plasma (figures 4.7 a), b) et c) ), nous observons que le flux d'énergie électromagnétique est plus important avec plasma : le couplage étant bien meilleur pour la configuration avec plasma, la propagation de l'énergie s'en trouve également améliorée. De plus, l'énergie rayonnée à la fin de la structure coaxiale quand nous n'imposons pas de plasma est absorbée par ce dernier lorsque nous l'imposons. Le plasma est donc absorbant.

#### 4.1.2.2 Influence de la valeur de la densité électronique maximale

Les dimensions du plasma sont fixées à celle d'un cylindre d'1 mm de rayon et de 30 mm de longueur, situé 1 mm au dessus de la buse.

**Puissance transférée au système** On regarde les courbes de puissances couplées lorsque l'on fait varier la densité électronique maximale de  $3 \times 10^{14}$  à  $1,2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . On obtient alors la figure 4.15. Notons premièrement, en comparaison avec la figure 4.1, que la fréquence de résonance est décalée en présence du plasma.

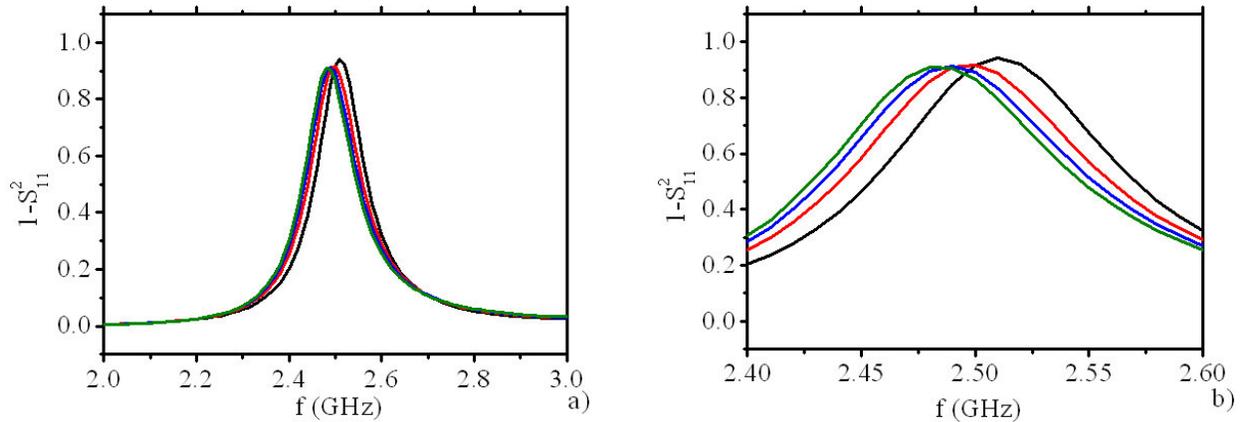


FIGURE 4.15 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des densités électroniques de  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe noire), de  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe rouge), de  $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe bleue) et de  $12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe verte).

En augmentant la densité électronique, la puissance transférée maximale est décalée vers des fréquences inférieures. Nous avons vu que l'introduction d'un plasma dans le système décrit en 4.1.2 modifie l'impédance de ce dernier à travers  $\epsilon_r$ .

En s'inspirant des mesures de résonance des cavités [176], on écrit :

$$\frac{\Delta\omega_R}{\omega_R} = \frac{\omega_p^2}{2} \frac{1}{\omega^2 + \nu_{en}^2} \eta \quad (4.2)$$

$$\Delta \frac{1}{Q_s} = \frac{\omega_p^2}{2} \frac{1}{\omega^2 + \nu_{en}^2} \eta \quad (4.3)$$

$\omega_R$  et  $\omega_{R0}$  sont les fréquences pour lesquelles la puissance transférée au système est maximale (respectivement avec et sans plasma),  $\Delta\omega_R = \omega_{R0} - \omega_R$ .  $Q_s$  est un facteur de surtension et  $\eta$  est un facteur de forme dépendant à la fois du profil de densité électronique  $n_e(r)/n_e(0)$  et du profil de champ électrique [174].

Nous avons précisé que dans notre cas, nous ne pouvons parler de résonance (voir le paragraphe 4.1.1.1). De manière équivalente, la différence de fréquence pour laquelle la puissance transférée est maximale entre celle sans plasma et celle avec plasma :  $\Delta f = f_{R0} - f_R$ , avec  $f = \omega/2\pi$  en fonction de  $n_e$  est tracée à la figure 4.16. On rappelle que  $f_{R0}=2,55$  GHz (figure 4.1)

On remarque que  $|\Delta f|$  augmente avec  $n_e$ , ce qui est en accord avec l'équation 4.2, mis à part le sens de décalage des fréquences. Contrairement aux cavités, le plasma créé par la TIA entraîne  $\omega_R$  vers des fréquences inférieures à  $\omega_{R0}$ .

On peut néanmoins donner une tendance d'évolution par rapport aux variations de  $n_e$ . Cette évolution doit quand même être prise avec précaution, la variation du volume du plasma avec  $n_e$  n'étant pas prise en compte ici.

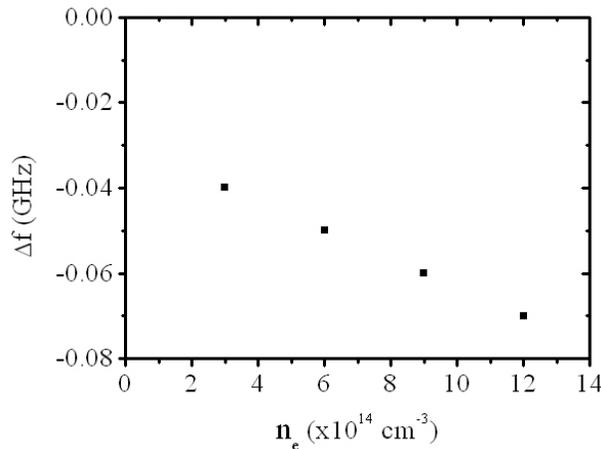


FIGURE 4.16 – Influence de la valeur de  $n_e$  sur les courbes de puissance transférée au système : décalage du maximum de la courbe en fréquence  $\Delta f$ .

**Distribution du champ électrique** Nous représentons, à la figure 4.17 les distributions axiale et radiale du champ pour des densités électroniques maximales de  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Au bord du plasma, les composantes du champ électrique sont maximales. La composante  $E_z$  reste dominante dans le plasma.

La première observation est que le champ micro-onde est capable de pénétrer légèrement dans la région du plasma et que cet effet est renforcé au bord du plasma quand on augmente

la densité électrique  $n_e$ . Cependant, comme  $n_e$  augmente (induisant une augmentation de la conductivité plasma), le champ électrique diminue à l'intérieur du plasma.

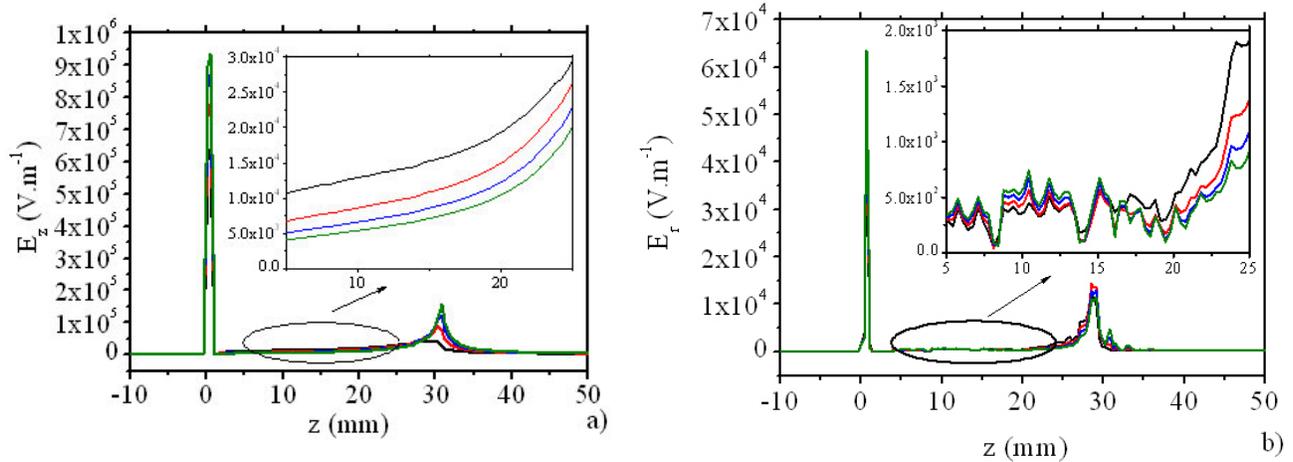


FIGURE 4.17 – Composantes axiale  $E_z$  (a) et radiale  $E_r$  (b) du champ électrique sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) pour des densités électroniques maximales de  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe noire), de  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe rouge), de  $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe bleue) et de  $12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe verte). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

Regardons maintenant les variations radiales des composantes  $E_z$  et  $E_r$  pour plusieurs positions axiales.

Les figures 4.18a), 4.18b), 4.18c) et 4.18d) montrent les composantes  $E_z$  (a et c) et  $E_r$  (b et d) du champ  $\vec{E}$  à 0,1 mm de la buse. En comparant les figures 4.6c) (sans plasma) et 4.18c) qui fournit un zoom entre -6 et 6 mm autour de la buse, nous observons que le plasma agit sur celles-ci :  $E_z$  augmente globalement et particulièrement au niveau des dimensions radiales du plasma (entre -1 et 1 mm du plasma). De même la comparaison entre les figures 4.6d) (sans plasma) et 4.18d) des composantes  $E_r$  montre une augmentation de celles-ci au même niveau. Une différence de comportement existe malgré tout entre  $E_z$  et  $E_r$  :  $E_z$  est maximal à  $r=0$  et diminue radialement (au niveau des dimensions radiales du plasma) alors que pour  $E_r$ , c'est l'inverse :  $E_r$  augmente de  $r=0$  vers le rayon du plasma ( $|r| = 1\text{mm}$ ).

Les figures 4.19a), 4.19b), 4.19c) et 4.19d) montrent les distributions radiales de  $E_z$  et  $E_r$ , au niveau du cœur du plasma pour les mêmes valeurs de  $n_e$  que précédemment. On a vu que  $E_z$  était plus important que  $E_r$  sur l'axe ( $r=0$ , cf figure 4.17), on remarque ici que  $E_r$  est plus important dans une zone entourant le plasma.

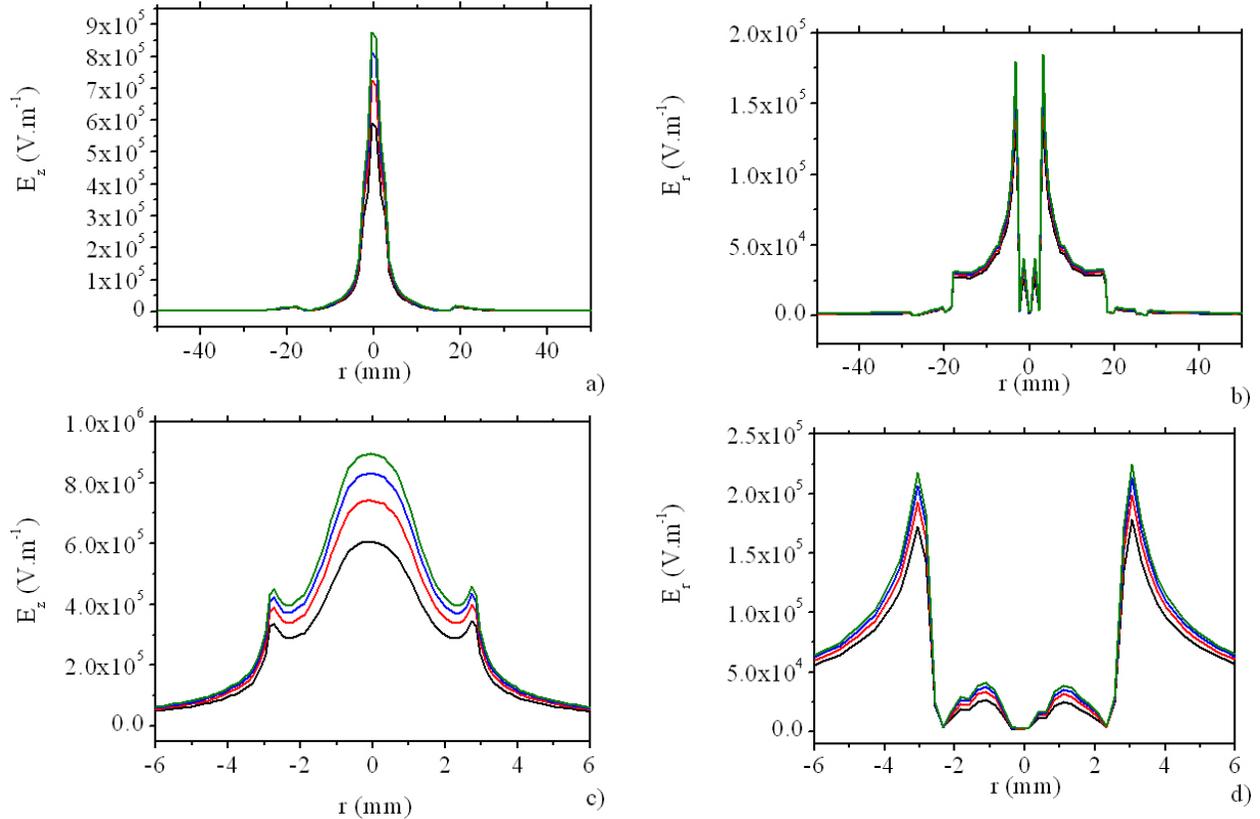


FIGURE 4.18 – Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au niveau de la buse ( $z=0.1\text{mm}$ ) pour des densités électroniques maximales de  $3\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  (courbe noire), de  $6\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  (courbe rouge), de  $9\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  (courbe bleue) et de  $12\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  (courbe verte). (c) et (d) sont respectivement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W.

**Puissance absorbée par le plasma** La figure 4.20 montre l'influence de la densité électronique sur la puissance absorbée par le plasma pour une fréquence micro-onde de 2,45 GHz et une puissance de 500 W.

Passant d'une densité électronique de  $3\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  à celle de  $12\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ , la puissance absorbée dans le plasma augmente. Le plasma est support de propagation mais agit aussi comme une antenne. La puissance est d'une part absorbée par le plasma pour son maintien mais est d'autre part rayonnée par l'antenne « plasma ». Plus le plasma a un comportement métallique ( $n_e$  augmentant), plus il y a un effet d'antenne. Mais il reste moins d'énergie pouvant être absorbée par le plasma,  $P_a$  diminue alors comme nous le voyons pour  $n_{eMax}$  comprise entre  $12\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  et  $24\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ . Pour une configuration donnée, il existe alors une densité électronique optimale, ici au voisinage de  $12\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ .

A cela, nous pouvons ajouter une explication sur le comportement instable de la torche [83]. Aux valeurs de  $n_e$  plus basses, la puissance est plus absorbée, augmentant ainsi l'énergie du plasma. Celui-ci améliore ainsi sa fonction d'antenne et plus d'énergie est émise, ce qui réduit l'absorption dans le plasma donc  $n_e$  et ainsi de suite. Il y a donc compétition entre la création

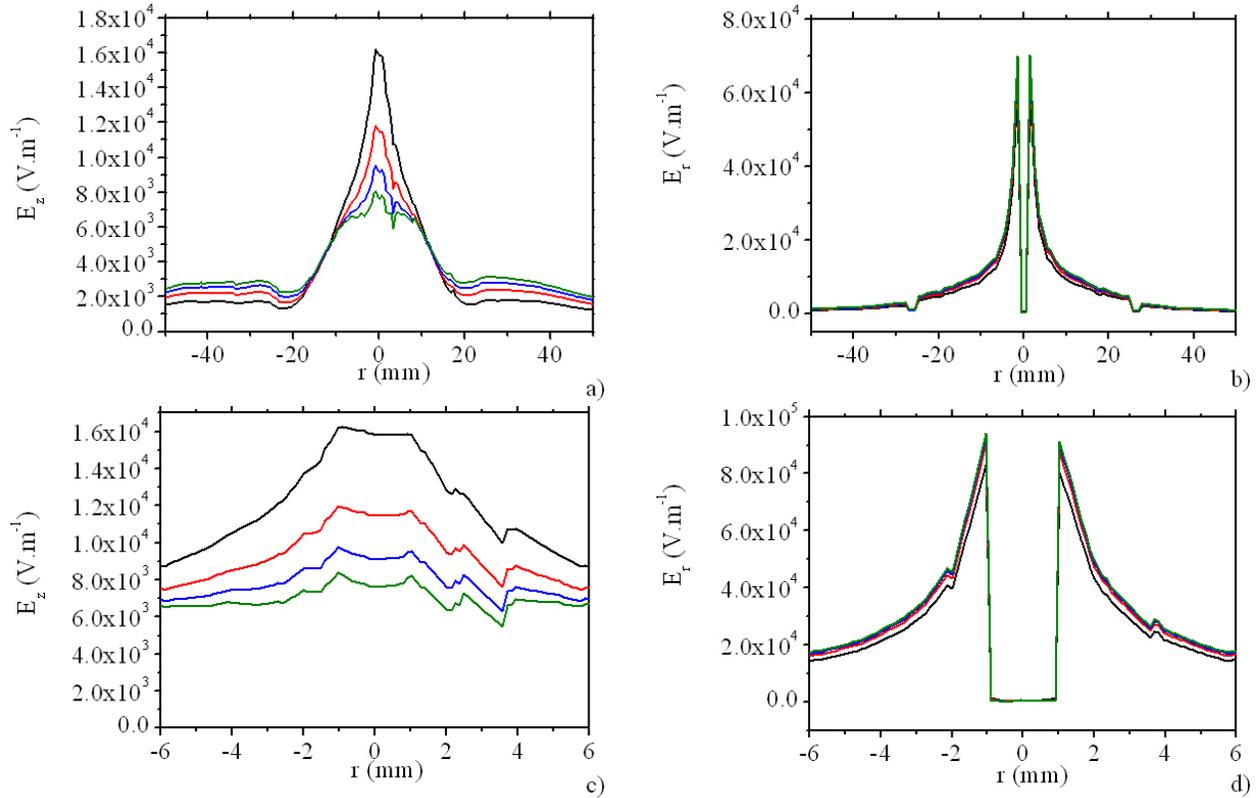


FIGURE 4.19 – Composantes axiale (a) et radiale (b) du champ électrique au centre du plasma ( $z=16$  mm) pour des densités électroniques maximales de  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe noire), de  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe rouge), de  $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe bleue) et de  $12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (courbe verte). (c) et (d) sont réciproquement des zooms de (a) et (b). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500W.

du plasma et son comportement d' « antenne ».

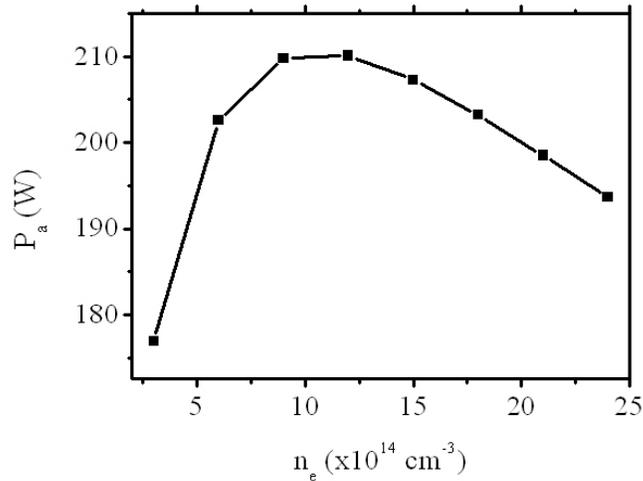


FIGURE 4.20 – Puissance absorbée par le plasma, à 2,45 GHz, en fonction de la densité électronique maximale. La puissance incidente est 500 W.

#### 4.1.2.3 Influence de la fréquence de collision électron-neutre

Pour étudier l'influence des collisions sur les puissances transférées au système, la répartition du champ électrique et la puissance absorbée par le plasma, on réimpose la densité électronique maximale  $n_{eMax}$  à  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

**Puissance transférée au système** On trace la courbe de  $1 - S_{11}^2$  en fonction de la fréquence micro-onde à la figure 4.21, pour différentes fréquences de collision. Ces dernières sont choisies par rapport à la variation de température du gaz voulue. On prend, pour le cas de l'hélium (voir équation 4.1) :

- $T_g=1500$  K, d'où  $n_g=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $\nu_{en}=3,4 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$
- $T_g=3000$  K, d'où  $n_g=2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $\nu_{en}=1,7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$
- $T_g=6000$  K, d'où  $n_g=1,25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $\nu_{en}=8,5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$

On remarque alors qu'en augmentant la température à l'intérieur du plasma (donc en diminuant la fréquence de collision électron-neutre), le meilleur couplage se produit à des fréquences moins élevées. Changer  $\nu_{en}$  modifie l'impédance du système et nous retrouvons les mêmes remarques qu'au paragraphe 4.1.2.2. Diminuer  $\nu_{en}$  (augmenter  $T_g$ ) augmente le décalage de fréquence.

**Distribution du champ électrique** Les composantes axiale  $E_z$  et radiale  $E_r$ , calculées pour ces différentes fréquences de collisions sont respectivement représentées aux figures 4.22a) et 4.22b).

La diminution de la température, donc l'augmentation de la fréquence de collision, diminue la valeur de l'amplitude des composantes  $E_z$  au bord du plasma et l'augmente à l'intérieur. Le champ micro-onde cède donc bien une partie de son énergie au plasma et participe, à travers

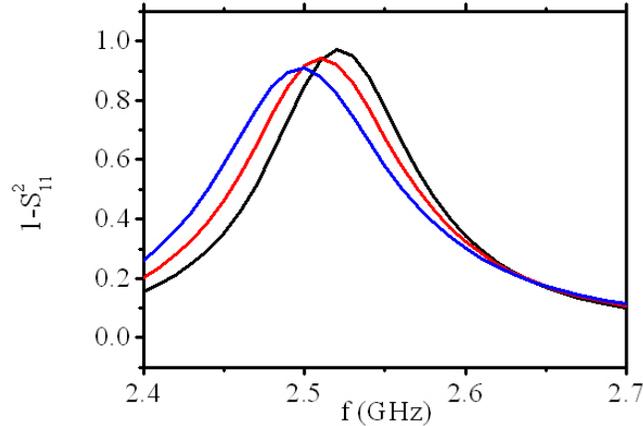


FIGURE 4.21 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour des températures du gaz de 1500 K (courbe noire), 3000 K (courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue).

les processus de collision électron-neutre, à l'ionisation du plasma. Inversement, augmenter la température accentue le rôle d'antenne du plasma.

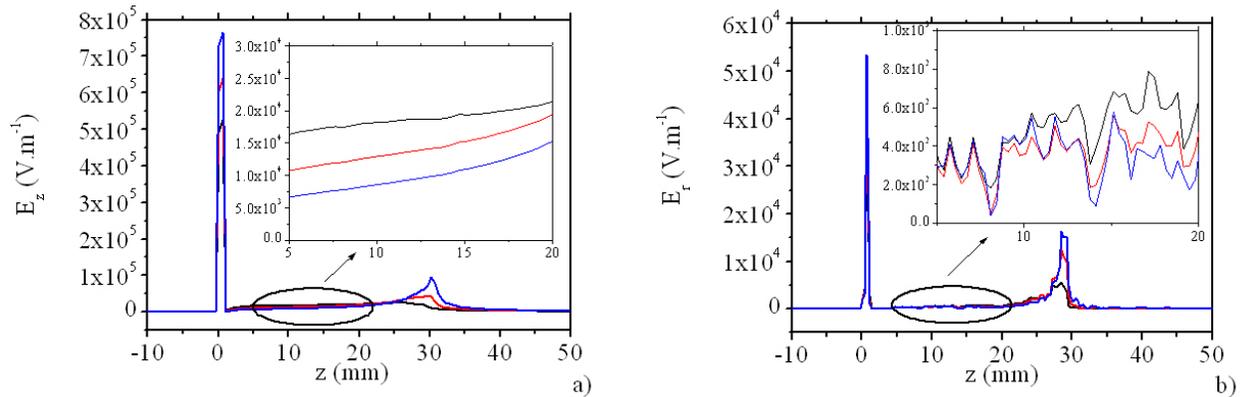


FIGURE 4.22 – Composantes axiale  $E_z$  (a) et radiale  $E_r$  (b) du champ électrique sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) pour des températures de 1500 K (courbe noire), de 3000 K (courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W..

Les figures 4.23a), 4.23b), 4.23c) et 4.23d) montrent  $E_z$  et  $E_r$  aux mêmes distances de la buse qu'aux figures 4.18 et 4.19. Les mêmes observations peuvent être faites que précédemment : l'importance de  $E_z$  par rapport à  $E_r$  est respectée et la forme des courbes est identique. Les facteurs influents dans la répartition des champs sont donc bien les paramètres  $\epsilon_p$  et  $\sigma_p$  (voir les équations 3.6 et 3.5) : quand  $n_e$  augmente (ou  $\nu_{en}$  diminue), ils augmentent, et le plasma devient meilleur conducteur.

**Puissance absorbée par le plasma** Sur la figure 4.24, nous montrons l'augmentation des valeurs des puissances absorbées lorsque  $T_g$  augmente ( $\nu_{en}$  diminue). C'est un comportement normal du fait que  $P_a$  dépend de  $|\vec{E}|^2 \frac{\nu_{en}}{\nu_{en}^2 + \omega^2}$  (cf équation 3.14). Ici  $n_e$  et  $\omega$  sont constants.  $\nu_{en}$  est toujours supérieur à  $\omega$  ( $1,54 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$ ), d'où  $P_a \sim \frac{1}{\nu_{en}}$  et  $P_a \sim T_g$ .

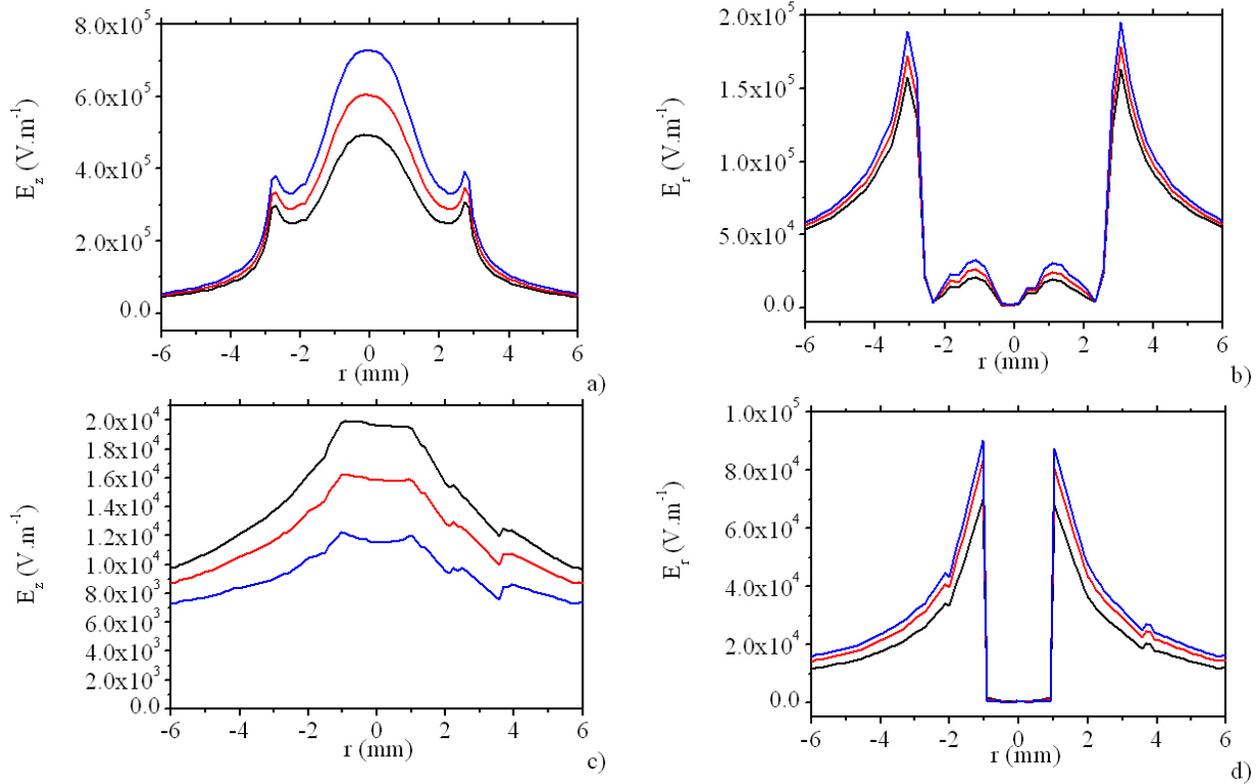


FIGURE 4.23 – Composantes axiale  $E_z$  (a et c) et radiale  $E_r$  (b et d) du champ électrique pour deux positions de  $z$  : (a et b) 0,1 mm, (c et d) 16 mm. Les températures sont 1500 K (courbe noire), 3000 K (courbe rouge) et 6000 K (courbe bleue). La fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

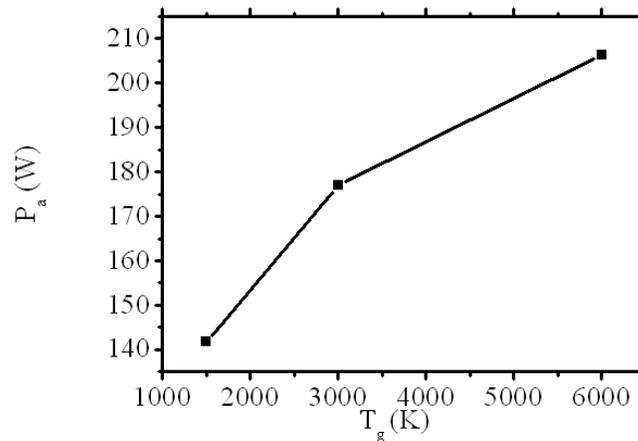


FIGURE 4.24 – Puissance absorbée par le plasma, à 2,45 GHz, en fonction de la température du gaz. La puissance incidente est 500 W.

#### 4.1.2.4 Influence du volume du plasma

On change maintenant les dimensions du plasma afin de considérer l'action de son volume sur le couplage et la répartition de  $\vec{E}$ . On choisit ce « deuxième » plasma par rapport aux expériences réalisées au chapitre 2, c'est à dire un plasma créé par la torche de 0,5 mm de diamètre. Placé également à 1 mm de la buse, ses dimensions sont alors 0,5 mm  $\times$  1 cm.

**Puissance transférée au système** Nous donnons à la figure 4.25 la réponse en fréquence de la puissance transférée au système pour ce nouveau volume du plasma. La fréquence de « résonance » varie avec les propriétés diélectriques du plasma, par sa permittivité comme nous venons de le voir mais aussi par son volume.

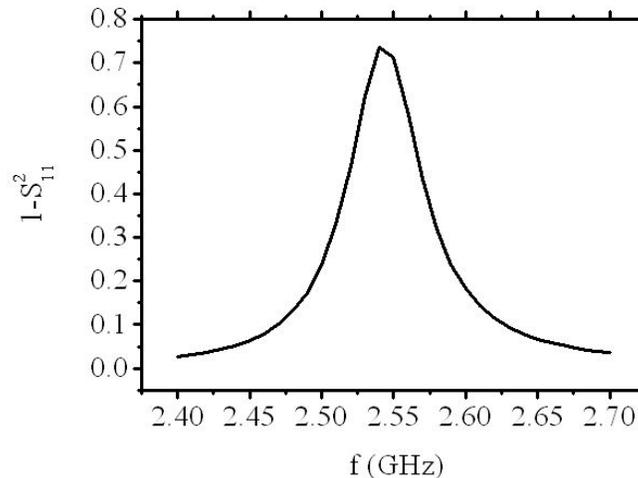


FIGURE 4.25 – Puissance transférée au système en fonction de la fréquence, pour un plasma de dimension 0,5 mm  $\times$  1 cm.

**Distribution du champ électrique** Sur la figure 4.26a) sont représentées les composantes  $E_z$  et  $E_r$  sur l'axe ( $r=0$ ). Sur les figures 4.26b), 4.26c) et 4.26d) sont montrées  $E_z$  et  $E_r$  pour les mêmes distances à la buse qu'aux figures 4.18, 4.19 et 4.23. Les résultats, donnés à ces figures, montrent que lorsque le volume du plasma diminue l'intensité des composantes  $E_z$  diminue dans le plasma. Il y a peu de changement autour du plasma.

Ici  $n_e$  est gardée à  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ . Or nous avons vu au chapitre 2 que pour cette configuration de torche (0,5 mm de diamètre de buse), l'ordre de grandeur de  $n_e$  était au dessus de  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ . Le modèle n'étant pas auto-cohérent, je n'ai pas essayé d'augmenter  $n_e$  pour cette étude.

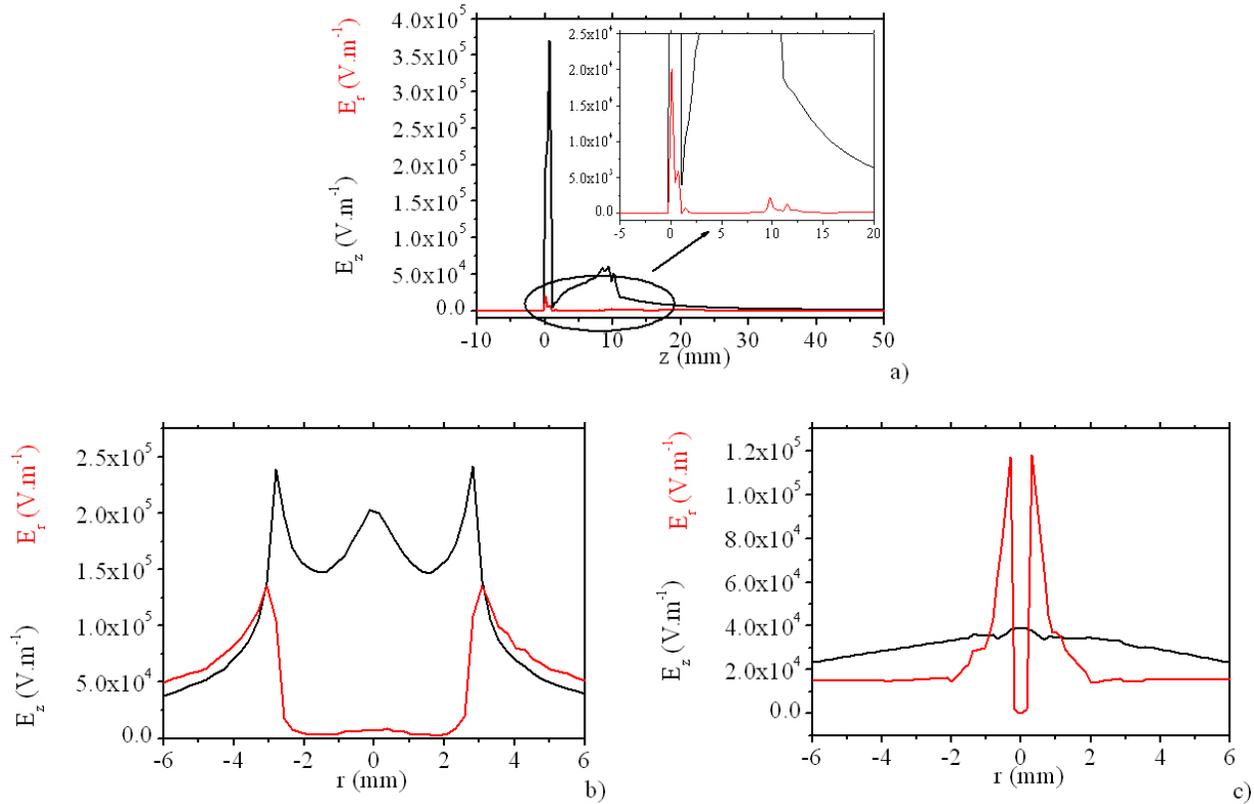


FIGURE 4.26 – Composantes  $E_z$  (courbes noires) et  $E_r$  (courbes rouges) sur l'axe ( $r=0$ mm) (a), pour  $z= 0,1$  mm (b) et  $z = 6$  mm (c). Les dimensions du plasma sont  $0,5$  mm $\times$ 1 cm, la fréquence délivrée est 2,45 GHz et la puissance incidente est 500 W.

### 4.1.3 Comparaison avec des calculs réalisés sous CST Microwave Studio

Dans cette section, une comparaison est faite entre les résultats obtenus avec COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> et un autre code commercial CST Microwave Studio<sup>®</sup>. La géométrie est identique à celle réalisée dans COMSOL et les conditions sont équivalentes pour les deux modèles qui prennent en compte le plasma. Ce dernier est défini de la même manière qu'au paragraphe 4.1.2.2 : le plasma, situé 1 mm au dessus de la buse, mesure 2 mm de diamètre et 3 cm de longueur. La densité électronique est imposée par les profils axial A2 (voir figure 4.10a)) et radial R1 (voir figure 3.2b)).  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> et  $\nu_{en} = 1,7 \times 10^{11}$ s<sup>-1</sup>.

La figure 4.27 représente les réponses en fréquence des puissances transférées au système avec les deux codes. Nous observons une bonne correspondance entre ces courbes.

La suite de cette comparaison est basée sur l'examen des profils axiaux ( $r= 0$  mm) et radiaux ( $z= 16$  mm) des composantes  $z$  et  $r$  du champ électrique. Les figures 4.28a) et 4.28b) représentent les modules des composantes  $E_z$  (courbes continues) et  $E_r$  (courbes pointillées), calculés dans les mêmes conditions : ici, la puissance d'excitation est 1 W. Pour obtenir les champs à des puissances plus importantes, il suffit de multiplier le champ obtenu pour 1 W par

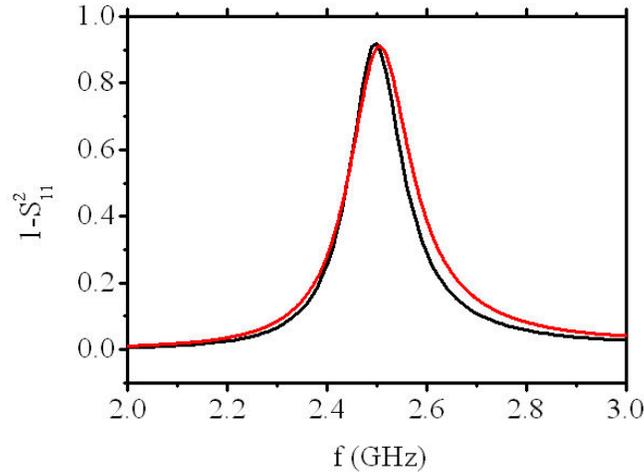


FIGURE 4.27 – Puissance transférée au système pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et  $\nu_{en} = 1,7 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$  pour un plasma de dimension  $2 \text{ mm} \times 3 \text{ cm}$  situé à  $1 \text{ mm}$  au dessus de la buse. La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec CST.

$\sqrt{P_i}$ , où  $P_i$  est la puissance d'excitation souhaitée.

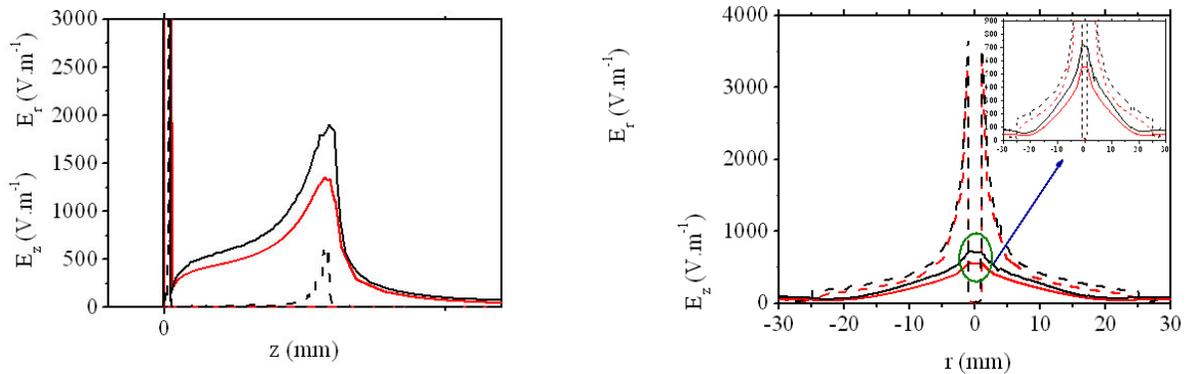


FIGURE 4.28 – Composantes  $E_z$  (courbes continues) et  $E_r$  (courbes pointillées) sur l'axe ( $r=0\text{mm}$ ) (a), pour  $z=16 \text{ mm}$  (b) pour un plasma de dimension  $2 \text{ mm} \times 3 \text{ cm}$  situé à  $1 \text{ mm}$  au dessus de la buse. La puissance d'excitation est  $1 \text{ W}$  et la fréquence d'excitation est  $2,45 \text{ GHz}$ . Les courbes noires sont obtenues avec COMSOL, les rouges avec CST.

Nous relevons aussi un bon accord entre les courbes issues de COMSOL et celles issues de CST à l'intérieur du plasma. La différence constatée entre les pics aux bords du plasma sont dus aux différences entre les maillages propres des deux codes. Des tests avec COMSOL ont été effectués en fonction du maillage : ces pics diminuent lorsque nous le raffinons. Cependant, compte-tenu de la mémoire importante utilisée en 3D, nous pouvons difficilement mailler plus finement ces zones de changement de milieu.

Nous retrouvons bien dans les deux codes le fait que  $E_z$  soit dominant dans le plasma et que  $E_r$  devienne plus important à l'extérieur du plasma.

## 4.2 Module HD

Cette nouvelle partie présente les résultats de simulations des distributions des champs de vitesses et de températures : l'écoulement du fluide est fortement couplé au champ de température. La position, les dimensions et les paramètres ( $n_e$ ,  $T_e$  et  $\nu_{en}$ ) du plasma sont toujours imposés. L'objectif de cette étude est d'analyser l'influence du plasma et du débit du gaz d'entrée sur ces distributions afin de comprendre l'interaction entre le gaz et le plasma. La confrontation avec l'expérience se fera dans la dernière partie du chapitre.

### 4.2.1 Calculs sans plasma

Nous regardons ici les calculs hydrodynamiques sans plasma pour présenter les données de sortie du modèle. L'équation de l'énergie n'est pas résolue et la température du gaz est fixée à 290 K dans tout le domaine de calcul. Les données de sortie sont donc réduites aux distributions des vitesses et des pressions. Nous étudions l'influence des paramètres opératoires tel que le diamètre de la torche (2 mm vs 0,5 mm) et la nature du gaz plasmagène (hélium vs argon) sur l'écoulement.

#### 4.2.1.1 Influence du diamètre de la torche et du débit du gaz

En utilisant la loi des gaz parfaits,  $n_g = \frac{p}{k_B T_g}$ , nous avons accès à la distribution des densités du gaz à partir des distributions spatiales de température  $T_g$  et de pression  $p$  en sortie du code présenté dans le chapitre précédent. Les figures 4.29a), b), c) et d) représentent les profils de vitesses (a) et de densité du gaz (b) suivant l'axe de la torche ( $r=0$ ) pour les deux diamètres possibles de la torche, respectivement 2 mm et 0,5 mm. Le gaz d'étude est l'hélium.

Ces profils axiaux permettent de comparer les effets obtenus par les deux buses. On observe (figure 4.29a) vs figure 4.29b)) que la vitesse du gaz décroît plus rapidement après la sortie de la buse pour la torche de 0,5 mm de diamètre. En traçant sur la figure 4.30a), les courbes de  $v_z$  sur l'axe ( $r=0$ ) en fonction des débits pour trois positions,  $z = 0$  mm (à la sortie de la torche), à  $z = 100$  mm et  $z = 400$  mm, nous observons plus précisément cette tendance.

On rappelle (voir chapitre 2 que la vitesse à l'intérieur de la torche est proportionnelle au rapport  $\frac{Q}{\phi^2}$ , avec  $Q$  le débit et  $\phi$  le diamètre de la torche considérée. Regardons alors les vitesses sur l'axe pour ces mêmes positions données à la figure 4.30b). A  $z=0$  mm (courbes noire et rouge), nous retrouvons bien cette loi.

Si le diamètre de la buse influençait totalement l'écoulement dans le tout le système « torche + tube diélectrique », nous aurions une droite unique. Ce n'est pas le cas ici. Il doit exister un diamètre équivalent pour chacune des torches et chaque position  $z$  qui décrirait un écoulement classique dans un cylindre.

Après avoir trouvé les diamètres équivalents représentés à la figure 4.30c), nous obtenons la figure 4.30d). Suivant la vitesse  $v_z$  que l'on veut à une position donnée, on peut trouver un facteur  $Q/\phi_{eq}^2$ .

Ce diamètre équivalent est compris entre le diamètre de la torche considérée (0,5 ou 2 mm) et celui du tube diélectrique (25 mm). Plus on s'éloigne de la sortie de la torche, plus ce diamètre

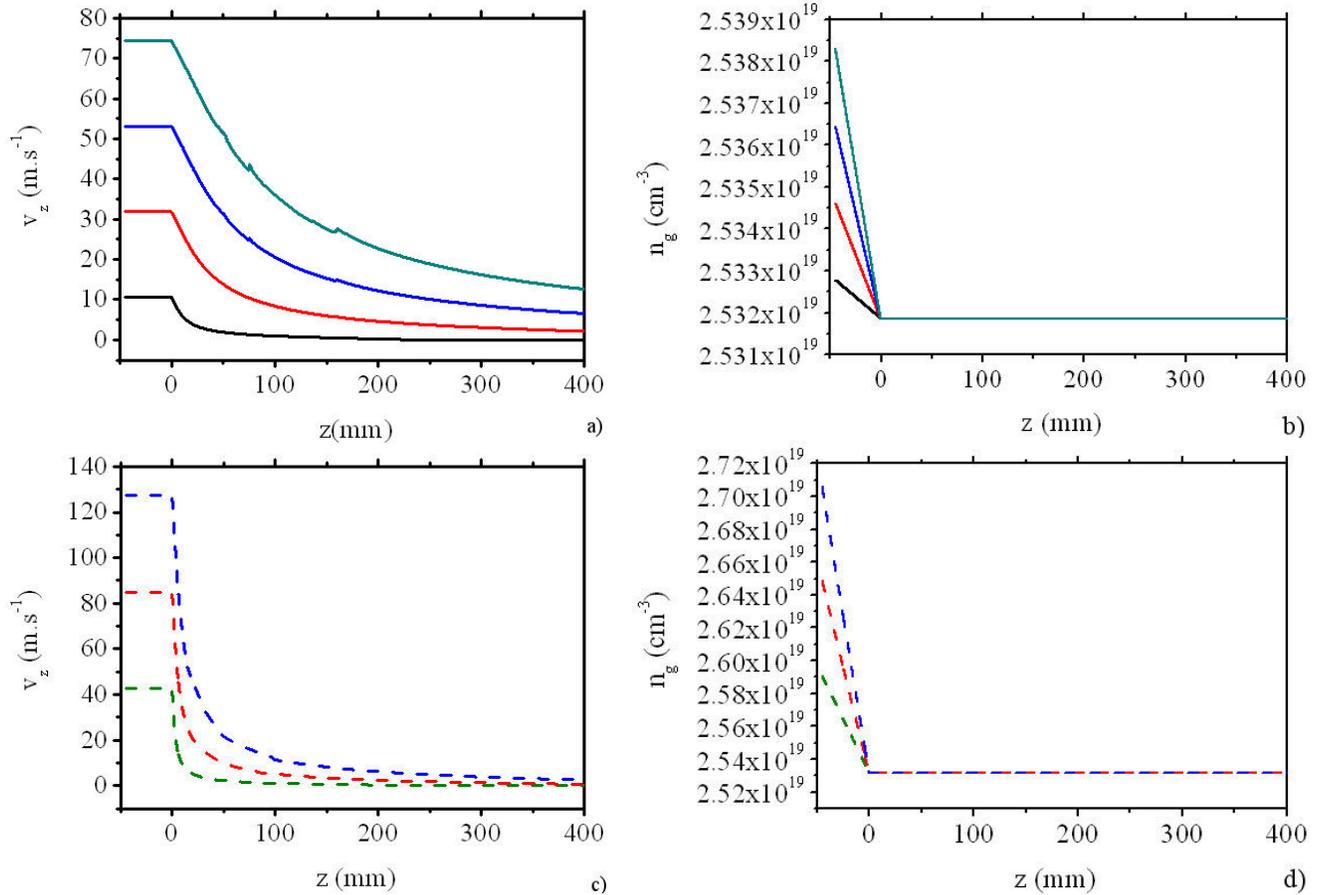


FIGURE 4.29 – Composante axiale de la vitesse (a et c) et de la densité du gaz (b et d) sur l'axe ( $r=0$ ) pour des débits d'hélium de  $0,25L.min^{-1}$  (courbe verte pointillée),  $0,5L.min^{-1}$  (courbe rouge pointillée),  $0,75L.min^{-1}$  (courbe bleue pointillée),  $1L.min^{-1}$  (courbe solide noire),  $3L.min^{-1}$  (courbe solide rouge),  $5L.min^{-1}$  (courbe solide bleue) et  $7L.min^{-1}$  (courbe solide verte). Le diamètre de la torche est de  $2\text{ mm}$  pour les courbes solides (a) et b)) et de  $0,5\text{ mm}$  pour les courbes pointillées (c) et d)).

augmente. A une position assez éloignée, on devrait trouver un diamètre équivalent égal au diamètre du tube diélectrique.

Sur les figures 4.29b) et c), la densité du gaz  $n_g$  est plus importante à l'intérieur de la torche, due à une légère « surpression ». Ces observations sont des effets de la vitesse. Dès la sortie de la torche ( $z \geq 0$ ), la pression  $p$  atteint la valeur de la pression atmosphérique. La densité du gaz  $n_g$ , dépendante simplement de  $p$  puisqu'ici, sans plasma, la température du gaz reste à  $300\text{ K}$ , atteint alors une valeur constante ( $\sim 2,53 \times 10^{19}cm^{-3}$ ).

La connaissance à la fois des vitesses et des densités du gaz est toutefois nécessaire pour la suite afin de connaître le flux du gaz  $n_g\vec{v}$  (ou  $\rho\vec{v} = n_gM\vec{v}$ ) et son influence sur le transfert de chaleur (voir équations 3.63, 3.64 et 3.65 du chapitre 3).

Sur le graphique 4.29a) nous remarquons des irrégularités pour la distribution axiale des vitesses. Cela est probablement dû à un maillage pas assez raffiné à ce niveau du modèle.

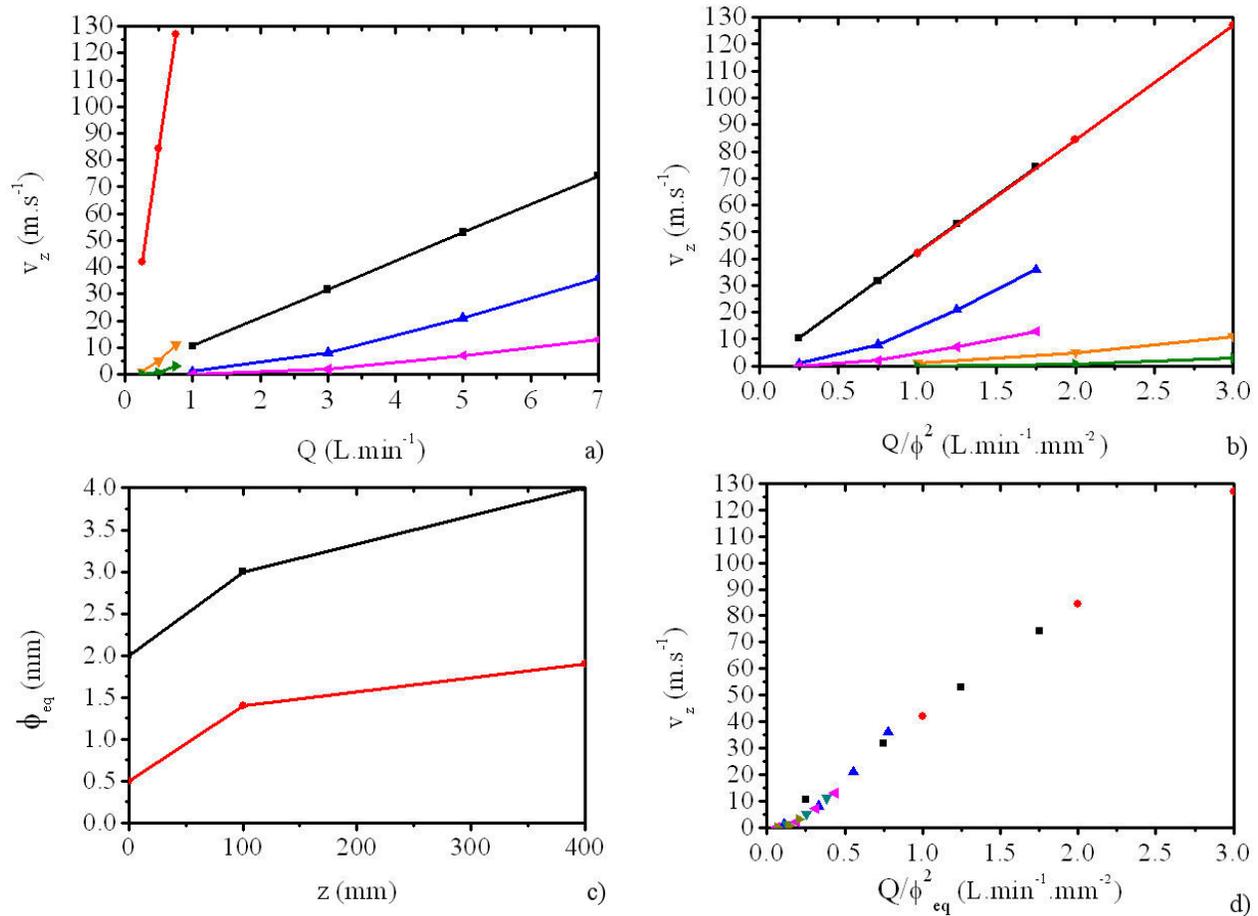


FIGURE 4.30 – Composante axiale de la vitesse  $v_z$  sur l'axe en fonction du débit d'hélium  $Q$  (a), du rapport  $Q/\phi^2$  (b) et du rapport  $Q/\phi_{eq}^2$  (d) pour les deux diamètres de torches 2 mm et 0,5 mm pour  $z=0$  mm (réciproquement courbe noire et courbe rouge),  $z=100$  mm (réciproquement courbe bleue et orange) et  $z=400$  mm (réciproquement courbe magenta et courbe verte). Les diamètres équivalents sont donnés pour ces trois positions en (c), la courbe noire pour le diamètre de 2 mm et la rouge pour celui de 0,5 mm.

#### 4.2.1.2 Influence de la nature du gaz plasmagène

Nous changeons ici le gaz plasmagène pour regarder l'effet de la nature du gaz sur l'écoulement. Nous choisissons l'argon car nous avons fait nos premiers essais expérimentaux avec ce gaz de référence (cf chapitre 2). Les évolutions de la vitesse et de la densité du gaz pour l'argon sont représentées respectivement sur les figures 4.31(a) et 4.31(b). Dans le cas du débit de 1 L.min<sup>-1</sup> (courbes rouges), nous avons comparé l'argon (courbe continue) et l'hélium (courbe pointillée). Les vitesses, identiques à la sortie de la buse, ont tendance à décroître plus rapidement pour l'hélium. Cela est dû à la différence de masse entre les deux gaz.

Sur le graphique 4.31a) nous observons de nouveau des discontinuités au même niveau que sur la figure 4.29a). Cela confirme un maillage insuffisant à cet endroit.

En comparant les graphiques 4.29b) (courbe noire) et 4.31b) (courbe rouge), nous n'obser-

vons pas de différences dans la distribution des densités du gaz pour le même débit d' $1L.min^{-1}$ . Pour un même débit la pression à l'intérieur de la torche est identique pour les deux gaz.

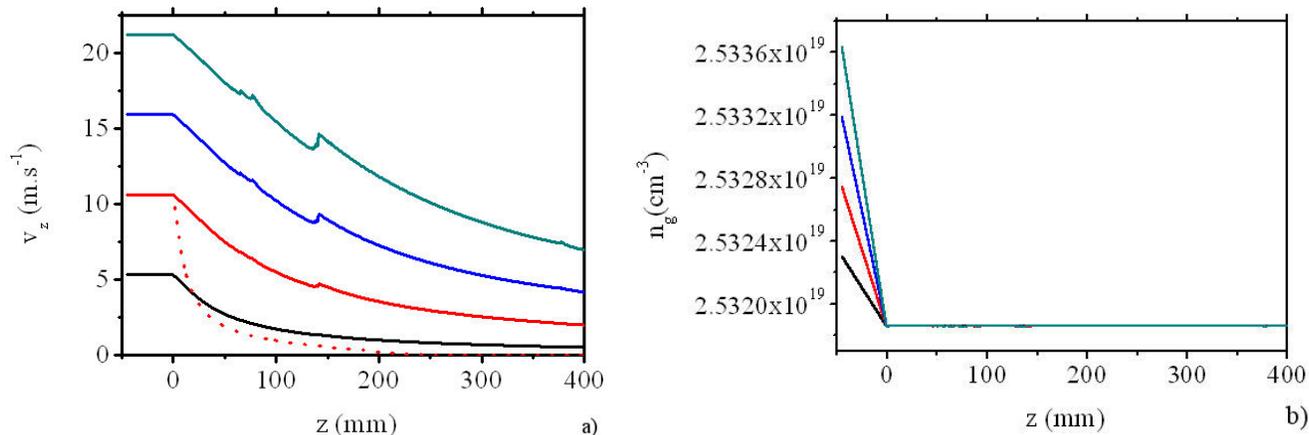


FIGURE 4.31 – Composante axiale de la vitesse (a) et densité du gaz (b) sur l'axe ( $r=0$ ) pour des débits d'argon (courbes continues) de  $0,5L.min^{-1}$  (courbe noire),  $1L.min^{-1}$  (courbe rouge),  $1,5L.min^{-1}$  (courbe bleue) et  $2L.min^{-1}$  (courbe verte) et pour un débit d'hélium de  $1L.min^{-1}$  (courbe rouge pointillée). Le diamètre de la torche est 2 mm.

Notons que le nombre de Reynolds  $R_e$  pour l'écoulement de l'argon dans notre configuration est plus élevé que celui de l'hélium dans les mêmes conditions. Pour les calculs montrés ici  $R_e$  dépasse 2000 pour les débits de  $1,5 L.min^{-1}$  et de  $2 L.min^{-1}$ . L'écoulement devient probablement turbulent et mériterait un traitement plus attentif, un modèle  $k - \epsilon$  par exemple [177], ou un maillage beaucoup plus fin. Précisons toutefois que le problème de la limite laminaire/ turbulent est difficile à identifier. Pour l'hélium,  $R_e \sim 85$ , on reste dans une situation laminaire.

## 4.2.2 Calculs avec plasma

Nous présentons dans cette partie les résultats des calculs hydrodynamiques lorsque nous ajoutons un plasma. Pour cette étude, le plasma est imposé de la même manière que dans la section 4.1 portant sur les résultats électromagnétiques : le plasma est situé à 1 mm au dessus de la buse et les profils de densités électroniques axial  $n_{ez}$  et radial  $n_{er}$  sont donnés respectivement aux figures 4.10 et 3.2b). Le profil de la température électronique est celui donné à la figure 3.2 du chapitre 3.

### 4.2.2.1 Influence du plasma

Nous analysons maintenant l'influence du plasma sur les profils des quantités macroscopiques calculées, à savoir la pression, la vitesse du gaz et sa température. Pour cela, nous fixons un débit d'entrée de  $5L.min^{-1}$  et nous considérons plusieurs valeurs de densités électronique  $n_e$  et de température électronique  $T_e$ . L'influence des ions sur l'écoulement et le transfert de chaleur est également étudiée pour toutes les courbes qui vont suivre. Dans un premier temps nous étudierons le cas de l'hélium.

Les figures 4.32a), 4.33a) et 4.33b) montrent, respectivement, des distributions 2D de la vitesse, de la température et de la densité du gaz pour un débit initial de  $5L.min^{-1}$ , une densité électronique maximale de  $3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et une température électronique maximale de  $T_{eMax} = 20000K$ . Les lignes de champs de vitesse (appelées aussi « streamlines », représentées sur la figure 4.32b), sont des courbes tangentes à la vitesse en tout point et permettent de visualiser les champs de vecteur.

Nous constatons que l'écoulement se propage le long de l'axe central de la buse. Dans le reste du tube diélectrique, l'écoulement forme des recirculations de faibles intensités.

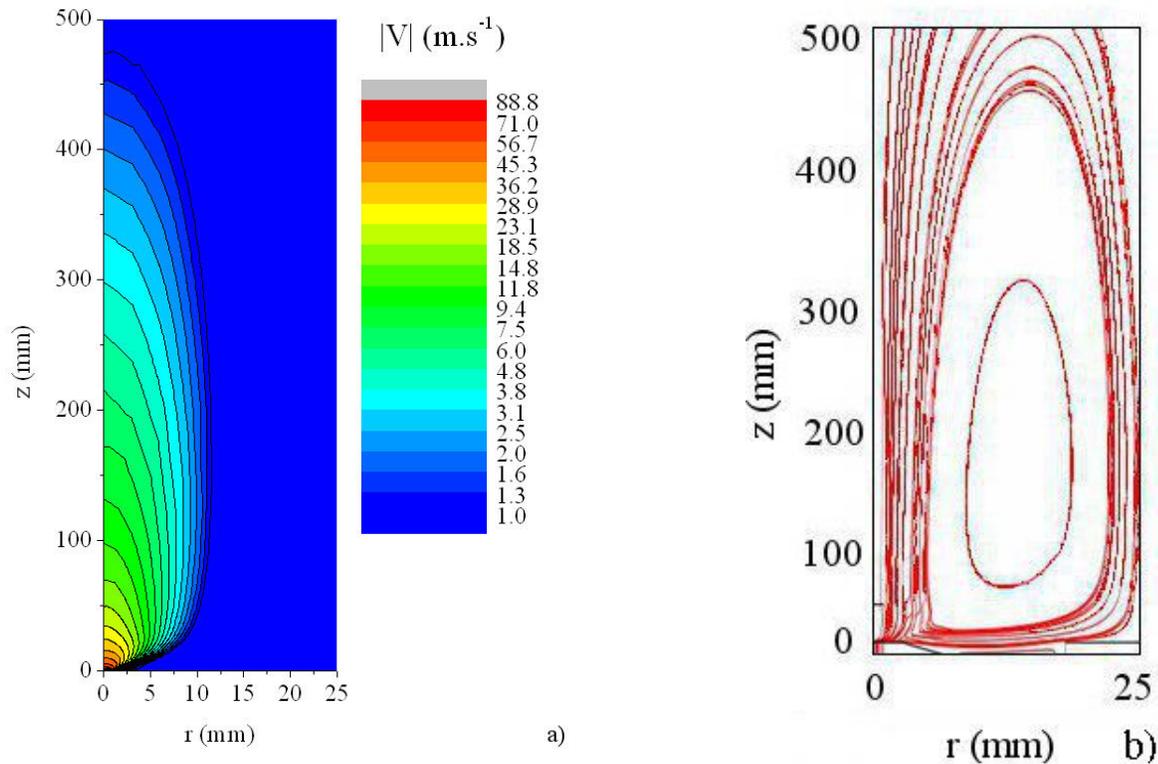


FIGURE 4.32 – Distribution 2D  $(r,z)$  de la norme de la vitesse du gaz dans le domaine du calcul (a) et streamlines (b). Le débit d'hélium est  $5 L.min^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Le diamètre de la torche est 2 mm.

Notons que les courbes obtenues à la figure 4.33b) est environ l'inverse de la figure 4.33a), ce qui montre une variation négligeable de la pression du gaz dans le système.

**Influence de la densité électronique** La figure 4.34 présente les profils axiaux de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma pour différentes densités électroniques maximales  $n_{eMax}$ , calculés avec et sans les termes des ions dans les équations 3.64 et 3.65. L'influence des ions sera traitée dans une partie suivante. Nous observons que la valeur de la température du gaz est sensible aux variations de la densité électronique, ce qui montre un transfert de puissance efficace du plasma au gaz.

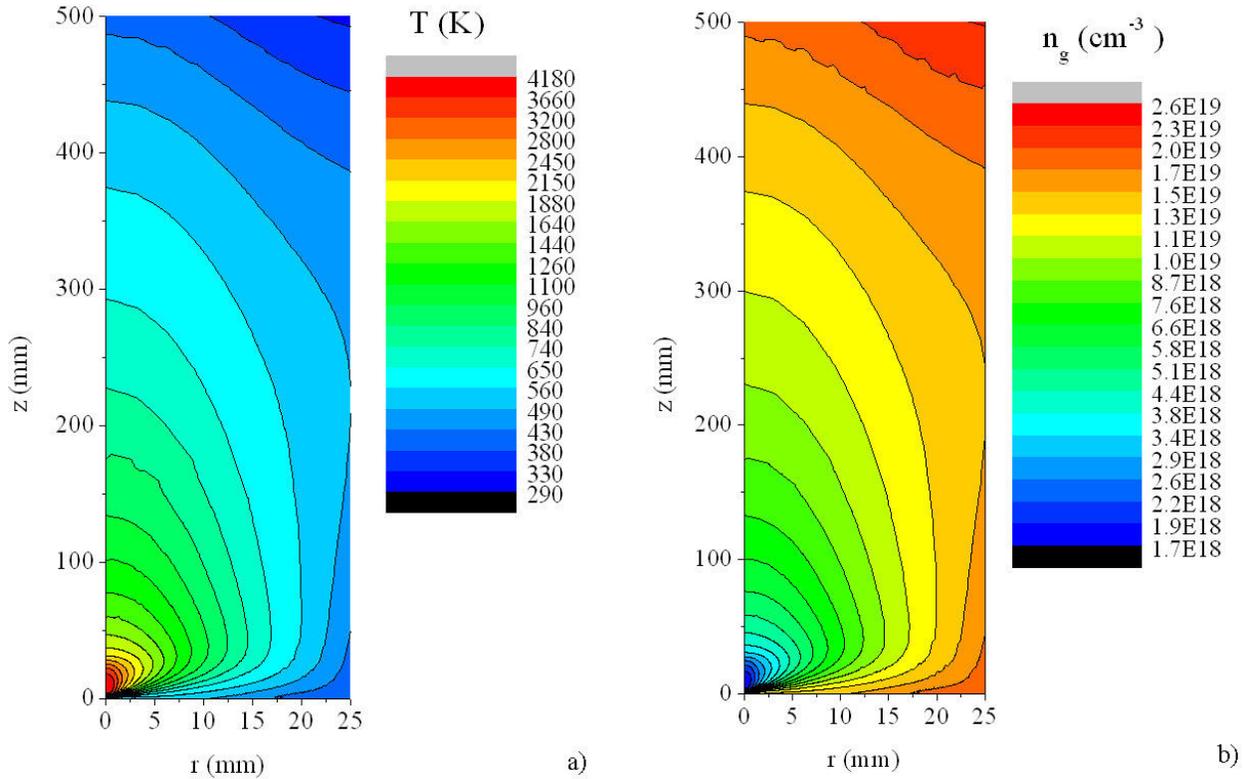


FIGURE 4.33 – Distribution 2D  $(r, z)$  de la température (a) et de la densité (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'hélium est  $5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000 \text{ K}$ . Le diamètre de la torche est  $2 \text{ mm}$ .

Le chauffage du gaz intervient dans l'équation de l'énergie 3.52 par le terme de collision électron-neutre :  $3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu_{en} k_B (T_e - T_g)$ . L'augmentation de  $T_g$  en fonction de  $n_e$  n'est pas directe : quand on multiplie  $n_e$  par 4 ( $3$  et  $12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ),  $T_g$  n'est pas multipliée par 4 pour autant ( $4000$  et  $6500 \text{ K}$ ). Même en ne modifiant que ce paramètre,  $n_e$  n'intervient pas seul, c'est le produit  $n_e \cdot \nu$  qui compte. Or  $\nu_{en}$  dépend de  $n_g$  et donc de  $T_g$  (quand  $T_g$  augmente,  $\nu_{en}$  diminue). Le lien entre  $n_e$  et  $\nu_{en}$  est fortement couplé et il est difficile de faire des estimations simples. La modélisation trouve donc un intérêt dans ces questions et montre l'importance de bien évaluer tous les paramètres.

À la figure 4.34c), nous représentons le profil radial de  $T_g$  dans le plasma, à  $z = 15 \text{ mm}$ . Radialement le chauffage du gaz s'étend bien au delà du plasma dont le rayon est ici de  $1 \text{ mm}$ .

Pour les mêmes conditions que précédemment, la figure 4.35 montre le profil axial de la composante axiale de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma. Les résultats de cette figure montrent que le plasma modifie l'écoulement du gaz, agissant comme un obstacle responsable d'un pic de vitesse dont l'intensité augmente avec la densité électronique.

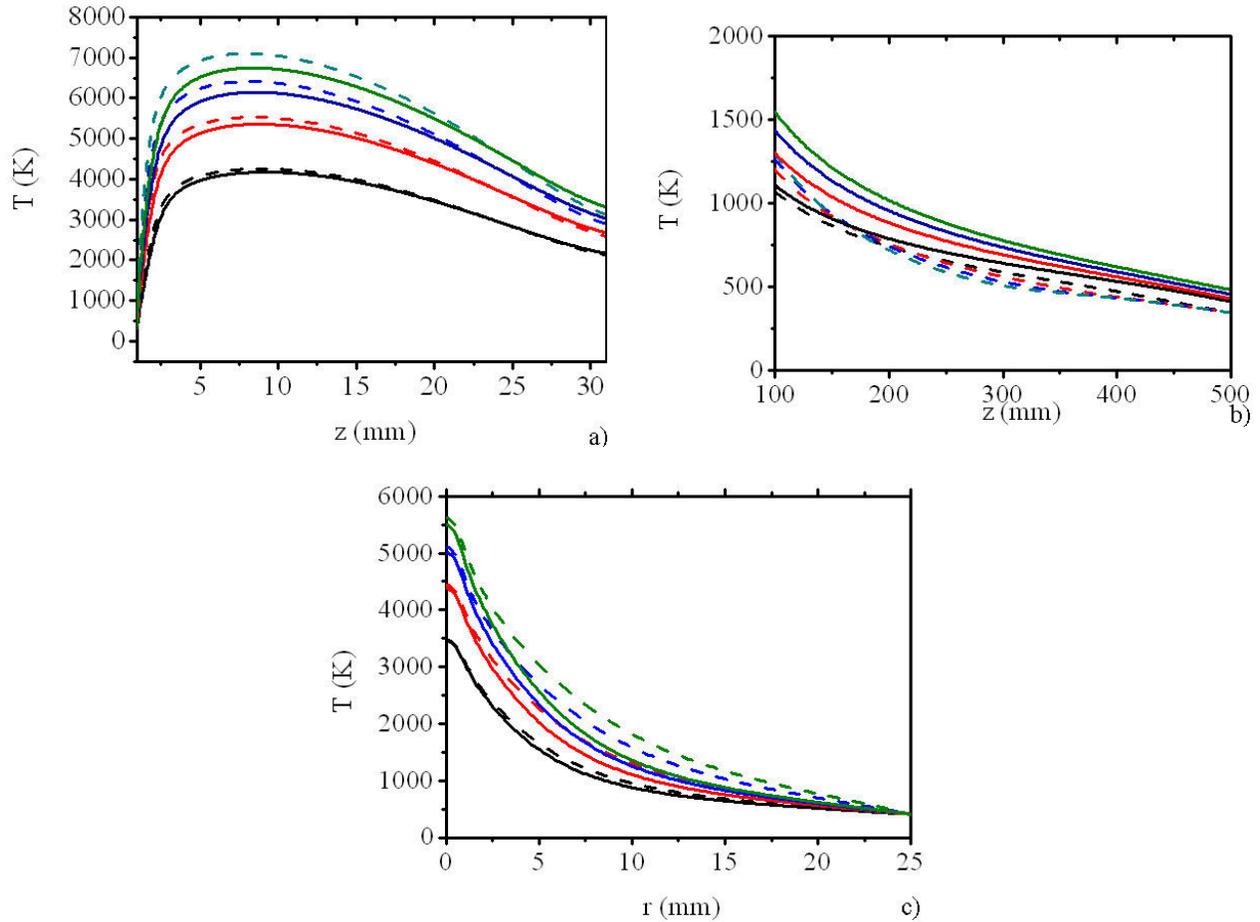


FIGURE 4.34 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (c), calculés pour un débit initial de  $5L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(noire), 6(rouge), 9(bleue) et 12(vert). Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

À la figure 4.35c) et 4.35d), nous représentons les profil radiaux des composantes  $v_z$  et  $v_r$  des vitesses. Nous n'avons pas montré  $v_r$  auparavant car celle-ci est nulle sur l'axe (condition d'axi-symétrie). Elle reste négligeable devant  $v_z$  jusqu'à  $r=10$ mm. Ses valeurs négatives indiquent la faible recirculation de l'écoulement dans le tube de quartz, montrée à la figure 4.32b). Le gaz s'écoule majoritairement dans la direction axiale  $z$ .

**Influence de la température électronique** Les figures 4.36 et 4.37 donnent les profils axiaux et radiaux de la température et de la composante  $z$  de la vitesse du gaz, dans et hors de la région de plasma, pour différentes températures électronique maximale, calculés avec et sans les termes ioniques dans les équations 3.64 et 3.65. Une fois encore, les résultats de ces figures

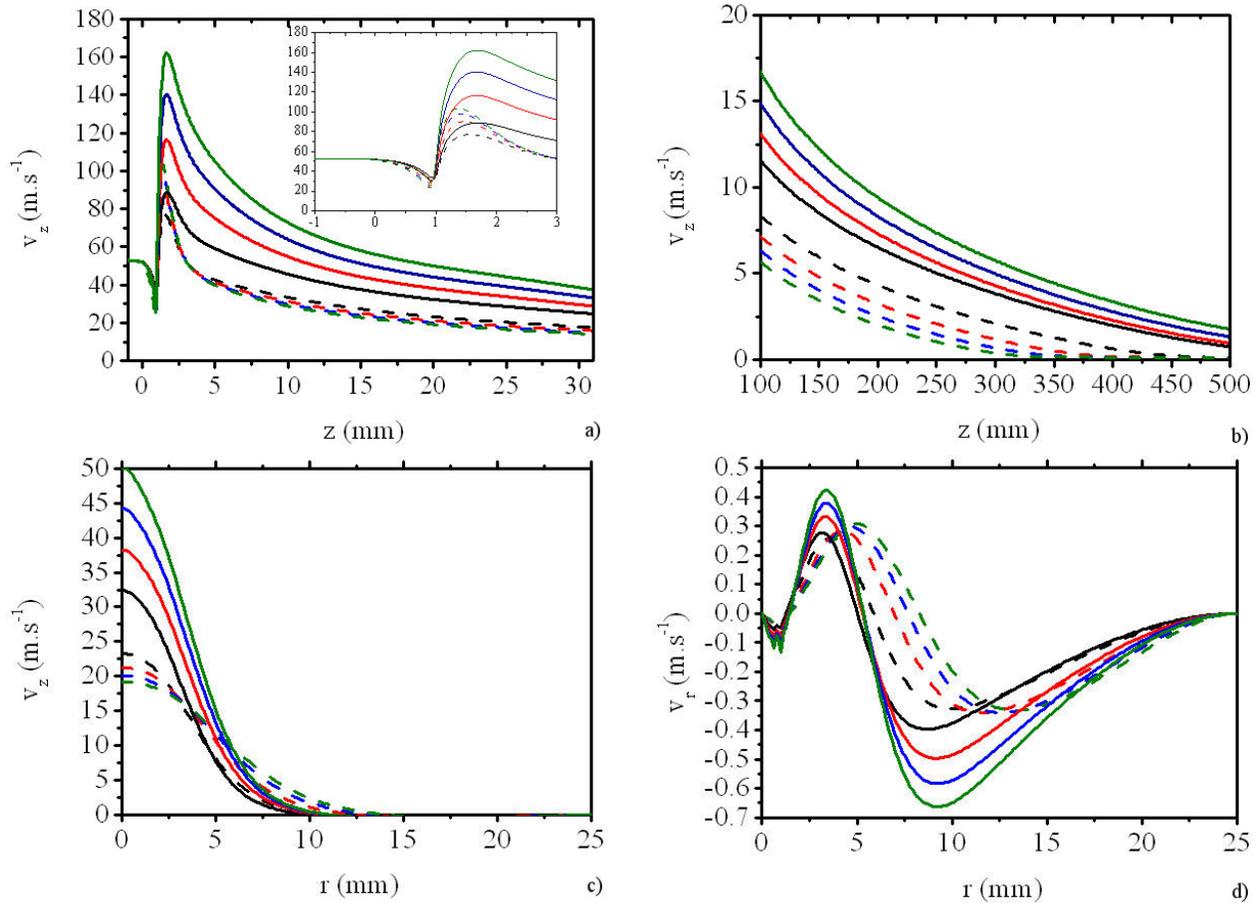


FIGURE 4.35 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial d'hélium de  $5\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\,000$  K. Le diamètre de la torche est 2 mm. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}\text{cm}^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(noire), 6(rouge), 9(bleue) et 12(vert). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

confirment le transfert de puissance efficace du plasma au gaz. La croissance de la température avec  $n_e T_e$  est due à une plus grande contribution de l'énergie transférée par les collisions entre les électrons du plasma et les particules neutres.

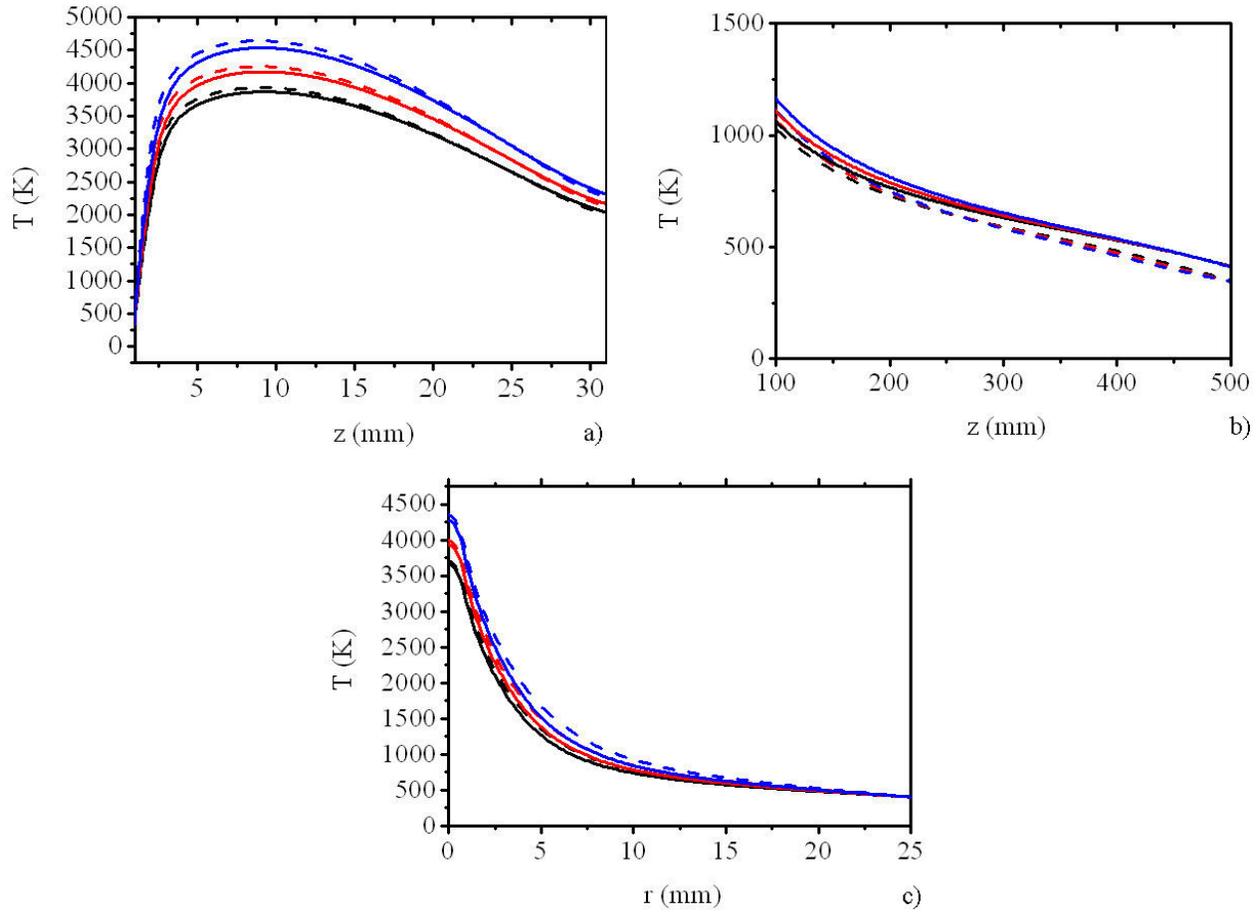


FIGURE 4.36 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z = 15$  mm (c), calculés pour un débit initial d'hélium de  $5L \cdot \text{min}^{-1}$  et pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ . Les valeurs de  $T_{eMax}$  (en  $10^4 K$ ) sont les suivantes : 1.7(noire), 2(rouge) et 2.4(bleue). Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

Nous avons choisi les valeurs de  $T_{eMax}$  d'après [159] pour rester dans des valeurs « physiquement » correctes, comprises entre 17000 K et 24000 K. On remarque que l'évolution de  $T_g$  réagit moins à l'évolution de  $T_e$  qu'à celle de  $n_e$ , mais cela est dû au fait que la gamme des  $T_e$  atteinte dans la torche TIA est plus restreinte que la gamme des  $n_e$ . Pour  $T_{eMax} = 2eV \pm 20\%$ , on obtient  $T_{gMax} = 4000K \pm 10\%$ .

Notons également (voir la figure 4.36c)) que  $T_g$  est plus ou moins indépendant de  $T_e$  hors plasma.

**Influence des ions** Nous venons de montrer que les profils de températures et de vitesses sont sensibles aux changements de la densité de l'énergie électronique  $n_e T_e$ , présentant une augmentation à la fois avec  $n_{eMax}$  et  $T_{eMax}$ . Ils sont aussi affectés par l'introduction de termes de dérive des ions dans les équations hydrodynamique.

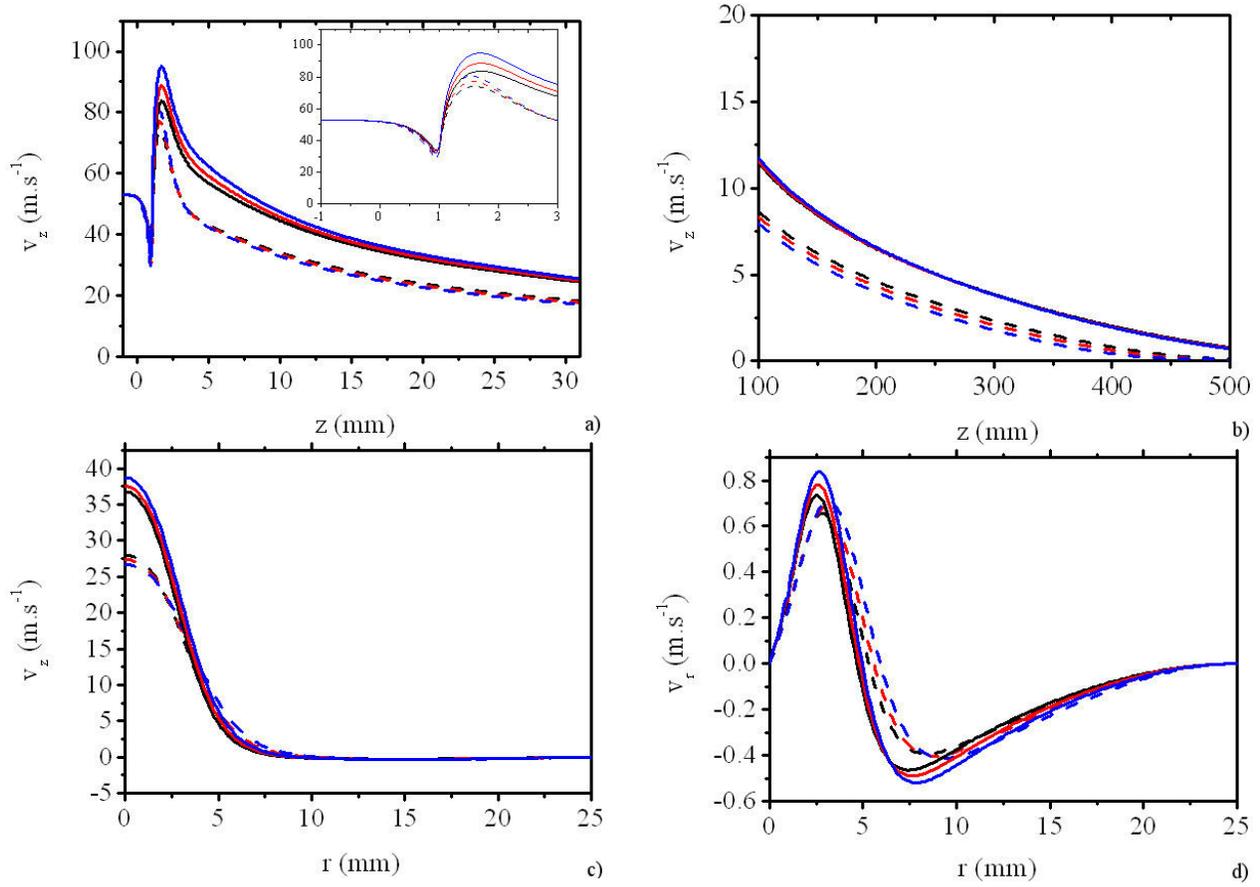


FIGURE 4.37 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial de  $5L.min^{-1}$  et pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$ . Les valeurs de  $T_{eMax}$  (en  $10^4K$ ) sont les suivantes : 1.7(noire), 2(rouge) et 2.4(bleue). L’encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

Sur les figures 4.35a) et 4.37(a), nous pouvons observer l’influence de la force électrique positive  $en_i\vec{E}_{dc}$  due à la présence des ions. Au début du plasma elle augmente la vitesse du gaz sur l’axe.

Prendre en compte les ions dans nos calculs entraîne également une diminution de  $T_g$  (cf figures 4.34a) et 4.36a)), mais leur influence semble plus faible pour ce paramètre. Regardons alors les ordres de grandeur de ces deux termes ionique par rapport aux autres termes des équations 3.64 et 3.65.

En considérant, au début du plasma ( $z=1$  mm), les rapports :

$$[en_i\vec{E}_{dc}/\rho(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}]_r \sim 1,$$

$$[en_i\vec{E}_{dc}/\rho(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}]_z \sim 0$$

et  $e\vec{\Gamma}_i \cdot \vec{E}_{dc}/\rho \left( \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} \sim 0$ ,

on observe que le terme de convection et celui de la force ionique sont du même ordre de grandeur pour leur composante r. Notons que  $[en_i \vec{E}_{dc}/\rho \left( \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}]_z$  prend de l'importance au centre du plasma, proche de 1 et qu'il n'est donc pas négligeable dans tout le plasma. Nous pouvons alors dire que les ions modifient le transport du gaz. Pour cette raison, les ions doivent être pris en compte dans le modèle hydrodynamique de la torche.

Sur les figures 4.34b) et 4.36b), la prise en compte des ions semble augmenter légèrement  $T_g$  en aval du plasma.  $v_z$  est toujours plus élevée avec les ions comme le montrent les figures 4.35b) et 4.37b).

Concernant les profils radiaux de  $T_g$  (figures 4.34c) et 4.36c)) et des composantes  $v_z$  (figures 4.35c) et 4.37c)) et  $v_r$  (figures 4.35d) et 4.37d)) de la vitesse, nous pouvons signaler que les ions influencent la distribution des vitesses à l'extérieur du plasma et dans une moindre mesure la distribution de  $T_g$ .  $T_g$  diminue un peu plus vite quand on prend les ions en compte dans nos calculs.

Les ions interviennent peu dans le transfert de chaleur local : la diminution de la température (cf 4.34 et 4.36) nous amène alors à regarder l'influence des vitesses (débits) sur les distributions de températures (voir le paragraphe 4.2.2.2).

#### 4.2.2.2 Influence du débit

La figure 4.38 montre l'influence du débit d'entrée sur le profil de température du gaz, à l'intérieur (a) et l'extérieur (b) de la région du plasma, ainsi que son profil radial, à  $z=15$  mm (c). En général, une augmentation de la vitesse d'entrée réduit l'efficacité du transfert de chaleur entre le gaz et le plasma, conduisant à :

1. une plus grande longueur de relaxation pour le profil de la température ;
2. une réduction de sa valeur maximale atteinte dans le plasma ;
3. une augmentation de sa valeur à l'extérieur du plasma).

En revanche, cette augmentation conduit à une température plus élevée sur une plus grande distance à l'extérieur du plasma (voir figure 4.38b). Le gaz chaud est mieux entraîné.

Pour les profils fixes de  $n_e$  et  $T_e$  considérés, le maximum du profil de la température du gaz se trouve toujours autour de  $z = 8-10$  mm dans la direction axiale (voir figure 4.38a), qui est en tout cas après le maximum de l'énergie des électrons de densité  $n_e T_e$  ( $z=1$ mm). Ces observations confirment un chauffage électronique local ( $3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g)$ ) et un transport de ce chauffage par  $n\vec{v}$  ( $\rho\vec{v}$ ) et  $en_i \vec{E}_{dc}$ .

Dans le même esprit, on remarque également que les ions agissent plus pour les bas débits et qu'en augmentant ces débits la part des ions dans la distribution de la température diminue. Ceci peut s'expliquer par le fait que  $\rho\vec{v}$  augmente alors  $en_i \vec{E}_{dc}$  et  $e\vec{\Gamma}_i \cdot \vec{E}_{dc}$  restent constant et donc perdent de leur influence.

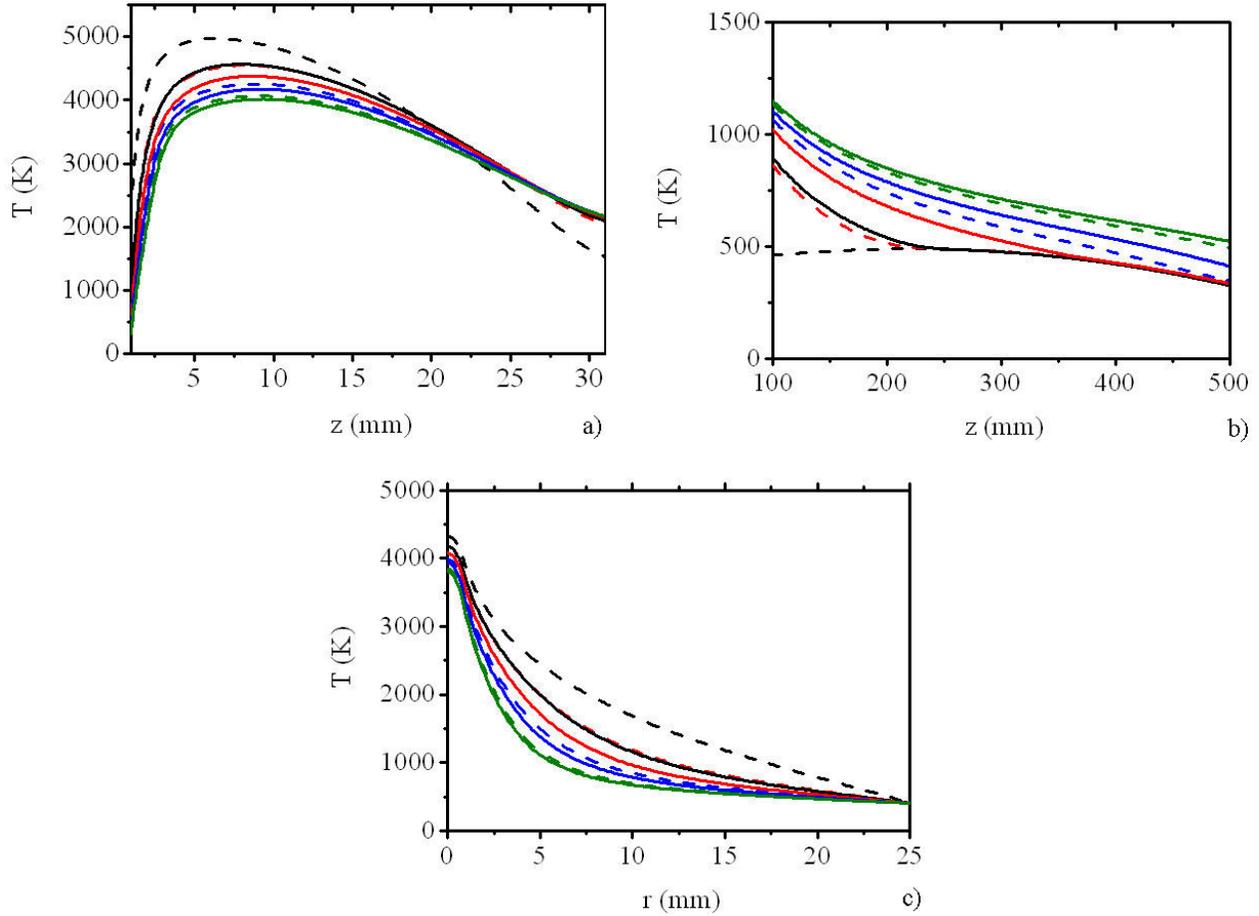


FIGURE 4.38 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z = 15$  mm (c), calculés pour pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$ . Les débits initiaux d'hélium (en  $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$ ) sont les suivants : 1 (courbe noire), 3 (courbe rouge), 5 (courbe bleue) et 7 (courbe verte). Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

#### 4.2.2.3 Influence du diamètre de la buse

Les dimensions de la torche sont modifiées afin de considérer la deuxième configuration étudiée expérimentalement, la torche de 0,5 mm de diamètre. Le plasma créé par cette dernière a un volume plus petit, nous fixons alors un plasma de rayon 0,25 mm et longueur 1 cm. Les profils de  $n_e$  et  $T_e$  sont identiques aux précédents, ils sont juste imposés sur un domaine plus fin.

De la même manière qu'aux figures 4.32 et 4.33, les figures 4.39a) et 4.39b) donnent, respectivement, les distributions 2D de la température et de la vitesse du gaz pour un débit initial de  $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ , une densité électronique maximale de  $n_{eMax} = 12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et une température électronique maximale de  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$ . Les débits pour la torche de 0,5 mm de diamètre sont plus faibles que pour celle de 2 mm de diamètre, nous prenons donc un débit plus faible en conséquence.  $n_{eMax}$  est choisie au vu des résultats expérimentaux du chapitre 2 où nous avons

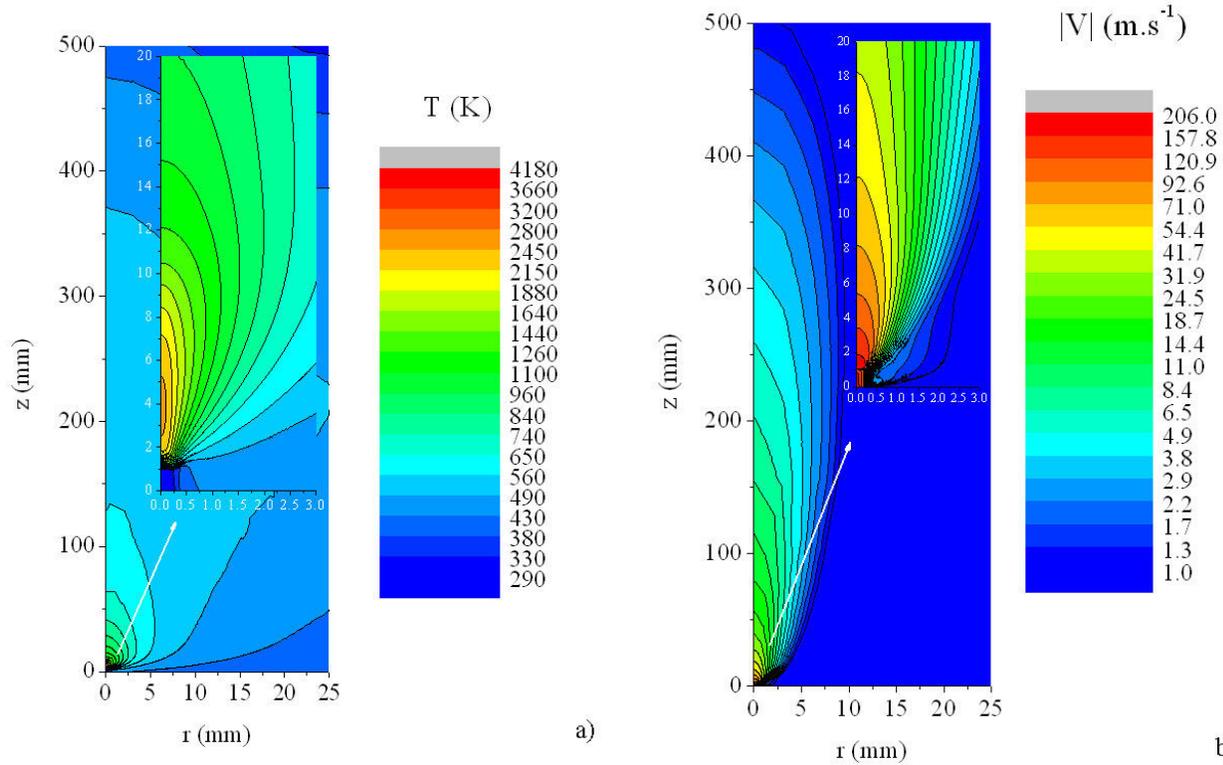


FIGURE 4.39 – Distribution 2D ( $r, z$ ) de la température (a) et de la vitesse (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'hélium est  $1 \text{ L.min}^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000 \text{ K}$ . Le diamètre de la torche est  $0,5 \text{ mm}$ .

montré une densité électronique plus élevée dans le cas de cette torche. Même si la densité électronique et le débit sont différents pour ces deux configurations, nous pouvons détacher plusieurs points :

- La distribution 2D de  $T_g$  donne une image indirecte du plasma.
- Au bord du tube de quartz ( $r=25 \text{ mm}$ ), nous observons des variations anormales de  $T_g$ . Cela est dû au fait qu'on impose le même profil de  $T_g$  aux parois du tubes que pour la torche de  $2 \text{ mm}$  de diamètre alors qu'elles sont moins importantes pour cette configuration. Notons que la condition imposée à cette paroi change peu les valeurs de  $T_g$  et  $\vec{v}$  au niveau de l'axe.
- Les vitesses, plus élevées au départ, diminuent sur des distances plus courtes.

Les figures 4.40 et 4.41 montrent les profils axiaux de températures et de vitesses pour la torche de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre et pour les mêmes densités électroniques que précédemment. Le gaz d'étude est toujours l'hélium. En comparant avec les figures précédentes 4.34a) et 4.34b) nous notons que pour des  $n_e$  identiques, la température est bien inférieure aux températures obtenues pour la torche de  $2 \text{ mm}$  de diamètre. Cette analyse est en accord avec les expériences du chapitre 2 : les températures mesurées pour la torche de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre sont plus petites que celles mesurées avec la torche de  $2 \text{ mm}$ .

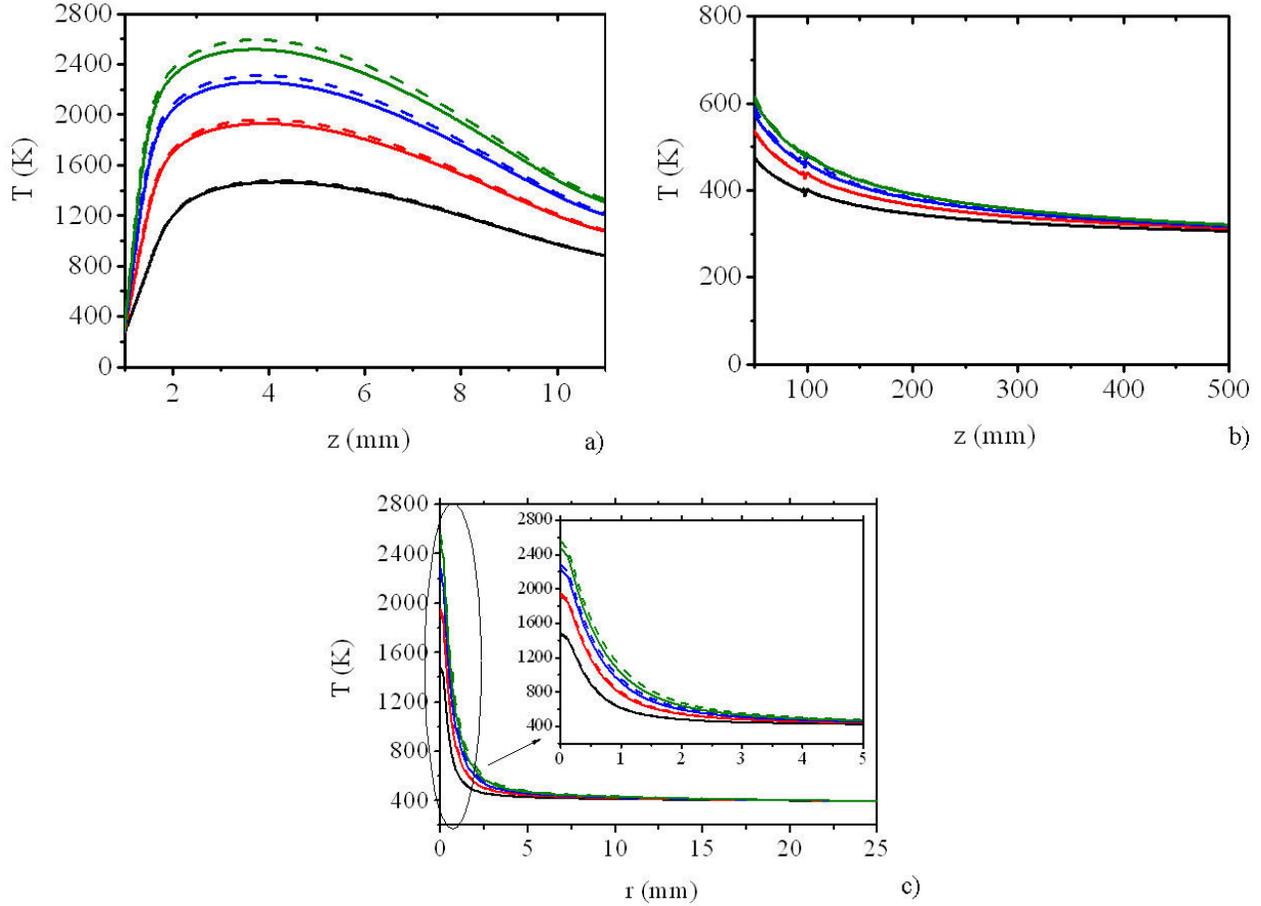


FIGURE 4.40 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma, calculés pour un débit initial d'hélium de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\,000\,K$ . Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). Le diamètre de la buse est 0,5 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

Nous avons justifié cette évolution par les temps de résidence des espèces du plasma plus courts dans le cas de cette dernière torche. Regardons les ordres de grandeurs du rapport  $\rho C_v (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) T_g / 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g)$  pour vérifier nos hypothèses.

Prenons la courbe de  $T_g$  la plus basse de la figure 4.34a) et celle la plus haute de la figure 4.40b).  $\rho C_v (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) T_g / 3 \frac{m_e}{M_g} n_e \nu k_B (T_e - T_g)$  vaut réciproquement 1,2 et 1,4. Le transfert de chaleur par collisions est plus faible proportionnellement par rapport au processus de convection dans le cas de cette torche : le chauffage y est alors moins important.

Nous ne montrons pas ici les courbes traduisant les évolutions de la température et des vitesses par rapport à la valeur de  $T_{eMax}$ . Notons juste qu'elles suivent les mêmes tendances que celles observées pour la torche de 2 mm : L'augmentation de  $T_e$  apporte une plus grande

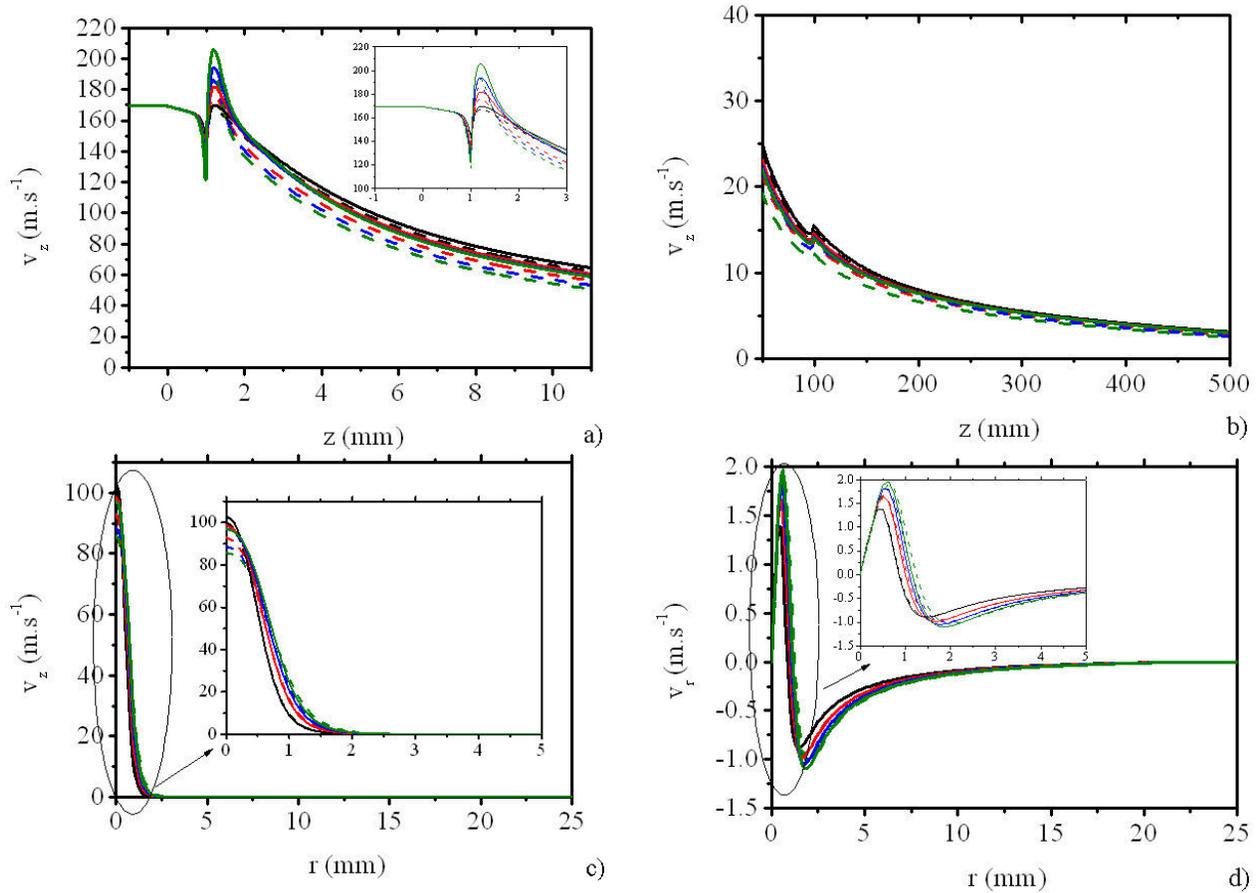


FIGURE 4.41 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial d'hélium de  $1\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\,000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}\text{cm}^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse de 0,5 mm de diamètre. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

énergie au gaz, d'où l'augmentation de la température.

La figure 4.42, montrant les profils axiaux et radiaux de  $T_g$  en fonction du débit, confirme une fois de plus le lien entre vitesse et température. Nous retrouvons le fait que les termes ioniques agissent surtout à faible débit : plus le débit est élevé, moins le plasma apporte de l'énergie au gaz.

#### 4.2.2.4 Influence du gaz : comparaison He/Ar

Les mêmes calculs que dans la partie 4.2.2.1 sont lancés, cette fois avec pour gaz d'étude l'argon. Nous remplaçons le diamètre de 2 mm de la torche et reprenons un plasma de 3 cm de longueur et de 1 mm de rayon.

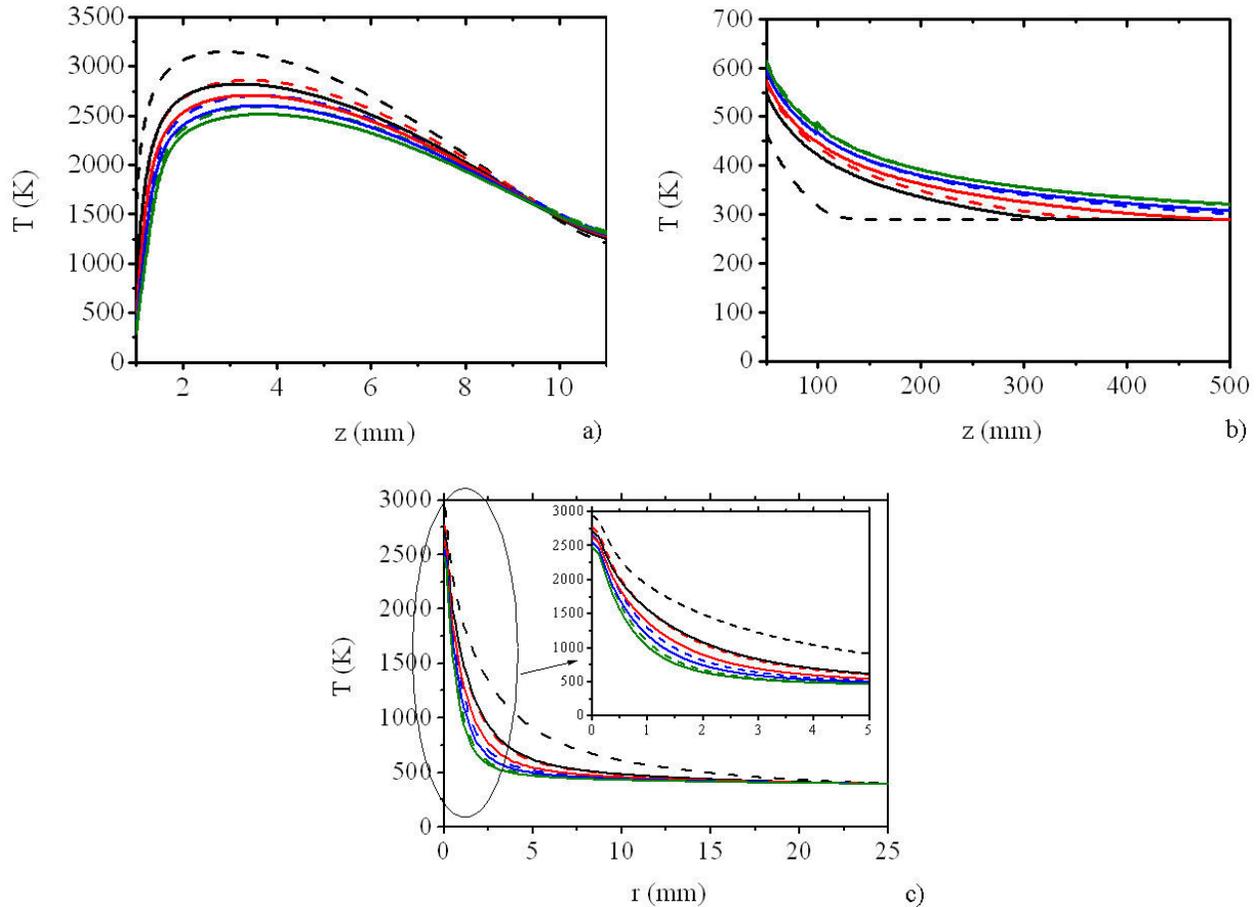


FIGURE 4.42 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (c), calculés pour  $n_{eMax} = 12 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$ . Les débits initiaux d'hélium (en  $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$ ) sont les suivants : 0,25 (courbe noire), 0,5 (courbe rouge), 0,75 (courbe bleue) et 1 (courbe verte). Le diamètre de la buse est 0,5 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

les figures 4.43a) et 4.43b) donnent, respectivement, les distributions 2D de la température et de la vitesse du gaz pour un débit initial de  $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ , une densité électronique maximale de  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  et une température électronique maximale de  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$ . Les débits pour le gaz d'argon sont plus faibles expérimentalement que ceux pour l'hélium, nous prenons donc un débit plus faible.

Nous retrouvons une image indirecte du plasma en regardant la distribution de température. Regardons le chauffage à l'intérieur du tube diélectrique. Nous observons, en comparant avec la figure 4.33a), que  $T_g$  reste ici supérieure à la température ambiante à une position  $z$  plus lointaine mais à une position  $r$  plus petite.

Le gaz reste directif, l'écoulement du gaz se situe surtout autour de l'axe, c'est-à-dire autour

de la sortie de la buse.

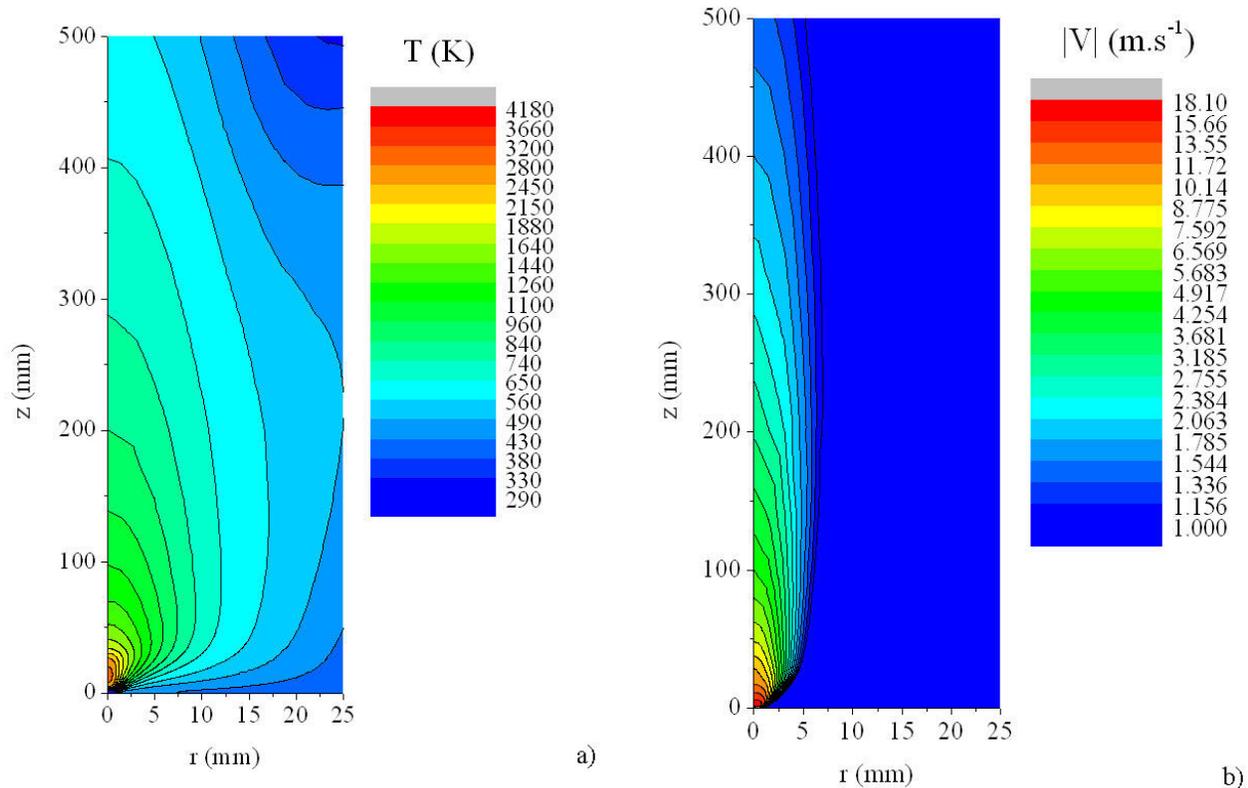


FIGURE 4.43 – Distribution 2D ( $r,z$ ) de la température (a) et de la vitesse (b) du gaz dans le domaine du calcul. Le débit d'argon est  $1 \text{ L.min}^{-1}$ ,  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000 \text{ K}$ . Le diamètre de la torche est  $0,5 \text{ mm}$ . Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

Les figures 4.44 et 4.45 montrent les profils axiaux de températures et de vitesses pour la torche de  $2 \text{ mm}$  de diamètre, avec pour gaz d'étude l'argon et pour les mêmes densités électroniques que précédemment. En comparant avec les figures précédentes 4.34a) et 4.34b) nous notons que pour des  $n_e$  identiques et un débit identique ( $1 \text{ L.min}^{-1}$ ), la température est bien inférieure aux températures obtenues pour la torche fonctionnant dans l'hélium. Cette analyse est en accord avec les expériences du chapitre 2 concernant la torche de  $2 \text{ mm}$  de diamètre : les températures mesurées pour l'argon sont plus faibles que celles mesurées pour l'hélium : compte-tenu de sa masse plus lourde et de sa fréquence de collision plus faible, le terme de collision électron-neutre, principal facteur de chauffage, est moins important que dans un plasma d'hélium.

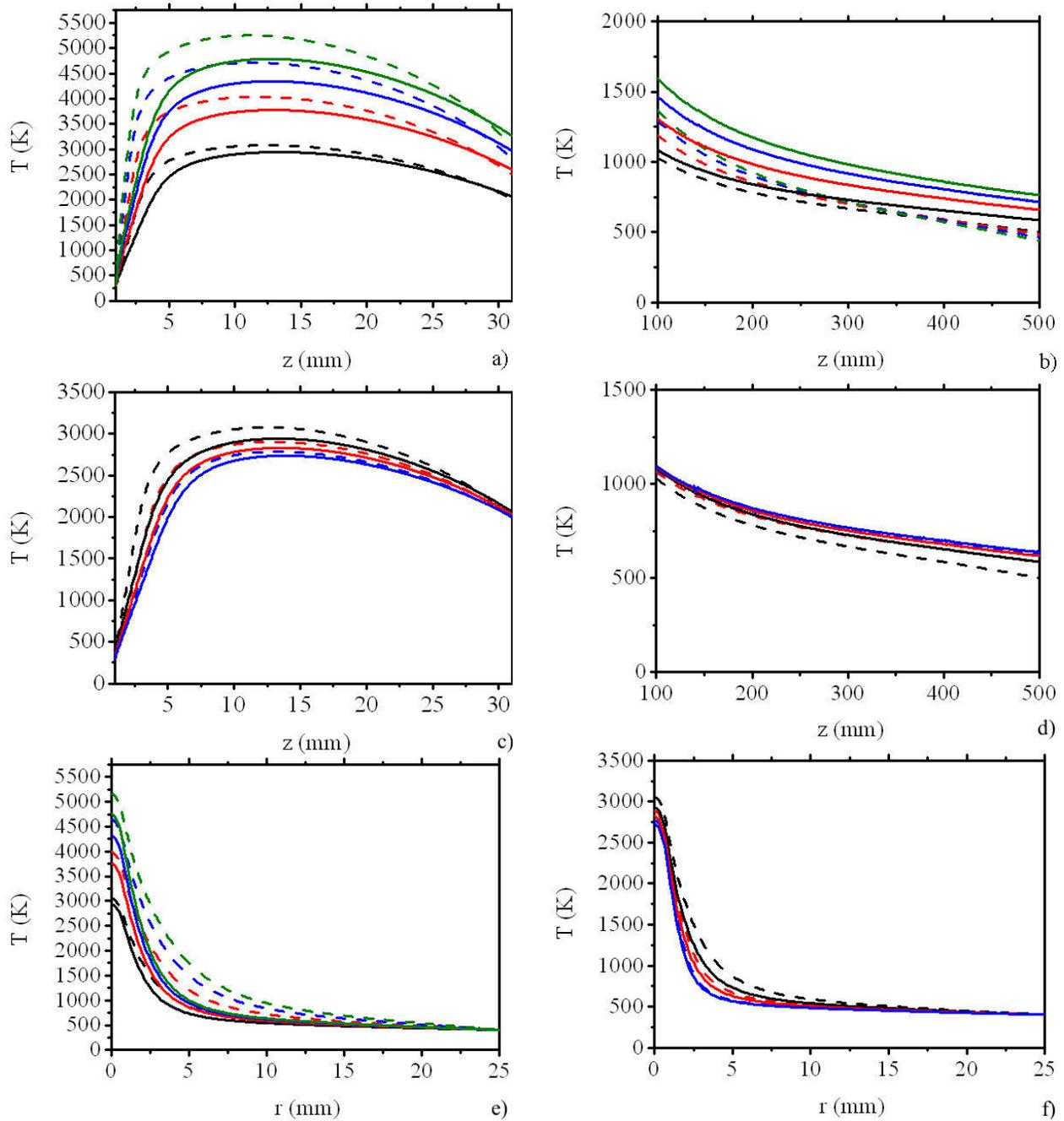


FIGURE 4.44 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (e), calculés pour un débit initial d'argon de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\ 000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). Profils axiaux ( $r=0$ ) de la température du gaz dans (c) et hors (d) de la région du plasma et profil radial à  $z=15$  mm (f), calculés pour pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14}cm^{-3}$  et  $T_{eMax} = 20000K$ . Les débits d'entrée d'argon (en  $L.min^{-1}$ ) sont les suivants : 1(courbe noire), 1,5(courbe rouge) et 2(courbe bleue). Le diamètre de la buse est 2 mm. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

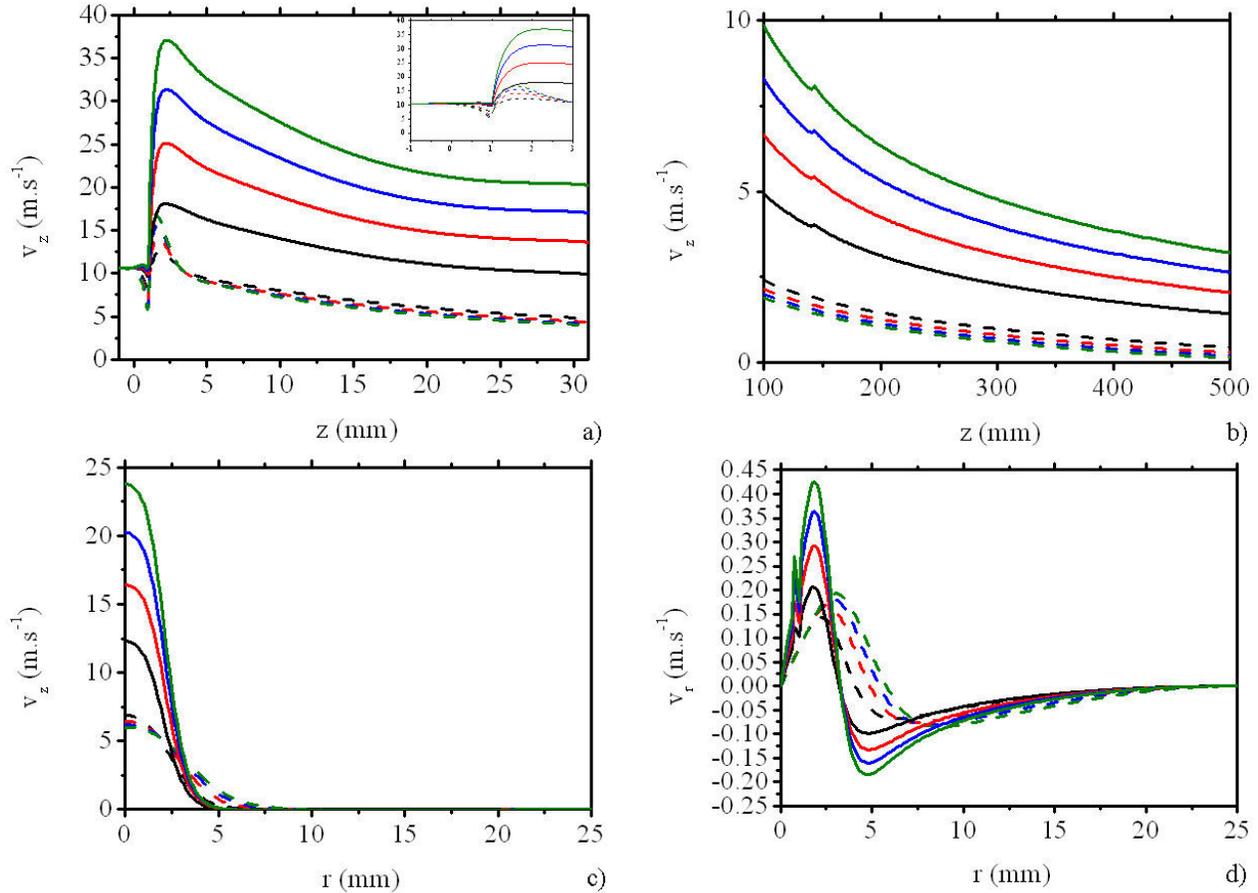


FIGURE 4.45 – Profils axiaux ( $r=0$ ) de la composante  $z$  de la vitesse du gaz dans (a) et hors (b) de la région du plasma et profils radiaux des composante  $z$  (c) et  $r$  (d) pour  $z=15$  mm, calculés pour un débit initial d'argon de  $1L.min^{-1}$  et pour  $T_{eMax} = 20\,000$  K. Les valeurs de  $n_{eMax}$  (en  $10^{14}cm^{-3}$ ) sont les suivantes : 3(courbe noire), 6(courbe rouge), 9(courbe bleue) et 12(courbe verte). L'encart dans (a) est un zoom au niveau de la buse de 2 mm de diamètre. Les courbes continues correspondent aux profils calculés en prenant compte des termes ioniques dans les équations, les courbes pointillées ne les prennent pas en compte.

Nous retrouvons par ailleurs les mêmes observations concernant l'influence des paramètres plasma (l'augmentation de  $n_e$  ou de  $T_e$  entraîne une amélioration du chauffage à travers le terme de collision électron-neutre) et du débit (le chauffage est favorisé par des vitesses relativement faibles) que dans l'étude basée sur l'hélium.

Concernant la distribution des vitesses (figure 4.45a) vs figure 4.35a)), nous observons un pic moins élevé dans l'argon mais une longueur de relaxation plus longue, ce que nous avons déjà pu constaté sans plasma.

### 4.2.3 Comparaison avec un code hydrodynamique, développé à l'IST

Nous comparons maintenant les résultats obtenus avec COMSOL Multiphysics et le code développé par Rafael Alvarez et Luis Lemos Alves à l'IST de Lisbonne [7] et adapté par Tiago Silva pour correspondre à notre configuration. Notons qu'un énorme effort a été fait pour assurer les mêmes conditions de travail et les mêmes conditions aux limites dans les deux codes, de façon à rendre la comparaison la plus crédible possible. Nous reprenons la configuration donnée à la référence [178] et présentée au chapitre 3. Nous imposons le plasma par les profils de  $n_e$  et  $T_e$  données respectivement aux figures 3.2a) et 3.2b). Le plasma est situé à la sortie de la buse ( $z=0$  mm) ; les valeurs de  $n_{eMax}$  et  $T_{eMax}$  sont fixées ( $z=1$  mm) à  $3 \times 10^{14} cm^{-3}$  et 20000 K respectivement. Le débit d'hélium est  $5 L.min^{-1}$ .

La comparaison présentée ici est réalisée en observant les profils axial ( $r = 0$  mm) et radial ( $z = 15$  mm) des paramètres des sortie des codes. Les résultats sont présentés pour les différentes variables macroscopiques (pression, vitesse et température) pour un débit d'entrée de  $5 L.min^{-1}$ .

Les figures 4.46a) et 4.46b) représentent les profils (axial et radial) de pression, obtenus avec les deux codes. En général, nous pouvons voir une bonne correspondance entre les résultats obtenus dans ces deux simulations. Nous observons seulement une plus grande divergence pour la zone du plasma, au niveau de la buse (4.46a)) : la pression varie plus brutalement dans le cas de COMSOL Multiphysics.

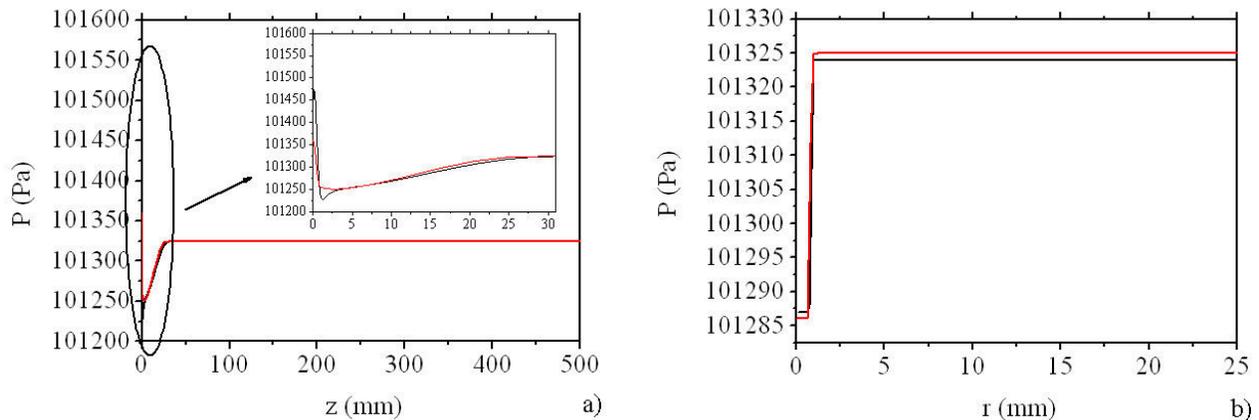


FIGURE 4.46 – Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la pression calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} cm^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000K$  et un débit initial d'hélium de  $5 L.min^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm.

Les figures 4.47a) et 4.47b) représentent le module de la vitesse du gaz, calculée dans les mêmes conditions. Les résultats montrent que ces valeurs des vitesses obtenues avec COMSOL Multiphysics sont plus élevés que celles du code non-commercial. La figure 4.47a) a les plus grandes différences, dès le début du plasma, au niveau de la buse : COMSOL Multiphysics conduit à une vitesse plus élevée qui s'étend dans tout le plasma.

De même que pour le module de la vitesse, COMSOL Multiphysics conduit à des valeurs supérieures de la température du gaz, un effet qui commence dans le plasma, et qui s'étend à

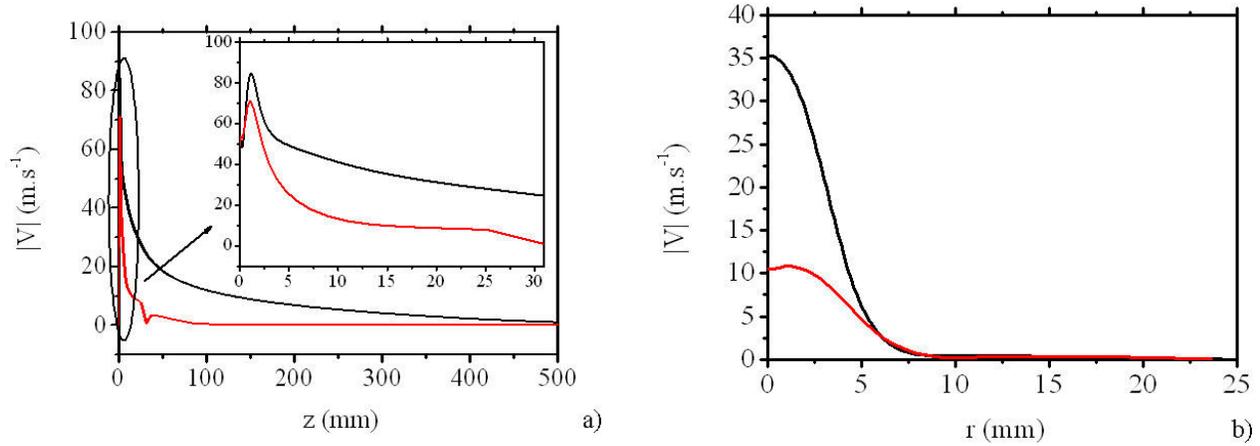


FIGURE 4.47 – Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la norme de la vitesse calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$  et un débit initial d'hélium de  $5 \text{L.min}^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm.

l'ensemble du plasma, comme le montrent les figures 4.48a) et 4.48b).

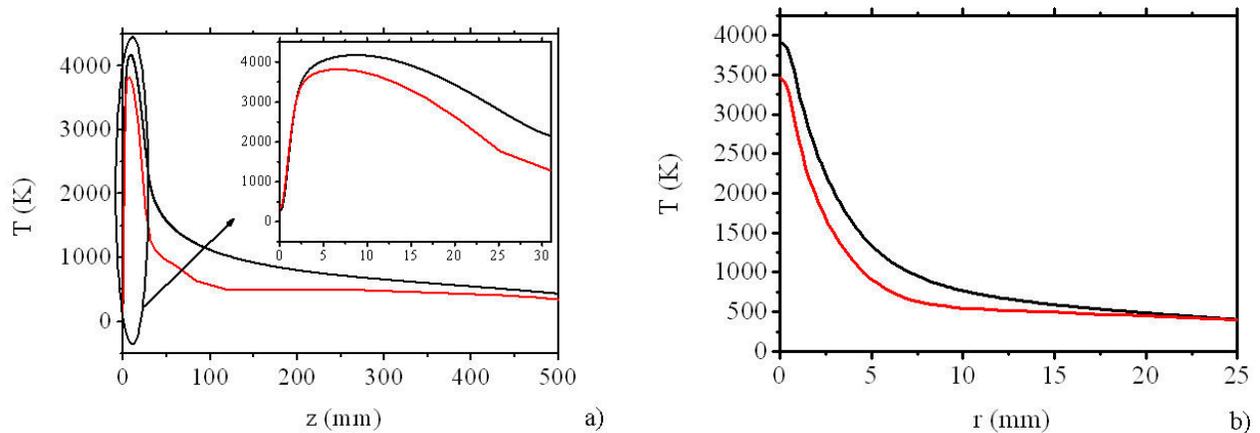


FIGURE 4.48 – Profils axial ( $r=0$ ) a) et radial ( $z=15$  mm)(b) de la température calculés pour  $n_{eMax} = 3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_{eMax} = 20000 \text{K}$  et un débit initial d'hélium de  $5 \text{L.min}^{-1}$ . La courbe noire est obtenue avec COMSOL, la rouge avec le code non-commercial. Le diamètre de la buse est 2 mm.

Les différences principales entre les résultats des ces deux codes apparaissent très tôt dans la région du plasma, près de la buse plus précisément. Elles sont probablement dues aux particularités de chaque code (maillage, solveur) mais aussi à la géométrie donnée. En effet, contrairement à notre modèle qui fixe la vitesse et la température à  $z=-45$  mm, celui développé impose seulement la vitesse à la sortie de la buse ( $z=0$  mm). La condition aux limites à cette même zone est une condition de Neumann ; la température n'y est pas imposée.

Des essais pour commencer l'écoulement à  $z=0$  mm ont été tenté pour être exactement dans les mêmes conditions que le code non-commercial mais les résultats ne sont pas concluants.

Avec ces conditions, le gaz ne semble pas voir le plasma : il n'y a plus de zone de choc (nous n'observons plus d'augmentation de la vitesse à la sortie de la buse). Cette remarque montre la difficulté pour COMSOL Multiphysics de reconnaître sur 1 mm un changement de milieu. Des améliorations au niveau de la buse doivent donc être recherchées pour corriger ces écarts entre les deux modèles présentés ici.

Ces différences indiquent aussi qu'il faut toujours être prudent sur les résultats de codes.

Malgré une différence sensible sur les valeurs du module de la vitesse  $|V|$ , nous observons des tendances semblables entre ces deux codes et des valeurs de  $T_g$  de même ordre de grandeur.

### 4.3 Confrontation Modélisation/Expérience

Nous avons présenté l'approche expérimentale (cf chapitre 2) et de simulation (cf chapitres 3 et présent) pour comprendre le comportement de la TIA. L'objectif, ici, est de retrouver les tendances que l'on observe expérimentalement dans nos résultats de simulation.

#### 4.3.1 Étude électromagnétique

N'ayant pas accès expérimentalement aux valeurs des champs électriques  $\vec{E}$ , il est difficile de confronter nos résultats issus de la simulation aux résultats expérimentaux. Nous pouvons néanmoins réfléchir en terme de couplage champ micro-onde/ plasma.

Suivant les profils de densité électronique donnés au modèle, nous pouvons avoir un très bon couplage ( $\sim 90\%$ ), ce qui est vérifié lors de nos expériences (cf chapitre 2). Nous savons aussi par celles-ci que la température du gaz n'est pas constante dans le plasma. Ayant maintenant une idée de l'évolution de la température dans le plasma grâce au modèle hydrodynamique (cf section 4.2), regardons maintenant la définition de  $\nu_{en}$  dans le modèle électromagnétique.  $\nu_{en}$  est fonction de la température du gaz (voir équation 4.1). On impose alors des profils axial et radial de température du gaz donnés respectivement aux figures 4.49a) et 4.49b).

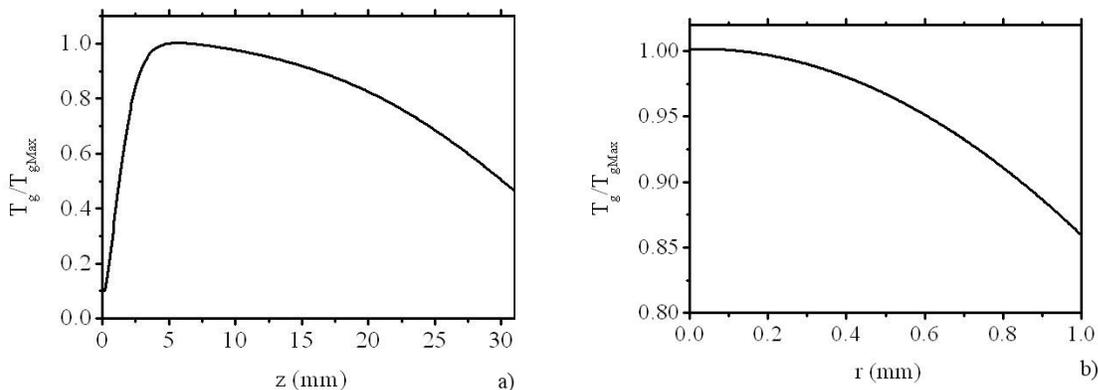


FIGURE 4.49 – Profils axial (a) et radial (b) pour la température du gaz dans le plasma.

Les réponses en fréquence de la puissance transférée au système pour un plasma situé à 0

mm (courbes noires) et à 1 mm (courbes rouges) sont données à la figure 4.50. La température est constante dans le plasma ( $T_g = T_{gMax}$ ) pour les courbes pointillées et suit les profils de la figure 4.49 pour les courbes continues.  $T_{gMax}$  est fixée à 3000 K. Nous observons que s'il y a peu d'écart entre les courbes rouges pour un plasma situé à 1 mm de la buse, le fait d'imposer un gradient de température à l'intérieur du plasma contribue à améliorer le couplage dans le cas d'un plasma situé à la sortie de la buse (courbes noires).

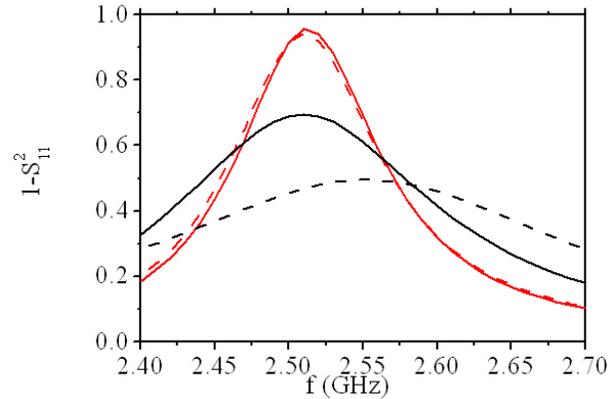


FIGURE 4.50 – Puissance transférée au système pour un plasma situé à 0 mm (courbes noires) et à 1 mm (courbes rouges). La température est constante dans le plasma ( $T_g = T_{gMax}$ ) pour les courbes pointillées et suit les profils de la figure 4.49 pour les courbes continues.  $T_{gMax}$  est fixée à 3000 K.

### 4.3.2 Étude hydrodynamique

Pour permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux du chapitre 2, la figure 4.51 montre le profil axial de la température du gaz moyennée radialement  $\langle T_g \rangle_r$  pour différents  $n_e$  et des températures rotationnelles obtenues expérimentalement. Les diagnostics sont effectués perpendiculairement à l'axe de décharge, en collectant toute la lumière émise par le plasma à des positions  $z$  données, pour des puissances micro-ondes différentes. On observe, pour les valeurs de  $n_e$  utilisées (entre  $1,5 \times 10^{-14}$  et  $3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-3}$ ), que le calcul des températures de gaz ont le même ordre de grandeur que celles mesurées expérimentalement (voir chapitre 2).

On vient de mettre en évidence que  $T_g$  est directement lié à  $n_e$  ( $\nu_{en} \cdot n_e$ ). La mesure expérimentale de  $T_g$  associée au modèle hydrodynamique est capable de donner un ordre de grandeur de la valeur de  $n_e$ .

Les différences dans les variations axiales de  $T_g$  entre celles prédites par les simulations et celles déduites par les mesures, mettent en évidence le fait que nous n'avons pas adopté des profils de plasma auto-cohérent dans les calculs actuels, mais peuvent aussi introduire une discussion sur les résultats expérimentaux (au-delà de la simple constatation que nos mesures ont une incertitude significative, confirmée par les barres d'erreur décrites dans la figure 2.14). En fait, l'azote utilisé dans les mesures est entraîné dans le jet plasma par l'air qui l'entoure, ce qui signifie que, probablement, la température du gaz expérimentale n'est pas évaluée correctement

à proximité de l'axe de la décharge. Inversement, nos calculs ne prennent pas en compte l'air environnant qui peut refroidir le gaz.

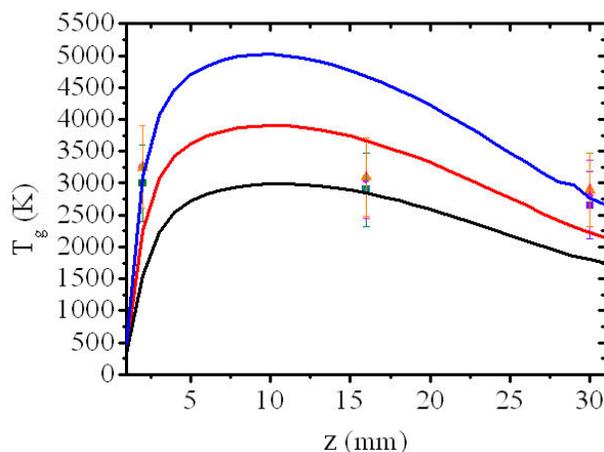


FIGURE 4.51 – Profil axial de  $\langle T_g \rangle_r$  pour les températures du gaz calculées (courbes) pour des  $n_e$  (en  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) de 1,5 (noire), 3 (rouge) et 6 (bleue) et pour les températures rotationnelles mesurées obtenues pour un débit de  $5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$  et pour des puissances micro-ondes (en W) de 500 (triangles), 600 (losanges) et 700 (cercles).

Expérimentalement, on observe que la longueur du plasma augmente avec le débit du gaz d'entrée, attestant le rôle important joué par le temps de résidence des espèces. Dans nos simulations, les profils de densité et de température électroniques sont imposés et l'influence de la longueur du plasma ne peut pas être évaluée de manière auto-cohérente. Cependant, des tests numériques montrent qu'une augmentation de la longueur du plasma (à densité et température électroniques maximales constantes) entraîne une hausse des maxima de  $T_g$ , ce qui réduit l'effet observé sur la figure 4.38, et favorise également le chauffage du gaz en dehors de la région du plasma.

## 4.4 Conclusions du chapitre

Le module EM permet d'étudier le comportement électromagnétique de la torche. Le rôle des paramètres plasma ( $n_e$ ,  $\nu$ ) sur le taux de puissance transférée et la répartition du champ  $\vec{E}$  est mis en évidence. Les conditions de stabilité du plasma sont liées à la compréhension du couplage de l'énergie micro-onde au plasma. Non auto-cohérent, il est néanmoins très indicatif :

- le dispositif de la TIA permet de très bien coupler les micro-ondes et le plasma,
- la distribution du champ  $\vec{E}$  et ses valeurs sont adaptées à l'amorçage et au maintien du plasma.

Le développement du modèle hydrodynamique pour la TIA, fonctionnant à la pression atmosphérique dans une configuration de réacteur ouvert, a permis de décrire les influences du

plasma et du débit injecté sur les distributions de vitesses et de températures. Le modèle prédit des valeurs de températures entre 1500 K et 5000 K, dans le même ordre de grandeur que ceux obtenus par spectroscopie optique d'émission au chapitre 2.

Les simulations ont montré que le plasma change l'écoulement du gaz et qu'il existe un transfert efficace de puissance du plasma au gaz. Cela est démontré par le terme  $n_e T_e$  sur le chauffage du gaz, via les collisions électron-neutres ( $\nu_{en}$ ). Dans une moindre mesure, les ions modifient l'écoulement du gaz et doivent être pris en compte. Ils interviennent néanmoins peu dans le transfert de chaleur local.

De plus, une augmentation du débit d'entrée est responsable :

1. des longueurs de relaxation plus longues dans la direction axiale pour la température du gaz
2. et d'une diminution de sa valeur maximale

Les comparaisons entre les résultats obtenus avec COMSOL et le code développé par l'IST ont révélé la nécessité d'une analyse plus attentive de la région du "choc" (passage du gaz froid au plasma).

Les résultats montrent déjà une bonne compréhension des phénomènes apportés par le plasma sur les caractéristiques électromagnétique et hydrodynamique de la torche et le besoin d'avoir des ordres de grandeur expérimentaux, mais la précision peut être améliorée avec l'utilisation de caractéristiques plasma simulées.

En effet, pour le module électromagnétique, les résultats montrent clairement qu'une bonne connaissance des propriétés du plasma (volume, densité électronique, température) est nécessaire afin d'estimer son impédance. La position du plasma est également importante mais l'auto-cohérence devra comprendre non seulement les phénomènes électromagnétiques mais aussi hydrodynamiques : le gaz, étant en écoulement, doit entraîner les électrons un peu plus loin de la buse.

Le travail présenté ici fait parti d'un programme de recherche plus important sur la modélisation auto-cohérente de la TIA. Des travaux sont en cours pour développer un modèle plasma, présenté brièvement au chapitre 3, décrivant le transport de dérive-diffusion des particules chargées en 2D dans le système. Le modèle plasma fournira des informations sur le plasma (en termes de taille et de densité et de température des particules chargées), permettant un couplage avec les modèles électromagnétique et hydrodynamique, afin d'améliorer la description auto-cohérente de la répartition du champ micro-onde, de l'écoulement du gaz et du transfert de chaleur. Le modèle électromagnétique, lui, apportera des renseignements sur les caractéristiques électromagnétiques du plasma.



## Conclusion Générale et Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse a été consacré à l'étude d'un plasma créé par une torche à plasma micro-onde, la torche à injection axiale (TIA) et contribue à l'étude du transfert thermique de ces torches avec comme objectif de chauffer un gaz neutre. Il a été développé en deux parties complémentaires, l'une basée sur l'expérience, l'autre sur la simulation. Deux gaz ont été testés, l'argon et l'hélium ainsi que deux diamètres de torches (2 mm et 0,5 mm).

La torche TIA est une décharge très complexe car il y a de nombreux paramètres qui interviennent dans son fonctionnement et le plasma obtenu n'est pas en équilibre thermodynamique et est très inhomogène. De plus ce dernier interagit avec le milieu extérieur (air). Avec une torche dont la structure était bien définie, l'expérience a permis de vérifier l'influence de la vitesse d'écoulement, de la puissance micro-onde et de la nature du gaz considéré sur le comportement du plasma.

Dans un premier temps, des études ont été menées pour optimiser le couplage entre le champ micro-onde et le plasma et connaître les conditions optimales de fonctionnement de la torche pour les deux gaz de travail. Ensuite, la caractérisation expérimentale du plasma pour obtenir les températures rotationnelles et les densités électroniques a été réalisée par spectroscopie optique d'émission. Concernant les températures rotationnelles, nous avons pu observer qu'elles étaient plus élevées dans l'hélium que dans l'argon ( $\sim 3000$  K vs  $\sim 2000$  K). Cela est dû au fait que la conductivité thermique et la fréquence de collision électron-neutre de l'hélium sont plus importantes que celles de l'argon et confirme notre choix pour l'hélium comme gaz intéressant pour le transfert thermique.

Nous avons aussi pu constater que changer les vitesses d'écoulement a pour effet principal de modifier le temps de résidence des espèces et donc à influencer sur le nombre de collisions pouvant se produire dans le plasma. La torche de 2 mm de diamètre, pour laquelle les vitesses d'écoulement sont plus faibles (et donc les temps de résidence des espèces plus longs) favorise le chauffage du gaz par rapport à celle de 0,5 mm de diamètre.

A propos des densités électroniques, nous n'avons pas pu apporter des valeurs significatives par rapport aux variations des paramètres opératoires (puissance micro-onde et débit du gaz) en raison de la faible précision de nos mesures. Nous pouvons cependant donner ses ordres de grandeurs dans le cas de l'hélium pour les deux diamètres des torches : elle est plus élevée pour celle de 0,5 mm de diamètre ( $\sim 1.10^{15}\text{cm}^{-3}$  vs  $\sim 4.10^{14}\text{cm}^{-3}$ ).

Parallèlement aux expériences, le développement de modèles électromagnétique et hydrodynamique a été réalisé pour décrire l'influence du plasma sur les distributions spatiales du champ micro-onde, des vitesses et de la température du gaz. Un modèle auto-cohérent 2D, comprenant un modèle « plasma », serait nécessaire pour modéliser la torche ; il n'est pas réalisable actuellement car le plasma est très inhomogène. Néanmoins grâce aux deux premiers modèles, nous avons mis en évidence plusieurs points.

Le modèle électromagnétique a permis de mettre en évidence le bon couplage entre le champ micro-onde et le plasma et de donner la distribution du champ électrique  $\vec{E}$ , dont les valeurs sont susceptibles de maintenir un plasma. Il a aussi permis d'établir l'influence des paramètres plasma (comme la densité électronique  $n_e$  et la fréquence de collision électron-neutre  $\nu_{en}$ ) sur cette distribution.

Le modèle hydrodynamique a permis de montrer l'existence d'un transfert efficace de puissance du plasma au gaz, via les collisions électrons-neutres. Conformément aux expériences, nous avons montré que l'augmentation des vitesses d'écoulement entraînait effectivement une diminution de la valeur maximale de la température dans le plasma.

La température du gaz est un paramètre important qui détermine à la fois l'interaction du champ électromagnétique avec le plasma (à travers le rapport  $\nu/\omega$ ) et la cinétique du plasma. Nous avons également montré, à travers le modèle hydrodynamique, que nous pouvions atteindre une estimation de la densité électronique (en ajustant cette dernière) à une température du gaz donnée. Ce modèle est donc un bon outil indicatif pour déterminer le comportement du plasma.

Une comparaison entre les résultats de simulation obtenus dans le modèle hydrodynamique et les valeurs expérimentales de température du gaz a été effectuée et permet de comprendre le rôle des paramètres mais ne permet pas d'avoir une bonne comparaison quantitative. Nous avons observé que les températures calculées étaient plus élevées que les températures expérimentales. Ces différences admettent plusieurs explications.

- Les dimensions et les paramètres ( $n_e$  et  $T_e$ ) du plasma ne sont pas modifiés pour chaque condition de travail (puissance micro-onde et débit du gaz plasmagène).
- Les températures expérimentales sont mesurées à partir de l'azote, entraîné dans le jet plasma par l'air qui l'entoure : elles ne sont donc pas évaluées au centre du plasma, supposé plus chaud.
- Le modèle ne prend pas en compte l'air environnant qui peut diminuer les valeurs des températures.

Avec les résultats obtenus, il est possible d'avoir une bonne idée du potentiel de la torche TIA pour chauffer un gaz.

## Perspectives

La description présentée ici a mis en évidence, compte-tenu du grand nombre de paramètres intervenants, la nécessité de développer un modèle auto-cohérent pour analyser convenablement les phénomènes survenant dans le plasma créé par la TIA. Comme nous l'avons dit précédemment, ce travail est une contribution à une étude plus importante sur la modélisation de la TIA. Plusieurs axes de recherche devront être poursuivis pour mieux comprendre le fonctionnement de la torche dans l'hélium :

1. le développement d'un modèle plasma

Nous avons présenté dans ce mémoire de thèse le développement des équations fluides en 1D et 2D. Nous avons montré que leur résolution en 1D était insuffisante pour décrire correctement le comportement du plasma. Ce problème nécessite au moins un traitement 2D.

2. le développement d'un modèle collisionnel-radiatif pour l'hélium

Pour identifier les principaux mécanismes du plasma hors équilibre thermodynamique, un modèle collisionnel-radiatif s'avère un bon outil. Ce travail est effectué à l'IST de Lisbonne et prend appui sur deux publications antérieures [89, 90]. Une première mise à jour a été réalisée et un résumé des mécanismes utilisés est donné en annexe 3.

3. leur validation par l'expérience

– Pour valider le modèle collisionnel-radiatif pour l'hélium, il faudrait confiner le plasma de sorte à ne pas être affecté par les raies atomiques et les bandes moléculaires de l'azote. On pourrait ainsi obtenir des mesures d'intensités des raies des premiers niveaux excités et du fondamental et, via leurs rapport d'intensité, déterminer la température et la densité électronique.

– Une meilleure précision des paramètres plasma,  $n_e$  et  $T_e$ , devrait premièrement améliorer les résultats des modèles électromagnétique et hydrodynamique, et deuxièmement permettre de confronter ces valeurs expérimentales aux valeurs simulées par le module plasma.

– Les valeurs expérimentales mesurées ici,  $n_e$  et  $T_e$ , sont des résultats moyennés radialement. La méthode d'inversion d'Abel [81, 80] pourrait permettre de connaître les gradients de ces paramètres dans la direction radiale.

4. le contrôle de la présence d'impuretés, dues à l'air environnant, dans les modèles hydrodynamique et plasma

Ce dernier point est probablement le plus difficile à réaliser étant donné la complexité du calcul nécessaire pour prendre en compte les taux et les cinétiques des composants de l'air.

Concernant le projet de chauffer de grands volumes gazeux, il serait intéressant d'étudier l'influence d'un plasma créé par des torches à plasma micro-onde sur le chauffage d'une enceinte plus grande, qui pourrait être un ballon dirigeable. A l'aide de tous les codes mis en place dans cette thèse, une simulation thermique de l'ensemble torches+ enceinte pourrait être développée

afin de déterminer le comportement des écoulements et des transferts dans l'enceinte face à la source de chaleur que constitue le plasma. Un bilan énergétique est nécessaire pour déterminer l'apport des torches à plasma dans le cadre du chauffage de grands volumes.

# Bibliographie

- [1] J.L. Delcroix and A. Bers. *Physique des plasmas*. Number vol. 1. InterEditions, 1994.
- [2] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley, 2005.
- [3] H Conrads and M Schmidt. Plasma generation and plasma sources. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 9(4) :441–454, NOV 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, NOV 1994.
- [5] J. Jonkers, J.M. deRegt, 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, SEP 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] L.L. Alves, R. Alvarez, L. Marques, S.J. Rubio, A. Rodero, and M.C. Quintero. Modeling of an axial injection torch. *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL-APPLIED PHYSICS*, 46(2), MAY 2009.
- [8] S.I. Gritsinin, I.A. Kossyi, E.B. Kulumbaev, and V.M. Lelevkin. Calculation of a coaxial microwave torch. *PLASMA PHYSICS REPORTS*, 32(10) :872–879, OCT 2006.
- [9] Y. Kabouzi, D.B. Graves, E. Castanos-Martinez, and M. Moisan. Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves. *PHYSICAL REVIEW E*, 75(1) :016402, JAN 2007.
- [10] Y. Takao and K. Ono. A miniature electrothermal thruster using microwave-excited plasmas : a numerical design consideration. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 15(2) :211–227, MAY 2006.
- [11] V.K. Liau, M.T.C. Fang, J.D. Yan, and A.I. Al-Shamma'a. A two-temperature model for a microwave generated argon plasma jet at atmospheric pressure. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 36(22) :2774–2783, NOV 21 2003.

- [12] M. Moisan and J. Pelletier. *Physique des plasmas collisionnels*. Collection Grenoble Sciences, 2006.
- [13] 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.
- [14] M. Tanaka and J.J. Lowke. Predictions of weld pool profiles using plasma physics. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 40(1) :R1–23, JAN 2007.
- [15] V.A. Nemchinsky and W.S. Severance. What we know and what we do not know about plasma arc cutting. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 39(22) :R423–38, NOV 2006.
- [16] P. Fauchais. Understanding plasma spraying. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 37(9) :R86–108, MAY 2004.
- [17] J. Heberlein and A.B. Murphy. Thermal plasma waste treatment. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 41(5) :053001, FEB 2008.
- [18] M.J. van de Sande, P. van Eck, A. Sola, and J.J.A.M. van der Mullen. The relation between internal and external parameters of a spectrochemical inductively coupled plasma. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 57(5) :829–842, MAY 31, ISSN = 0584-8547, 2002.
- [19] C. Trassy and A. Tazeem. Simulation of atomic and ionic absorption and emission spectra for thermal plasma diagnostics : application to a volatilisation study in a plasma jet. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 54(3-4) :581–602, MAR 15 1999.
- [20] J.W. Shin, H. Miyazoe, M. Leparoux, S. Siegmann, J.L. Dorier, and C. Hollenstein. The influence of process parameters on precursor evaporation for alumina nanopowder synthesis in an inductively coupled rf thermal plasma. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 15(3) :441–449, AUG 2006.
- [21] K. Ostrikov and A.B. Murphy. Plasma-aided nanofabrication : where is the cutting edge ? *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 40(8) :2223–41, APR 2007.
- [22] Pfender E. Boulos M.I., Fauchais P. *Thermal plasmas : fundamental and applications, Volume I*. New-York : Plenum Press, 1994.
- [23] T. Fujimoto and R.W.P. McWhirter. Validity criteria for local thermodynamic-equilibrium in plasma spectroscopy. *PHYSICAL REVIEW A*, 42(11) :6588–6601, DEC 1990.
- [24] C. Tendero. *Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métallique*. PhD thesis, Université de Limoges, Octobre 2005.

- [25] P. Fauchais, J.F. Coudert, and B. Pateyron. La production des plasmas thermiques. *REVUE GENERALE DE THERMIQUE*, 35(416) :543–560, SEP 1996.
- [26] P. Fauchais and A. Vardelle. Thermal plasmas. *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 25(6) :1258–1280, DEC 1997.
- [27] P. Fauchais, A. Vardelle, and B. Dussoubs. Quo vadis thermal spraying? *JOURNAL OF THERMAL SPRAY TECHNOLOGY*, 10(1) :44–66, MAR 2001.
- [28] <http://www.praxair.com/>.
- [29] <http://www.sulzermetco.com/>.
- [30] <http://www.efd-induction.com/>.
- [31] <http://www.tekna.com/>.
- [32] 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, APR 5 2002.
- [33] A. Schutze, J.Y. Jeong, S.E. Babayan, J. Park, G.S. Selwyn, and R.F. Hicks. The atmospheric-pressure plasma jet : A review and comparison to other plasma sources. *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 26(6) :1685–1694, DEC 1998.
- [34] J. Park, I. Henins, H.W. Herrmann, G.S. Selwyn, J.Y. Jeong, R.F. Hicks, D. Shim, and C.S. Chang. An atmospheric pressure plasma source. *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 76(3) :288–290, JAN 2000.
- [35] <http://www.surfxtechnologies.com/>.
- [36] H. Koinuma, H. Ohkubo, T. Hashimoto, K. Inomata, T. Shiraishi, A. Miyanaga, and S. Hayashi. Development and application of a microbeam plasma generator. *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 60(7) :816–817, FEB 1992.
- [37] J. Janca, M. Klima, P. Slavicek, and L. Zajickova. Hf plasma pencil - new source for plasma surface processing. *SURFACE & COATINGS TECHNOLOGY*, 116 :547–551, SEP 1999.
- [38] Z. Hubicka, M. Cada, M. Sicha, A. Churpita, P. Pokorny, L. Soukup, and L. Jastrabik. Barrier-torch discharge plasma source for surface treatment technology at atmospheric pressure. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 11(2) :195–202, MAY 2002.
- [39] E. Bluem. *Caractérisation d'une décharge microonde de grand diamètre*. PhD thesis, Université Paris XI, Janvier 1995.
- [40] 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.

- [41] 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*, 34(18) :2734–2741, SEP 21 2001.
- [42] M. Jasinski, J. Mizeraczyk, Z. Zakrzewski, T. Ohkubo, and J.S. Chang. Cfc-11 destruction by microwave torch generated atmospheric-pressure nitrogen discharge. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 35(18) :2274–2280, SEP 21 2002.
- [43] 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.
- [44] A. Ricard, L. Stonge, H. Malvos, A. Gicquel, J. Hubert, and M. Moisan. Torche à plasma micro-onde : deux configurations complémentaires. *JOURNAL DE PHYSIQUE III*, 5(8) :1269–1285, AUG 1995.
- [45] M. Jasinski, P. Szczucki, M. Dors, J. Mizeraczyk, M. Lubanski, and Z. Zakrzewski. Decomposition of fluorohydrocarbons in atmospheric-pressure flowing air using coaxial-line-based microwave torch plasma. *CZECHOSLOVAK JOURNAL OF PHYSICS*, 50(3) :285–288, 2000.
- [46] M. Suzuki, M. Komatsubara, M. Umebayashi, and H. Akatsuka. Conversion of chloride waste into oxide by microwave heated oxygen plasma. *JOURNAL OF NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY*, 34(12) :1159–1170, DEC 1997.
- [47] M. Moisan, Z. Zakrzewski, and J.C. Rostaing. Waveguide-based single and multiple nozzle plasma torches : the tiago concept. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 10(3) :387–394, AUG 2001.
- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] Q.H. Jin, C. Zhu, M.W. Borer, and G.M. Hieftje. A microwave plasma torch assembly for atomic emission-spectrometry. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 46(3) :417–430, 1991.
- [51] E.A.H. Timmermans, J. Jonkers, I.A.J. Thomas, A. Rodero, M.C. Quintero, A. Sola, A. Gamero, and J.A.M. van der Mullen. The behavior of molecules in microwave-induced plasmas studied by optical emission spectroscopy. 1. plasmas at atmospheric pressure. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 53(11) :1553–1566, OCT 2 1998.

- [52] M. MOISAN, Z. ZAKRZEWSKI, R. PANTEL, and P. LEPRINCE. A waveguide-based launcher to sustain long plasma columns through the propagation of an electromagnetic surface-wave. *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 12(3) :203–214, 1984.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] 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.
- [56] M. Baeva, H. Gier, A. Pott, J. Uhlenbusch, J. Höschele, and J. Steinwandel. Pulsed microwave discharge at atmospheric pressure for no<sub>x</sub> decomposition. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 11(1) :1–9, FEB 2002.
- [57] H.W. Herrmann, I. Henins, J. Park, and G.S. Selwyn. Decontamination of chemical and biological warfare, (cbw) agents using an atmospheric pressure plasma jet (appj). *PHYSICS OF PLASMAS*, 6(5, Part 2) :2284–2289, MAY 1999.
- [58] J.Y. Jeong, S.E. Babayan, V.J. Tu, J. Park, I. Henins, R.F. Hicks, and G.S. Selwyn. Etching materials with an atmospheric-pressure plasma jet. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 7(3) :282–285, AUG 1998.
- [59] K. Inomata, H. Ha, K.A. Chaudhary, and H. Koinuma. Open air deposition of sio<sub>2</sub> film from a cold plasma torch of tetramethoxysilane- h<sub>2</sub>-ar system. *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 64(1) :46–48, 1994.
- [60] S.E. Babayan, J.Y. Jeong, V.J. Tu, J. Park, G.S. Selwyn, and R.F. Hicks. Deposition of silicon dioxide films with an atmospheric-pressure plasma jet. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 7(3) :286–288, AUG 1998.
- [61] 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, MAY 30 2003.
- [62] 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 sio<sub>x</sub> like films. In *16th International Colloquium on Plasma Processes (CIP 07)*, Jun 2007.
- [63] 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 & COATINGS TECHNOLOGY*, 203(13) :1790–1796, MAR 25 2009.

- [64] J. Mizeraczyk, M. Jasinski, and Z. Zakrzewski. Hazardous gas treatment using atmospheric pressure microwave discharges. *PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION*, 47(12B, SI) :B589–B602, DEC 2005.
- [65] 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, SEP 5 2007.
- [66] S.J. Rubio, A. Rodero, and M.C. Quintero. Application of a microwave helium plasma torch operating at atmospheric pressure to destroy trichloroethylene. *PLASMA CHEMISTRY AND PLASMA PROCESSING*, 28(4) :415–428, AUG 2008.
- [67] J. Jonkers, A. Hartgers, L.J.M. Selen, J.A.M. van der Mullen, and D.C. Schram. The influence of nitrogen entrainment on argon plasmas created by the ‘torche a injection axiale’ (tia). *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 8(1) :49–57, FEB 1999.
- [68] E.A.H. Timmermans, M.J. van de Sande, and J.J.A.M. van der Mullen. Plasma characterization of an atmospheric microwave plasma torch using diode laser absorption studies of the argon 4s(3)p(2) state. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 12(3) :324–334, AUG 2003.
- [69] M.C. Quintero, A. Rodero, M.C. Garcia, and A. Sola. Determination of the excitation temperature in a nonthermodynamic-equilibrium high-pressure helium microwave plasma torch. *APPLIED SPECTROSCOPY*, 51(6) :778–784, JUN 1997.
- [70] A. Rodero, M.C. Quintero, A. Sola, and A. Gamero. Preliminary spectroscopic experiments with helium microwave induced plasma produce in air by use of new structure : the axial injection torch. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 51(5) :467–479, AVR 1996.
- [71] R. Alvarez, A. Rodero, and M.C. Quintero. An Abel inversion method for radially resolved measurements in the axial injection torch, journal = SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY, year = 2002, volume = 57, number = 11, pages = 1665-1680, month = NOV 11, issn = 0584-8547,.
- [72] C. Yubero, M.C. Garcia, and M.D. Calzada. On the use of the h alpha spectral line to determine the electron density in a microwave (2.45ghz) plasma torch at atmospheric pressure. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 61(5) :540–544, MAY 2006.
- [73] J. van der Mullen and J. Jonkers. Fundamental comparison between non-equilibrium aspects of icp and mip discharges. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 5, 1999.

- [74] J. Jonkers, H.P.C. Vos, J.A.M. van der Mullen, and E.A.H. Timmermans. On the atomic state densities of plasmas produced by the “torche a injection axiale”. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 51(5) :457–465, APR 1996.
- [75] A. Rodero, M.C. Garcia, M.C. Quintero, A. Sola, and A. Gamero. An experimental study of the deviation from equilibrium in a high-pressure microwave helium plasma produced by an axial injection torch. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 29(3) :681–686, MAR 14 1996.
- [76] E. Iordanova, J. M. Palomares, A. Gamero, A. Sola, and J. J. A. M. van der Mullen. A novel method to determine the electron temperature and density from the absolute intensity of line and continuum emission : application to atmospheric microwave induced ar plasmas. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 42(15), AUG 7 2009.
- [77] J. Torres, M.J. van de Sande, J.J.A.M. van der Mullen, A. Gamero, and A. Sola. Stark broadening for simultaneous diagnostics of the electron density and temperature in atmospheric microwave discharges. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 61(1) :58–68, JAN 2006.
- [78] J. M. Palomares, J. Torres, M. A. Gigosos, J. J. A. M. Van der Mullen, A. Gamero, and A. Sola. Balmer-beta line asymmetry characteristics in a high pressure, microwave-produced argon plasma. *APPLIED SPECTROSCOPY*, 63(11) :1223–1231, NOV 2009.
- [79] J. Jonkers, M. van de Sande, A. Sola, A. Gamero, and J. van der Mullen. On the differences between ionizing helium and argon plasmas at atmospheric pressure. *Plasma Sources Science and Technology*, 12(1), FEB 2003.
- [80] R. Alvarez, A. Rodero, and M.C. Quintero. An abel inversion method for radially resolved measurements in the axial injection torch. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 57(11) :1665–1680, NOV 2002.
- [81] R. Alvarez, M.C. Quintero, and A. Rodero. Radial description of excitation processes of molecular and atomic species in a high-pressure helium microwave plasma torch. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 38(20) :3768–3777, OCT 21 2005.
- [82] 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.
- [83] M. Jimenez-Diaz, J. van Dijk, and J. J. A. M. van der Mullen. Effect of remote field electromagnetic boundary conditions on microwave-induced plasma torches. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 44(16), APR 27 2011.
- [84] R. Alvarez and L. L. Alves. Two-dimensional electromagnetic model of a microwave plasma reactor operated by an axial injection torch. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 101(10), MAY 15 2007.
- [85] R. Alvarez and L.L. Alves. Numerical solution to an electromagnetic model with Neumann boundary conditions, for a microwave-driven plasma reactor. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 41(21), NOV 7 2008.

- [86] E.A.H Timmermans. *Atomic and molecular excitation ptoecessus in microwave induced plasmas, A spectroscopic study*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, October 1999.
- [87] J. van Dijk, G. M. W. Kroesen, and A. Bogaerts. Plasma modelling and numerical simulation. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 42(19), OCT 2009.
- [88] MD Calzada, M Moisan, A Gamero, and A Sola. Experimental investigation and characterization of the departure from local thermodynamic equilibrium along a surface-wave-sustained discharge at atmospheric pressure. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 80(1) :46–55, JUL 1 1996.
- [89] L.L. Alves, G. Gousset, and C.M. Ferreira. A collisional-radiative model for microwave discharges in helium at low and intermediate pressures. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 25(12) :1713–1732, DEC 14 1992.
- [90] T. Belmonte, R.P. Cardoso, G. Henrion, and F. Kosior. Collisional-radiative modelling of a helium microwave plasma in a resonant cavity. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 40(23) :7343–7356, DEC 7 2007.
- [91] J Jonkers, M van de Sande, A Sola, A Gamero, A Rodero, and J van der Mullen. The role of molecular rare gas ions in plasmas operated at atmospheric pressure. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 12(3) :464–474, AUG 2003.
- [92] J.W. Shon and M.J. Kushner. Excitation mechanisms and gain modeling of the high-pressure atomic Ar laser in He/Ar mixtures. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 75(4) :1883–1890, FEB 15 1994.
- [93] M Pencheva, G Petrov, T Petrova, and E Benova. A collisional-radiative model of an argon surface-wave-sustained plasma at atmospheric pressure. *VACUUM*, 76(2-3) :409–412, NOV 5 2004.
- [94] J.L. Delcroix and A. Bers. *Physique des plasmas*. Number vol. 2. InterEditions, 1994.
- [95] C.K. Birdsall. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus monte-carlo collisions with neutral atoms, pic-mcc. *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 19(2) :65–85, APR 1991.
- [96] J.P. Verboncoeur. Particle simulation of plasmas : review and advances. *PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION*, 47(5A, SI) :A231–A260, MAY 2005.
- [97] K. Nanbu. Probability theory of electron-molecule, ion-molecule, molecule-molecule, and Coulomb collisions for particle modeling of materials processing plasmas and gases. *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, 28(3) :971–990, JUN 2000.
- [98] M.N. Rolin, S.I. Shabunya, J.C. Rostaing, and J.M. Perrin. Self-consistent modelling of a microwave discharge in neon and argon at atmospheric pressure. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 16(3) :480–491, AUG 2007.

- [99] G.J.M. Hagelaar and L.C. Pitchford. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 14(4) :722–733, NOV 2005.
- [100] G.J.M. Hagelaar, G.M.W. Kroesen, U. van Slooten, and H. Schreuders. Modeling of the microdischarges in plasma addressed liquid crystal displays. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 88(5) :2252–2262, SEP 1 2000.
- [101] P. BELENGUER and J.P. BOEUF. Transition between different regimes of RF glow discharges. *PHYSICAL REVIEW A*, 41(8) :4447–4459, APR 15 1990.
- [102] 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. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 38(19) :R283–R301, OCT 7 2005.
- [103] Z. Donko, P. Hartmann, and K. Kutasi. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modelling. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 15(2) :178–186, MAY 2006.
- [104] <http://uigelz.eecs.umich.edu/>.
- [105] P.D. McCormack and L. Crane. *Physical fluid dynamics*. Academic Press, 1973.
- [106] J.M. Rax. *Physique des plasmas, cours et applications*. Dunod, 2005.
- [107] J.F. Wendt, J.D. Anderson, G. Degez, E. Dick, and Grundmann R. *Computational fluid dynamics : an introduction*. Springer, 1996.
- [108] J. van Dijk, K. Peerenboom, M. Jimenez, D. Mihailova, and J. van der Mullen. The plasma modelling toolkit plasimo. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 42(19), OCT 2009.
- [109] Mark J. Kushner. Hybrid modelling of low temperature plasmas for fundamental investigations and equipment design. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 42(19), OCT 2009.
- [110] <http://www.plasmator.com/>.
- [111] <http://www.siglo-kinema.com>.
- [112] <http://plasimo.phys.tue.nl/>.
- [113] <http://www.esi-group.com/products/fluid-dynamics/cfd-ace>.
- [114] <http://www.comsol.com/>.
- [115] Z.L. Petrovic, M. Suvakov, Z. Nikitovic, S. Dujko, O. Sasic, J. Jovanovic, G. Malovic, and V. Stojanovic. Kinetic phenomena in charged particle transport in gases, swarm parameters and cross section data. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 16(1) :S1–S12, FEB 2007.

- [116] S. Uchida, H. Sugawara, Y. Sakai, T. Watanabe, and B.H. Hong. Boltzmann equation analysis of electron swarm parameters and related properties of Xe/He and Xe/Ne mixtures used for plasma display panels. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 33(1) :62–71, JAN 7 2000.
- [117] Z.L. Petrovic, S. Dujko, D. Maric, G. Malovic, Z. Nikitovic, O. Sasic, J. Jovanovic, V. Stojanovic, and M. Radmilovic-Radenovic. Measurement and interpretation of swarm parameters and their application in plasma modelling. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 42(19), OCT 7 2009.
- [118] [www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr/](http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr/).
- [119] <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>.
- [120] W.L. Morgan and B.M. Penetrante. Elendif - a tile-dependent boltzmann solver for partially ionized plasmas. *COMPUTER PHYSICS COMMUNICATIONS*, 58(1-2) :127–152, FEB-MAR 1990.
- [121] <http://www.kinema.com/>.
- [122] <http://www.plasmatreat.fr/>.
- [123] An Y.R., Lu Y.J., Li D.S., and Chen Y.S. Three-dimensional discharge simulation of inductively coupled plasma (ICP) etching reactor. *SCIENCE IN CHINA SERIES E-TECHNOLOGICAL SCIENCES*, 51(6) :674–682, JUN 2008.
- [124] D.A. Benoy. *Modelling of Thermal Argon Plasmas*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 1993.
- [125] Y. Sakiyama and D.B. Graves. Finite element analysis of an atmospheric pressure RF-excited plasma needle. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 39(16) :3451–3456, AUG 21 2006.
- [126] Y. Sakiyama and D.B. Graves. Neutral gas flow and ring-shaped emission profile in non-thermal RF-excited plasma needle discharge at atmospheric pressure. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 18(2), MAY 2009.
- [127] J. van Dijk, M. van der Velden, and J. van der Mullen. A multi-domain boundary-relaxation technique for the calculation of the electromagnetic field in ferrite-core inductive plasmas. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 35(21) :2748–2759, NOV 7 2002.
- [128] H.W.P. van der Heijden. *Modelling of Radiative Transfer in Light Sources*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 2003.
- [129] O.B. Postel and M.A. Cappelli. Parametric study of the vacuum ultraviolet emission and electrical characteristics of a He-Xe microdischarge. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 89(9) :4719–4726, MAY 1 2001.

- [130] G.I. Font, W.L. Morgan, and G. Mennenga. Cross-section set and chemistry model for the simulation of c-C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> plasma discharges. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 91(6) :3530–3538, MAR 15 2002.
- [131] E. Kawamura, D.B. Graves, and M.A. Lieberman. Fast 2D hybrid fluid-analytical simulation of inductive/capacitive discharges. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 20(3, SI), JUN 2011.
- [132] M. Okubo, K. Yoshida, and T. Yamamoto. Numerical and experimental analysis of nanosecond pulse dielectric barrier discharge-induced nonthermal plasma for pollution control. *IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRY APPLICATIONS*, 44(5) :1410–1417, SEP-OCT 2008.
- [133] G.M. Janssen. *Design of a General Plasma Simulation Model, Fundamental Aspects and Applications*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 2000.
- [134] O. Arp, D. Block, and A. Piel. Structure and trapping of three-dimensional dust clouds in a capacitively coupled rf-discharge. In Boufendi, L and Mikikian, M and Shukla, PK, editor, *New Vistas in Dusty Plasmas*, volume 799 of *AIP CONFERENCE PROCEEDINGS*, pages 20–28, 2005.
- [135] J.H. Moon, J.G. Han, and Y.J. Kim. Performance of an atmospheric plasma torch with various inlet angles. *SURFACE & COATINGS TECHNOLOGY*, 193(1-3) :94–100, APR 1 2005.
- [136] T. Saad. *Microwave Engineer's Handbook*. Artech House, 1971.
- [137] M.C. Garcia, A. Rodero, A. Sola, and A. Gamero. Spectroscopic study of a stationary surface-wave sustained argon plasma column at atmospheric pressure. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 55(11) :1733–1745, NOV 1 2000.
- [138] H. Akatsuka. Excited level populations and excitation kinetics of nonequilibrium ionizing argon discharge plasma of atmospheric pressure. *PHYSICS OF PLASMAS*, 16(4) :043502, APR 2009.
- [139] E. Castanos-Martinez and M. Moisan. Absorption spectroscopy measurements of resonant and metastable atom densities in atmospheric-pressure discharges using a low-pressure lamp as a spectral-line source and comparison with a collisional-radiative model. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 65(3) :199–209, 2010.
- [140] 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.
- [141] B.A. Cruden, M.V.V.S. Rao, S.P. Sharma, and M. Meyyappan. Neutral gas temperature estimates in an inductively coupled CF<sub>4</sub> plasma by fitting diatomic emission spectra. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 91(11) :8955–8964, JUN 1 2002.

- [142] <http://www.specair-radiation.net/>.
- [143] C.O. Laux, T.G. Spence, C.H. Kruger, and R.N. Zare. Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas. *PLASMA SOURCES SCIENCE & TECHNOLOGY*, 12(2) :125–138, MAY 2003.
- [144] C.O. Laux. *Optical diagnostics and radiative and radiative emission of air plasmas*. PhD thesis, Stanford University, August 1993.
- [145] R. P. Cardoso, T. Belmonte, P. Keravec, F. Kosior, and G. Henrion. Influence of impurities on the temperature of an atmospheric helium plasma in microwave resonant cavity. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 40(5) :1394–1400, MAR 7 2007.
- [146] H.R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. Academic Press, 1979.
- [147] H.R. Griem. *Principles of plasma spectroscopy*. Cambridge University Press, 2005.
- [148] P. Kepple and H.R. Griem.
- [149] C Stehle, D Gilles, and AV Demura. Asymmetry of Stark profiles - The microfield point of view. *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL D*, 12(2) :355–367, NOV 2000.
- [150] M.A. Gigosos and V. Cardenoso. New plasma diagnosis tables of hydrogen Stark broadening including ion dynamics. *JOURNAL OF PHYSICS B-ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS*, 29(20) :4795–4838, OCT 28 1996.
- [151] M.A. Gigosos, M.A. Gonzalez, and V. Cardenoso. Computer simulated balmer-alpha, -beta and -gamma stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics. *SPECTROCHIMICA ACTA PART B-ATOMIC SPECTROSCOPY*, 58(8) :1489–1504, AUG 2003.
- [152] N Konjevic. Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines; Present status and applications. *PHYSICS REPORTS-REVIEW SECTION OF PHYSICS LETTERS*, 316(6) :339–401, AUG 1999.
- [153] H.R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. New York : McGraw-Hill book Company., 1964.
- [154] C. Boisse-Laporte. *Étude du transfert d'énergie d'une onde à un plasma. Application aux décharges basse pression créées par onde de surface*. PhD thesis, Université de Paris-Sud, Mars 1989.
- [155] S.R. Garcia. *Estudio y caracterizacion de un plasma de microondas a presion atmosferica para su aplicacion en la destruccion de residuos*. PhD thesis, Universidad de Córdoba, June 2010.
- [156] X. Li, D. Chen, Y. Wu, and R. Dai. A comparison of the effects of different mixture plasma properties on arc motion. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 40(22) :6982–6988, NOV 2007.

- [157] M. Jimenez-Diaz. *Modelling of microwave induced plasmas : the interplay between electromagnetism, plasma chemistry and transport*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, June 2011.
- [158] G. Gousset. Modeling of microwave reactors : microwave and kinetics in gas flow approaches. *JOURNAL DE PHYSIQUE IV*, 8(P7) :21–32, OCT 1998.
- [159] J. Torres, O. Carabano, M. Fernandez, S. Rubio, R. Álvarez, A. Rodero, C. Lao, M.C. Quintero, A. Gamero, and A. Sola. The stark-crossing method for the simultaneous determination of the electron temperature and density in plasmas. *Journal of Physics : Conference Series*, 44(1) :70, 2006.
- [160] M.J. van den Donker. *Modelling microwave plasmas for deposition purposes : exploring the freedom in space and chemistry*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 2008.
- [161] R.E. Collin. *Foundations for microwave engineering*. New York : Wiley, 2001.
- [162] <http://www.pardiso-project.org/>.
- [163] J.P. Berenger. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICS*, 127(2) :363–379, SEP 1996.
- [164] Chapman S. and T.G. Cowling. *The mathematical theory of non-uniform gases*. Cambridge Univ. Press, 1960.
- [165] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, and R.B. Bird. *Molecular theory of gases and liquids*. John Wiley, 1964.
- [166] L.L. Alves. équations hydrodynamiques de transport pour un fluide à multi-composantes. *Rapport Interne*, Fev 2011.
- [167] R.B. Bird, W.E. Steward, and E.N. Lightfoot. *Transport phenomena*. John Wiley, 1960.
- [168] L.L. Alves and C.M. Ferreira. Electron kinetics in weakly ionized helium under dc and hf applied electric-fields. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 24(4) :581–592, APR 1991.
- [169] 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.
- [170] D.B. Graves. Fluid model simulations of a 13.56-MHz rf discharge : time and space dependence of rates of electron-impact excitation. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 62(1) :88–94, JUL 1 1987.
- [171] J. Gregorio. *Étude de micro-plasmas créés par microondes à pression atmosphérique*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI et Universidade técnica de Lisboa, Décembre 2010.

- [172] G Vlad, G Le Palec, and P Bournot. Model of a glow discharge in a turbulent gas flow. *REVUE GENERALE DE THERMIQUE*, 37(6) :500–513, JUN 1998.
- [173] M.A Heald and C.B. Wharton. *Plasma diagnostics with microwave*. New York : Wiley, 1965.
- [174] A.M. Pointu. Décharge électrique. *Technique de l'ingénieur*.
- [175] D. Sullivan, S.H. Zaidi, S.O. Macheret, Y. Ju, and R.B. Miles. Microwave techniques for the combustion enhancement of laminar flames. *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, page 3713, Jul 2004.
- [176] A.M. Pointu, J. Perrin, and J. Jolly. Plasmas froids de décharge. applications et diagnostic. *Technique de l'ingénieur*.
- [177] P.A. Durbin and B.A. Petterson-Reif. *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flow*. John Wiley sond, 2011.
- [178] K. Gadonna, O. Leroy, T. Silva, P. Leprince, C. Boisse-Laporte, and L.L. Alves. Hydrodynamic study of a microwave plasma torch. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 58 :24008, OCT 2011.
- [179] Yu. Ralchenko, R.K. Janev, T. Kato, D.V. Fursa, I. Bray, and F.J. de Heer. Electron-impact excitation and ionization cross sections for ground state and excited helium atoms. *ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES*, 94(4) :603–622, JUL 2008.

# Annexe 1 : Temps caractéristiques de stabilisation

Cette annexe présente le problème du temps de stabilisation du plasma créé par la TIA. Dans la gamme de fonctionnement de notre TIA (partie 2.2.1 du chapitre 2), deux séries de mesures effectuées dans les mêmes conditions (débit d'hélium et puissance micro-ondes) ne donnent pas le même résultat, en particulier sur  $n_e$ , si on n'attend pas un certain temps. Il apparaît alors le problème du temps d'adaptation du système aux modifications des paramètres. On remarque deux types de temps caractéristiques du plasma pour que la densité électronique se stabilise : un temps caractéristique de désorption de l'eau sur la paroi et un temps caractéristique relatif aux effets thermiques, phénomènes néanmoins corrélés.

## A Désorption de l'eau sur la paroi

Dans cette partie on fixe les conditions de mesure (débit, puissance et position) et on regarde l'évolution au cours du temps. On fait des acquisitions toutes les dix minutes et on mesure les différentes densités électroniques. On observe en superposant tous les spectres que l'intensité maximale de la raie  $H_\beta$  diminue fortement avant de se stabiliser comme on le voit sur la figure 52.

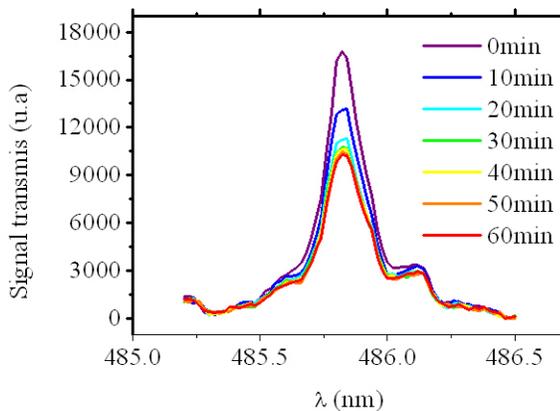


FIGURE 52 – Évolution temporelle de l'intensité de la raie  $H_\beta$

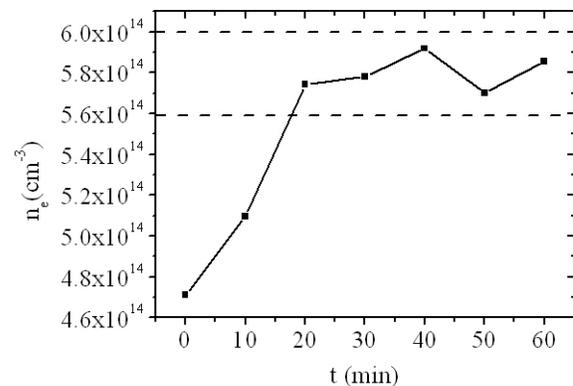


FIGURE 53 – Évolution temporelle de  $n_e$  due à la désorption de l'eau

$H_\beta$  existe de par la présence d'eau dans l'air. Cette eau se fixe sur le tube de quartz entourant

le plasma. Juste après la création du plasma, celui-ci va chauffer le tube et l'eau présente sur le tube va alors se désorber. Au bout d'un certain temps la quasi-totalité de l'eau présente sur les parois est désorbée et l'intensité de la raie  $H_\beta$  est due seulement à l'eau présente dans l'air. Lorsque l'on observe la figure 53 la variation de la densité électronique en fonction du temps juste après la création du plasma, on observe que celle-ci croît et se stabilise au bout de 20 minutes environ. Sur cette figure on a représenté en tiret les valeurs supérieures et inférieures de l'incertitude sur  $n_e$ . Une fois ne stabilisée, les différentes mesures nous donnent un ordre de grandeur de l'erreur commise sur  $n_e$  due à la répétition des mesures, elle est d'environ 10% seulement.

## B Effets thermiques

On cherche à trouver l'influence d'un changement de puissance sur la valeur de  $n_e$ . Pour cela on attend plus de 30 minutes après la création du plasma afin de s'abstraire de la désorption discutée précédemment. On change alors la puissance à  $t = 0$  min (on la fait passer de 500 W à 700 W) et on prend des mesures très rapprochées de  $n_e$ . On observe sur la figure 54 une violente croissance de  $n_e$  avant de se stabiliser après environ 2 minutes. C'est le temps de réponse du plasma à un changement de puissance. Après stabilisation on a de la même façon que précédemment une erreur d'environ 10%.

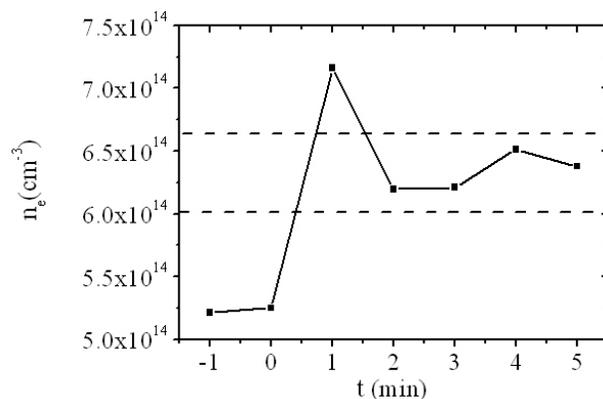


FIGURE 54 – Évolution temporelle de  $n_e$  après avoir modifié la puissance

## Annexe 2 : Développement des équations hydrodynamiques

La fonction  $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$  est développée en série via l'introduction d'une perturbation  $\zeta$  dans l'équation de Boltzmann (voir équation 1.2 du chapitre 1), de manière à ce que la fréquence de collision puisse être changée sans affecter le nombre relatif de collisions d'un même type [165]. L'expression de  $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$  s'écrit alors :

$$f_i = f_i^{[0]} + \zeta f_i^{[1]} + \zeta^2 f_i^{[2]} + \dots \quad (4)$$

Si on introduit cette série dans l'équation de Boltzmann et si on regroupe les termes de même dépendance en  $\zeta$ , on obtient un ensemble d'équations pour les fonctions  $f_i^{[0]}, f_i^{[1]}, f_i^{[2]}, \dots$

L'équation pour  $f_i^{[1]}$  peut s'écrire en terme d'une fonction de perturbation  $\phi_i$ , définie par :

$$f_i^{[1]}(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_i^{[0]}(\vec{r}, \vec{v}, t) \phi_i(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (5)$$

et est seulement dépendante des quantités  $\rho_i, \vec{v}_0, T$  et de leurs dérivées spatiales. Elle peut aussi prendre la forme :

$$\phi_i = - \left( \vec{A}_i \cdot \vec{\nabla}_r (\ln(T)) \right) - B_i : \vec{\nabla}_r \vec{v}_0 - n \sum_j \left( \vec{C}_i^{(j)} \cdot \vec{d}_j \right). \quad (6)$$

Dans l'équation 6,  $A_i, B_i$  et  $C_i^{(j)}$  sont fonctions de la composition, de la vitesse et de la température locale du fluide.

### C Traitement des équations du flux pour l'espèce i

Nous négligeons le terme :

1. de diffusion thermique, dans l'équation 3.33
2. du gradient de pression, dans l'équation 3.30
3. des forces externes, dans l'équation 3.30 pour les espèces neutres
4. des forces externes autres que la force électromagnétique, dans l'équation 3.30 pour les espèces chargées

Les équations 3.30 et 3.33 deviennent :

$$\sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{n_i n_j}{N^2 \varphi_{ij}} (\vec{V}_j - \vec{V}_i) \approx \vec{d}_i \quad i = 1, \dots, \nu - 1 \quad (7)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \left( \frac{n_j}{N} \right) \quad \text{pour les neutres} \quad (8)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \left( \frac{n_j}{N} \right) - \frac{n_j m_j}{p \rho} \left( \frac{\rho \vec{X}_j}{m_j} - \sum_{k=1}^{\nu} n_k \vec{X}_k \right) \quad \text{pour les ions} \quad (9)$$

On note :

$$\alpha_i \equiv \frac{n_i}{N} \quad (10)$$

$$\Gamma_i \equiv n_i \vec{V}_i \quad (11)$$

et les équations 7, 8 et 9 deviennent :

$$\sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{1}{N^2 \varphi_{ij}} (\alpha_i \vec{\Gamma}_j - \alpha_j \vec{\Gamma}_i) \approx \vec{d}_i \quad i = 1, \dots, \nu - 1 \quad (12)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i \quad \text{pour les neutres} \quad (13)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i - \frac{\alpha_i N}{p} \left( q_i - \frac{m_i}{M} \sum_{k=1}^{\nu} \alpha_k q_k \right) \vec{E} \quad \text{pour les ions} \quad (14)$$

Pour résoudre ce système, on exprime, avec 3.34 :

$$\vec{\Gamma}_\nu = -\frac{1}{m_\nu} \sum_{k=1}^{\nu-1} m_k \vec{\Gamma}_k \quad (15)$$

On a alors,

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{1}{N^2 \varphi_{ij}} (\alpha_i \vec{\Gamma}_j - \alpha_j \vec{\Gamma}_i) + \frac{1}{N^2 \varphi_{i\nu}} (\alpha_i \vec{\Gamma}_\nu - \alpha_\nu \vec{\Gamma}_i) \\ &= \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{1}{N^2 \varphi_{ij}} (\alpha_i \vec{\Gamma}_j - \alpha_j \vec{\Gamma}_i) + \frac{1}{N^2 \varphi_{i\nu}} \left( -\frac{\alpha_i}{m_\nu} \sum_{j=1}^{\nu-1} m_j \vec{\Gamma}_j - \alpha_\nu \vec{\Gamma}_i \right) \\ &= \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{1}{N^2 \varphi_{ij}} (\alpha_i \vec{\Gamma}_j - \alpha_j \vec{\Gamma}_i) - \frac{1}{N^2 \varphi_{i\nu}} \left( \frac{\alpha_i}{m_\nu} \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu-1} m_j \vec{\Gamma}_j + \frac{\alpha_i}{m_\nu} m_i \vec{\Gamma}_i + \alpha_\nu \vec{\Gamma}_i \right) \\ &= \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu-1} \left( \frac{\alpha_i}{N^2 \varphi_{ij}} - \frac{\alpha_i}{N^2 \varphi_{i\nu}} \frac{m_j}{m_\nu} \right) \vec{\Gamma}_j - \left( \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{\alpha_j}{N^2 \varphi_{ij}} + \frac{\alpha_i}{N^2 \varphi_{i\nu}} \frac{m_j}{m_\nu} \right) \vec{\Gamma}_i \end{aligned}$$

$i=1, \dots, \nu - 1$

ou sous une forme compacte

$$\sum_{j=1}^{\nu} C_{ij} \vec{\Gamma}_j = \vec{d}_i \quad i = 1, \dots, \nu \quad (16)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i \quad \text{pour les neutres} \quad (17)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i - \frac{\alpha_i N}{p} \left( q_i - \frac{m_i}{\bar{M}} \sum_{k=1}^{\nu} \alpha_k q_k \right) \vec{E} \quad \text{pour les ions} \quad (18)$$

avec

$$C_{ij} = \frac{\alpha_i}{\wp_{ij} N} - \frac{\alpha_i}{\wp_{i\nu} N} \frac{m_j}{m_{\nu}} \quad j \neq i \quad (19a)$$

$$C_{ii} = - \left( \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{\alpha_j}{\wp_{ij} N} + \frac{\alpha_i}{\wp_{i\nu} N} \frac{m_i}{m_{\nu}} \right) \quad (19b)$$

Nous supposons que toutes les espèces  $i$  (neutres et ioniques) qui composent le fluide sont minoritaires, par rapport à l'espèce  $\nu$ , correspondant au niveau fondamental du gaz neutre.

Dans ces conditions,  $\alpha_i \ll 1$  (avec  $\alpha_{\nu} \approx 1$ ) et

$$C_{ij} = 0 \quad j \neq i \quad (20a)$$

$$C_{ii} = - \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{\alpha_j}{\wp_{ij} N} \quad (20b)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i \quad \text{pour les neutres} \quad (21)$$

$$\vec{d}_j \approx \vec{\nabla} \alpha_i - q_i \frac{\alpha_i N}{p} \vec{E} \quad \text{pour les ions} \quad (22)$$

et  $m_i \sim \bar{M}$

ce qui permet, avec  $q_i = 0$ , pour  $i$  neutre, d'écrire la solution de l'équation 16 comme

$$\vec{\Gamma}_i \approx - (D_i N) \vec{\nabla} \alpha_i + q_i (\mu_i N) \alpha_i \vec{E} \quad i = 1, \dots, \nu - 1 \quad (23)$$

avec le coefficient de diffusion et la mobilité pour l'espèce  $i$  définis par :

$$\frac{1}{D_i N} \equiv \sum_{j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{\alpha_j}{\wp_{ij} N} \quad (24a)$$

$$\mu_i N \equiv \frac{D_i N}{p/N} \equiv \frac{D_i N}{k_B T} \quad (24b)$$

L'équation 23 correspond à la loi de Fick pour la diffusion

## D Traitement du flux de chaleur

Le flux d'énergie thermique pour un mélange gazeux s'écrit [165] :

$$\vec{q} = -\lambda' \vec{\nabla} T + \sum_i n_i H_i \vec{V}_i - N k_B T \sum_i \frac{1}{\rho_i} D_i^T \vec{d}_i \quad (25)$$

En utilisant l'équation 3.30 :

$$\begin{aligned}
& -Nk_B T \sum_i \frac{1}{\rho_i} D_i^T \vec{d}_i \\
&= \frac{k_B T}{N} \sum_{i,j} \frac{n_j D_i^T}{m_i \varphi_{ij}} \left( \vec{V}_i - \vec{V}_j \right) - \frac{k_B}{N} \sum \frac{n_i n_j}{\varphi_{ij}} \left[ \frac{D_i^T}{n_i m_i} \frac{D_j^T}{n_j m_j} - \left( \frac{D_i^T}{n_i m_i} \right)^2 \right] \vec{\nabla} T \\
&= \frac{k_B T}{N} \sum_{ij} \frac{n_j D_i^T}{m_i \varphi_{ij} (\vec{V}_i - \vec{V}_j)} \tag{26} \\
& - \frac{k_B}{N} \left[ \sum_{ij} \frac{1}{2} \frac{n_i n_j}{p} \frac{2D_i^T D_j^T}{n_i m_i n_j m_j} - \sum_{ij} \frac{1}{2} \frac{n_i n_j}{\varphi_{ij}} \left( \frac{D_i^T}{n_i m_i} \right)^2 - \sum_{j,i} \frac{1}{2} \frac{n_j n_i}{\varphi_{ji}} \left( \frac{D_j^T}{n_j m_j} \right)^2 \right] \vec{\nabla} T \\
&= \frac{k_B T}{N} \sum_{i,j} \frac{n_j D_i^T}{m_i \varphi_{ij}} \left( \vec{V}_i - \vec{V}_j \right) + \frac{k_B}{2N} \sum_{i,j} \frac{n_i n_j}{\varphi_{ij}} \left[ D_i^T n_i m_i - \frac{D_j^T}{n_j m_j} \right]^2 \vec{\nabla} T
\end{aligned}$$

En remplaçant l'équation 26 dans l'équation 25, on obtient :

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T + \sum_i n_i H_i \vec{V}_i + \frac{k_B}{N} \sum_{i,j=1, \dots, n}^{\nu} \frac{n_j D_i^T}{m_i \varphi_{ij}} \left( \vec{V}_i - \vec{V}_j \right) \tag{27}$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique du fluide donnée par :

$$\lambda = \lambda' - \frac{k_B}{2N} \sum_{i,j=1, j \neq i}^{\nu} \frac{n_i n_j}{\varphi_{ij}} \left[ \frac{D_i^T}{n_i m_i} - \frac{D_j^T}{n_j m_j} \right]^2 \tag{28}$$

Cette avant dernière expression nous donne les mécanismes de transport d'énergie :

1. le transport dû au gradient de température (Loi de Fourier) ;
2. le transport dû au flux des molécules  $\sum_i n_i \vec{V}_i$  par rapport à la vitesse du centre de masse ;
3. la diffusion thermique due à l'effet Dufour, provoquée par la différence de gradients de concentration.

$H_i$  est l'enthalpie de chaque espèce  $i$ , donnée par (dans la cas d'un gaz parfait) :

$$H_i \equiv U_i + k_B T \equiv \epsilon_{qi} + m_i \left( C_{Vi} + \frac{k_B}{m_i} \right) T \equiv \epsilon_{qi} + m_i C_{pi} T \tag{29}$$

On définit alors l'enthalpie totale du fluide comme

$$H \equiv \frac{1}{N} \sum_i n_i H_i \equiv U + k_B T \tag{30}$$

## E Traitement de l'équation du bilan l'énergie du fluide

L'équation 3.41 peut s'écrire sous une forme différente, en utilisant l'équation de conservation de la masse (équation 3.47) :

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial(\frac{\rho U}{M}) + \frac{1}{2}v_0^2}{\partial t} + \left(\frac{U}{M} + \frac{1}{2}v_0^2\right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho \vec{v}_0) \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{H}{M} + \frac{1}{2}v_0^2\right) + \left(\frac{H}{M} + \frac{1}{2}v_0^2\right) \cdot \vec{\nabla} (\rho \vec{v}_0) \\ & = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \vec{\nabla} \cdot \left(\overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \vec{v}_0\right) + \sum_i n_i \left(\vec{v}_0 + \vec{V}_i\right) \cdot \vec{X}_i + \frac{\partial(N\epsilon)}{\partial t} \end{aligned} \quad (31)$$

soit

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial(\frac{\rho U}{M}) + \frac{1}{2}v_0^2}{\partial t} + (\rho \vec{v}_0) \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{U}{M} + \frac{1}{2}v_0^2\right) \\ & -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0) - \vec{\nabla} \cdot \left(\overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \vec{v}_0\right) + \sum_i n_i \left(\vec{v}_0 + \vec{V}_i\right) \cdot \vec{X}_i + \frac{\partial(N\epsilon)}{\partial t} \end{aligned} \quad (32)$$

et, avec l'équation 3.47 :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2}\rho v_0^2 \vec{v}_0\right) &= \rho \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2}v_0^2\right) + \left(\frac{1}{2}v_0^2\right) \left[\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0)\right] \\ &= \rho \vec{v}_0 \cdot \frac{1}{2} \vec{\nabla} (v_0 \cdot v_0) - \left(\frac{1}{2}v_0^2\right) \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ &= \rho \vec{v}_0 \cdot \left[\vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\nabla} \vec{v}_0\right)\right] - \left(\frac{1}{2}v_0^2\right) \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (33)$$

Par ailleurs, si on multiplie l'équation de Navier-Stokes (équation 3.48) par  $\vec{v}_0$ , on obtient :

$$\rho \vec{v}_0 \cdot \frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \left[\rho \vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\nabla} \vec{v}_0\right)\right] = -\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} p - \vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\nabla} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\pi}\right) + \vec{v}_0 \cdot \sum_i n_i \vec{X}_i \quad (34)$$

et donc en utilisant les équations 33 et 34 :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2}\rho v_0^2 \vec{v}_0\right) &= -\rho \frac{1}{2} \frac{\partial v_0^2}{\partial t} - \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} p - \vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\nabla} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\pi}\right) + \vec{v}_0 \cdot \sum_i n_i \vec{X}_i - \left(\frac{1}{2}v_0^2\right) \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ &= -\frac{\left(\frac{1}{2}\rho v_0^2\right)}{\partial t} - \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} p - \vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\nabla} \cdot \overset{\leftrightarrow}{\pi}\right) + \vec{v}_0 \cdot \sum_i n_i \vec{X}_i \end{aligned} \quad (35)$$

L'équation 35 peut se remplacer dans l'équation 3.41 pour obtenir l'équation du bilan d'enthalpie du fluide :

$$\frac{\partial(\rho \frac{U}{M})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \frac{H}{M} \vec{v}_0\right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} p - \overset{\leftrightarrow}{\pi} \cdot \left(\vec{\nabla} \vec{v}_0\right) + \sum_i n_i \vec{V}_i \cdot \vec{X}_i + \frac{\partial(N\epsilon)}{\partial t} \quad (36)$$

Traisons davantage les termes dans le membre de gauche de l'équation 36. Pour la dérivée temporelle nous avons

$$\frac{\partial \left[\rho \left(\frac{U}{M}\right)\right]}{\partial t} = \frac{U}{M} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \left(\frac{U}{M}\right)}{\partial t} \quad (37)$$

et pour le terme enthalpique (voir l'équation 3.25)

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \frac{H}{M} \vec{v}_0\right) &= \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \vec{v}_0 \frac{U}{M}\right) + \vec{\nabla} \cdot (p \vec{v}_0) \\ &= (\rho \vec{v}_0) \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{U}{M}\right) + \frac{U}{M} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0) + \vec{\nabla} \cdot (p \vec{v}_0) \\ &= (\rho \vec{v}_0) \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{U}{M}\right) + \frac{U}{M} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (p \vec{v}_0) \end{aligned} \quad (38)$$

où nous avons utilisé l'équation de conservation de la masse 3.47.

Les équations 37 et 38 peuvent se remplacer dans l'équation 36 pour obtenir l'équation du bilan d'énergie interne du fluide :

$$\rho \frac{\partial (U/\overline{M})}{\partial t} + (\rho \vec{v}_0) \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{U}{\overline{M}} \right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 - \vec{\pi} \cdot (\vec{\nabla} \vec{v}_0) + \sum_i n_i \vec{V}_i \cdot \vec{X}_i + \frac{\partial (N\epsilon)}{\partial t} \quad (39)$$

Cette dernière équation peut finalement s'écrire en fonction de la température du fluide (voir l'équation 3.47) :

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial (U/\overline{M})}{\partial t} + (\rho \vec{v}_0) \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{U}{\overline{M}} \right) \\ &= \frac{\partial (U/\overline{M})}{\partial t} - \frac{U}{\overline{M}} \partial \rho \partial t - \frac{U}{\overline{M}} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0) \\ &= \frac{\partial (U/\overline{M})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_0 \frac{U}{\overline{M}}) \end{aligned} \quad (40)$$

et puisque (voir l'équation 3.25) :

$$\frac{U}{\overline{M}} = \frac{1}{\rho} \sum_i n_i U_i \quad (41)$$

nous pouvons écrire (voir les équations 3.25, 3.26 et 3.27) :

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial (U/\overline{M})}{\partial t} + (\rho \vec{v}_0) \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{U}{\overline{M}} \right) \\ &= \frac{\partial (\sum_i n_i U_i)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\sum_i n_i U_i \vec{v}_0) \\ &= \sum_i U_i \frac{\partial n_i}{\partial t} + \sum_i n_i \frac{\partial U_i}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + \sum_i U_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_0) + \sum_i n_i \vec{v}_0 \cdot \left( \frac{\partial U_i}{\partial T} \vec{\nabla} T \right) \\ &= -\sum_i U_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{V}_i) + \sum_i U_i S_i + (\sum_i n_i m_i C_{Vi}) \frac{\partial T}{\partial t} + (\sum_i n_i m_i C_{Vi}) \vec{v}_0 \cdot (\vec{\nabla} T) \\ &= -\sum_i U_i \left[ \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{V}_i) - S_i \right] + \rho C_V \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot (\vec{\nabla} T) \right] \end{aligned} \quad (42)$$

L'équation de bilan pour la température du fluide devient alors, en utilisant l'équation 42 dans l'équation 39 :

$$\begin{aligned} & \rho C_V \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot (\vec{\nabla} T) \right] = \\ & -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 - \sum_i n_i \vec{V}_i \cdot \vec{X}_i + \sum_i U_i \left[ \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{V}_i) - S_i \right] + \frac{\delta (N\epsilon)}{\delta t} \end{aligned} \quad (43)$$

## F Traitement du terme de collision

Le terme collisionnel  $\frac{\delta (N\epsilon)}{\delta t}$  représente la puissance nette, par unité de volume, gagnée par le fluide suite à des collisions avec d'autres espèces non-constituantes du fluide.

Par exemple, dans le cas d'un plasma, dont les électrons ne sont pas considérés comme une espèce appartenant au fluide, nous pouvons écrire

$$\frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t} \equiv \sum_i \left( n_e \theta_{el,i}^e + n_e \theta_{inel,i}^e + n_e \theta'_{inel,i}^e \right) \quad (44)$$

où nous avons distingué la puissance transférée au gaz par les électrons due à :

- des collisions élastiques,  $n_e \theta_{el,i}^e$  ;
- des collisions inélastiques à deux corps, sans disparition d'électrons (excitations et désexcitations, y compris ionisations),  $n_e \theta_{inel,i}^e$  ;
- collisions inélastiques multi-corps et/ou avec disparitions d'électrons (recombinaisons, attachements) ,  $n_e \theta'_{inel,i}^e$ .

Souvent, le terme élastique s'écrit comme

$$\begin{aligned} n_e \theta_{el,i}^e &\approx \sum_i \frac{2m_e}{m_i} n_e \left[ \nu_{c,i} \epsilon_{th,e} + k_B T \int_0^\infty u^{3/2} \nu_{c,i} \frac{\partial f_e}{\partial u} du \right] \\ &\approx \sum_i \frac{2m_e}{m_i} n_e \nu_{c,i} \left[ \frac{3}{2} k_B T_e - \frac{3}{2} k_B T \int_0^\infty f_e u^{1/2} du \right] \\ &\approx \sum_i \frac{3m_e}{m_i} n_e \nu_{c,i} k_B (T_e - T) \end{aligned} \quad (45)$$

où  $m_e$  et  $T_e$  sont la masse et la température des électrons, respectivement ;  $f_e(u)$  est la fonction de distribution en énergie des électrons (avec  $u$  leur énergie cinétique) ;  $\epsilon_{th,e}$  est l'énergie thermique des électrons ; et  $\nu_{c,i}$  est la fréquence de collision (élastique) des électrons avec l'espèce  $i$ .

La densité de puissance transférée au gaz, due à une collision électronique d'excitation / désexcitation d'une espèce  $i$  (avec une énergie d'excitation quantique  $\epsilon_{qi}$ ) vers une espèce  $j$  (avec un énergie d'excitation quantique  $\epsilon_{qj}$ ) s'exprime comme  $n_e n_i K_{ij} (\epsilon_{qj} - \epsilon_{qi})$ , où  $K_{ij}$  est la constante de cette réaction.

Pour toutes les collisions inélastiques entre les électrons et le gaz nous avons donc

$$n_e \theta_{inel,i}^e = n_e \sum_i \sum_j n_e n_i K_{ij} (\epsilon_{qj} - \epsilon_{qi}) \quad (46)$$

Nous pouvons aussi traiter le terme de perte de puissance thermique, dû à sa conversion en énergie d'excitation quantique du fluide, suite à la création de chaque espèce  $i$

$$\sum_i S_i \epsilon_{qi} \equiv \sum_i S_i^e \epsilon_{qi} + \sum_i S_i'^e \epsilon_{qi} + \sum_i S_i^h \epsilon_{qi} + \sum_i S_i^{rad} \epsilon_{qi} \quad (47)$$

où nous avons considéré séparément les taux nets de création de l'espèce  $i$  dûs à : collisions électroniques (à deux corps) d'excitation et de désexcitation (y compris d'ionisation),  $S_i^e$  ; d'autres collisions électroniques (aussi multi-corps),  $S_i'^e$  ; la cinétique des particules lourdes (neutres et ioniques),  $S_i^h$  ; des transitions radiatives,  $S_i^{rad}$ .

Le taux  $S_i^e$  s'écrit comme

$$S_i^e = n_e \sum_j n_j K_{ji} - n_e n_i \sum_j K_{ij} \quad (48)$$

et donc

$$\sum_i S_i^e \epsilon_{qi} = n_e \sum_i \sum_j n_j K_{ji} \epsilon_{qi} - n_e \sum_i \sum_j n_i K_{ij} \epsilon_{qi} = n_e \sum_i \sum_j n_i K_{ij} (\epsilon_{qj} - \epsilon_{qi}) \quad (49)$$

Pour des espèces  $i - nr$  non-radiatives, le taux  $S_{i-nr}^{rad}$  s'écrit comme

$$S_{i-nr}^{rad} = \sum_{j-r > i-nr} A_{jr, i-nr}^{eff} n_{j-r} \quad (50)$$

où  $A_{j,i}^{eff}$  représente la probabilité de transition effective (i.e., tenant compte de l'emprisonnement de la radiation) de l'espèce  $j$  vers l'espèce  $i$ , tandis que pour des espèces  $i - r$  radiatives (supposées créées/détruites que par des collisions électroniques et par rayonnement), le taux  $S_{i-r}^{rad}$  s'écrit comme

$$S_{i-r}^{rad} = \sum_{j-r > i-r} A_{jr, i-r}^{eff} n_{j-r} - n_{i-r} \sum_{i-r > j} A_{ir, j}^{eff} \equiv -S_{i-r}^e \quad (51)$$

et donc

$$\begin{aligned} \sum_i S_i^{rad} \epsilon_{qi} &\equiv \sum_{i-nr} S_{i-nr}^{rad} \epsilon_{qi-nr} + \sum_{i-r} S_{i-r}^{rad} \epsilon_{qi-r} \\ &= \sum_{i-nr} \sum_{j-r > i-nr} A_{jr, i-nr}^{eff} n_{j-r} \epsilon_{qi-nr} \\ &\quad + \sum_{i-r} \left[ \sum_{j-r > i-r} A_{jr, i-r}^{eff} n_{j-r} - n_{i-r} \sum_{i-r > j} A_{ir, j}^{eff} \right] \epsilon_{qi-r} \\ &= \sum_{i-nr} \sum_{j-r > i-nr} A_{jr, i-nr}^{eff} n_{j-r} \epsilon_{qi-nr} + \sum_{i-r} \left[ \sum_{j-r > i-r} A_{jr, i-r}^{eff} n_{j-r} \right. \\ &\quad \left. - n_{i-r} \sum_{i-r > j-r} A_{ir, j-r}^{eff} \epsilon_{qi-r} - \sum_{i-r > j-nr} \sum_{i-r > j-nr} A_{ir, j-nr}^{eff} \epsilon_{qi-r} \right] \\ &= \sum_{i-nr} \sum_{j-r > i-nr} A_{jr, i-nr}^{eff} n_{j-r} (\epsilon_{qi-nr} - \epsilon_{qj-r}) \\ &\quad + \sum_{i-r} \sum_{j-r > i-r} A_{jr, i-r}^{eff} n_{j-r} (\epsilon_{qi-r} - \epsilon_{qj-r}) \\ &= \sum_i \sum_{j-r > i} A_{jr, i}^{eff} n_{j-r} (\epsilon_{qi} - \epsilon_{qj-r}) < 0 \end{aligned} \quad (52)$$

Ce terme énergétique global est naturellement négatif, car il est associé à la désexcitation d'espèces à potentiel quantique plus élevé vers d'autres à potentiel quantique moins élevé, et il correspond donc au flux de perte de puissance dû au rayonnement

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{rad} \equiv - \sum_i S_i^{rad} \epsilon_{qi} > 0 \quad (53)$$

Finalement, nous pouvons combiner le terme collisionnel (équations 44 et 45) et le terme de perte d'énergie potentiel (équation 47) [avec les expressions des équations 49 et 52] pour écrire :

$$\frac{\delta(N\epsilon)}{\delta t} - \sum_i S_i \epsilon_{qi} = \sum_i \frac{3m_e}{m_i} n_e \nu_{c,i} k_B (T_e - T) + n_e \theta'_{inel,i} + \sum_i (S_i'^e + S_i^h) \epsilon_{qi} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{rad} \quad (54)$$



## Annexe 3 : Modèle Collisionnel Radiatif de l'Hélium

Hors équilibre thermodynamique local, nous avons vus que la loi de Saha- Boltzmann n'était plus valable. Pour déterminer les différentes densités et remonter aux caractéristiques du plasma, il faut résoudre les équations de conservation des atomes sur les niveaux excités en tenant compte des mécanismes de collisions entre particules et de rayonnement qui donnent lieu à la création et à la perte des espèces. De plus les échelles de temps caractéristiques de ces phénomènes peuvent être différents. Les modèles collisionnels-radiatifs permettent de distinguer les processus élémentaires les plus importants et d'estimer les quantités physiques majeures du plasma comme la population de chacun des niveaux et les réactions de création et de perte des espèces principales mises en jeu [90, 89]. Les processus élémentaires sont les ionisations, les excitations, les collisions, les recombinaisons et la diffusion ambipolaire.

Un modèle collisionnel-radiatif est en cours de développement pour décrire le comportement d'un plasma micro-onde d'hélium (2,45 GHz), de géométrie cylindrique ( $R = 1$  mm de rayon) à la pression atmosphérique. Le modèle couple les équations bilan pour les particules chargées (électrons, ions  $He^+$  et  $He_2^+$ ), les états excités  $He(n \leq 6)$  et les excimères  $He_2^*$  à l'équation de Boltzmann stationnaire et homogène pour les électrons [90, 89]. Cette dernière adopte l'approximation à deux termes et est résolue en utilisant un jeu cohérent de sections efficaces pour les excitations directes et l'ionisation directe (ajustée pour assurer une bonne prédiction des paramètres de transport et du premier coefficient de Townsend) et en incluant les collisions inélastiques et superélastiques par étapes avec les états He ( $2^1S$ ,  $2^3S$ ,  $2^3P$ ) et les collisions électron-électron. Ce travail est issu d'une collaboration entre l'Instituto Superior Técnico de Lisbonne (L.L. Alves) et l'Institut Jean Lamour (T. Belmonte).

Le modèle a été résolu, par M. Santos, à une température du gaz de 1000 K (densité du gaz  $n_g = 7 \times 10^{18} cm^{-3}$ ) pour des densités électroniques  $n_e$  allant de  $10^{12}$  à  $5 \times 10^{14} cm^{-3}$ . Les résultats ont montré que :

1. les électrons et  $He_2^+$  sont principalement produits par ionisation associative et perdus par recombinaison dissociative et par diffusion (dépendante de  $n_e$ );
2.  $He_2^*$  est produit et perdu par les collisions à trois corps avec  $He(2^3P)$  et est aussi perdu par dissociation électronique (pour  $n_e$  faible);
3.  $He(2^3S)$  et  $He(2^3P)$  sont principalement produits et perdus par collisions électroniques et par transitions radiatives.

TABLE 1 – Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium

Réaction	T. Belmonte [90]	L.L. Alves [89]	Données adoptées	Commentaires
<b>1. Excitation / Désexcitation</b>				
$\text{He}(n^{1,3}S) + e \leftrightarrow \text{He}(n^{1,3}L') + e$ ( $n=1,2$ ; $n'=2-4$ ; $L'=S, P, D, F$ )	f(E/N)	f(E/N)	[90]	Dans [90] certaines constantes de réactions sont modifiées pour améliorer l'ensemble de données. Les sections efficaces superélastiques proviennent des sections efficaces inélastiques correspondantes en utilisant la relation Klein-Rosseland.
$\text{He}(2^{1,3}P) + e \leftrightarrow \text{He}(n^{1,3}L') + e$ ( $n'=3-7$ ; $L'=S, D$ )	f(E/N)	f(E/N)	[89, 179]	
$\text{He}(n^{1,3}S) + e \leftrightarrow \text{He}(n^{1,3}L') + e$ ( $n=1,2$ ; $n'=5-7$ ; $L'=S, P, D, F-1$ )	f(E/N)	f(E/N)	[89, 179]	
$\text{He}(n^{1,3}S) + e \leftrightarrow \text{He}(n^{1,3}L') + e$ ( $n=3-6$ ; $n'=4-7$ ; $L, L'=S, P, D, F-1, L=L' \pm 1$ )	f(E/N)	f(E/N)	[89, 179]	
<b>2. Ionisation</b>				
<b>2.1 Ionisation par collisions électroniques</b>				
$\text{He}(1^1S) + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	f(E/N)	f(E/N)	[89]	[90] néglige les états $n > 4$
$\text{He}(2^{1,3}S) + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	f(E/N)	f(E/N)	[90]	
$\text{He}(n^{1,3}L) + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	f(E/N)	f(E/N)	[89, 179]	
<b>2.2 Réactions Penning (entre métastables et 2P_1,3) (expressions en <math>\text{cm}^3 \text{s}^{-1}</math>)</b>				
$\text{He}(2) + \text{He}(2) \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e$	$2.9 \times 10^{-9} T_g^{-0.5}$	$2.9 \times 10^{-9} \frac{T_g^{-0.5}}{300}$	$2.9 \times 10^{-9} \frac{T_g^{-0.5}}{300}$	
$\text{He}(2) + \text{He}(2) \rightarrow \text{He}_2^+ + e$	2450 K	300 K		
<b>2.3 Ionisation associative</b>				
<b>3. Réactions de changement de l (expressions en <math>\text{cm}^3 \text{s}^{-1}</math>)</b>				
$\text{He}(n, 1, s) + \text{He}(1^1S)$		$\kappa_i^j = 7.76 \times 10^{10} \left( \frac{V_i - V_j}{k_B T_g / e} \right)^{-0.29} \frac{1}{g_i}$		[89]
$\xrightarrow{K_i^j} \text{He}(n, l', s) + \text{He}(1^1S)$	[89]	$\kappa_i^j = 7.76 \times 10^{10} \frac{V_i - V_j}{k_B T_g / e}^{-0.29} \frac{1}{g_i}$		
$\xleftarrow{K_j^i} \text{He}(n, 1, s) + \text{He}(1^1S)$		$\times \frac{\exp(0.5_j (V_i - V_j) / (k_B T_g / e))}{g_i}$		
$K_j^i \text{He}(n, l', s) + \text{He}(1^1S)$				

TABLE 2 – Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium (suite)

Réaction	T. Belmonte [90]	L.L. Alves [89]	Données adoptées	Commentaires
4. Recombinaison				
$\text{He}_2^+ + e \rightarrow \text{He}(2^3S) + \text{He}(1^1S)$	Négligé	$5.0 \times 10^{-9} \left(\frac{T_g}{T_e}\right)$	Négligé	[90] néglige ce processus car les dépendances en $T_g$ donnent un taux de réaction pour $T_g > 2450K$
$\text{He}_2^+ + e + \text{He} \rightarrow \begin{cases} \text{He}(2^1P) + \text{He} + \text{He} \\ \text{He}(2^3P) + \text{He} + \text{He} \\ \text{He}(2^3S) + \text{He} + \text{He} \end{cases}$	Négligé	Négligé	Négligé	Pour [90] la dépendance en $T_g$ pour ce coefficient de réaction n'est pas valide à haute $T_g$
$\text{He}^+ + e + e \rightarrow \begin{cases} \text{He}(2^1P) + e \\ \text{He}(2^3P) + e \\ \text{He}(2^1S) + e \\ \text{He}(2^3S) + e \end{cases}$	$1.1 \times 10^{-14} \left(\frac{T_g^{2.3}}{T_e^{4.5}}\right)$	Négligé	Négligé	[90] considère que la recombinaison électronique de $\text{He}_2^+$ crée exclusivement $\text{He}(2S)$
$\text{He}_2^+ + e + e \rightarrow \begin{cases} \text{He}_2^* + e \\ \text{He}(2^3S) + \text{He} + e \end{cases}$	$1.1 \times 10^{-14} \left(\frac{T_g^{2.3}}{T_e^{4.5}}\right)$	Négligé	Négligé	D'après [90] ce mécanisme est important à pression réduite et pour les post-décharges des plasmas à <i>patm</i>
5. Production/ Destruction d'excimères				
$\text{He}^+ + \text{He} + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$1.4 \times 10^{31} \left(\frac{T_g}{300}\right)^{-0.6}$	$1.4 \times 10^{31} \left(\frac{T_g}{300}\right)^{-0.6}$	[90, 89]	
$\text{He}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + \text{He}$	$\frac{1.4 \times 10^{-6}}{T_g^{0.67}} \exp\left(-\frac{28100}{T_g}\right)$	Négligé	[90]	
$\text{He}(2^3P) + \text{He} + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$1.6 \times 10^{-32}$	Négligé	[90]	
$\text{He}_2^* + \text{He} \rightarrow \text{He}(2^3P) + \text{He} + \text{He}$	$3.6 \times 10^{-14}$	Négligé	[90]	
$\text{He}(2^3S) + \text{He} + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$1.5 \times 10^{-34}$	Négligé	[90]	
$\text{He}_2^* + e \rightarrow \text{He} + \text{He} + e$	$4.0 \times 10^{-9}$	Négligé	[90]	
6. Rayonnement				
$\text{He}(n,l,s) \xrightarrow{A_{ji}^j} \text{He}(n',l \pm 1, s) + h\nu$	$A_i^j = 4.333 \times 10^7 (V_j - V_i)^2 \frac{g_i}{g_j} f_{ji}$ $\Lambda_{ji} = \Lambda_{dji} \exp\left(-\frac{\Lambda_{cdji}^2}{\Lambda_{c_ji}^2}\right)$	$A_i^j = 4.333 \times 10^7 (V_j - V_i)^2 \frac{g_i}{g_j} f_{ji}$ $\Lambda_{ji} = \Lambda_{dji} \exp\left(-\frac{\Lambda_{cdji}^2}{\Lambda_{c_ji}^2}\right)$	[90, 89]	Comme [90], le plasma est supposé optiquement mince pour les transitions résonantes des plasmas à <i>patm</i>

TABLE 3 – Résumé des mécanismes considérés dans le MCR de l'hélium (suite)

Réaction	T. Belmonte [90]	L.L. Alves [89]	Données adoptées	Commentaires
<b>7. Paramètres de transport</b>				
<b>7.1 Coefficient de diffusion</b>				
Espèces				
He	$1.12 \times 10^1 \frac{T_g^{1.705}}{P}$	Non considéré	Non considéré	
He*	$9.0 \left( \frac{T_g^{1.3}}{P} \right)$	$8.922 \times 10^{-2} \frac{T_g^{1.5}}{P}$	[89]	Non considéré
He <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.91 (à 2450 K)	Non considéré	[90]	
He <sub>2</sub> *	Négligé	Non considéré	Négligé	
e	f(E/N)	f(E/N)	f(E/N)	
He <sup>+</sup>	1.18 (à 2450 K)	Calculé à partir de la mobilité, en utilisant la relation d'Einstein	[90]	
<b>7.1 Mobilité</b>				
Espèce				
He <sup>+</sup>	$(2.96 \times 10^{-3} \sqrt{T_g} + 3.11 \times 10^{-2})^{-1}$	$(2.96 \times 10^{-3} \sqrt{T_g} + 3.11 \times 10^{-2})^{-1}$	[90, 89]	
He <sub>2</sub> <sup>+</sup>	9.04	Non considéré	[90]	
e		f(E/N)	f(E/N)	



# Résumé de la thèse

Parmi les torches à plasma microonde, la torche à injection axiale (TIA) est utilisée depuis de nombreuses années pour créer des espèces chimiquement actives dans des applications comme l'analyse de gaz, les traitements de surface et les traitements d'effluents gazeux. Notre étude porte sur l'étude du transfert thermique par le plasma créé par cette torche à pression atmosphérique, qui trouve son intérêt notamment dans le chauffage de l'hélium pour la montée en altitude d'un ballon dirigeable. La TIA permet de coupler de l'énergie microonde (2.45 GHz) à un gaz injecté axialement à la sortie d'une buse. La TIA donne lieu à un plasma hors équilibre thermodynamique formé d'un dard de forte luminosité, avec une densité maximale de particules chargées à la sortie de la buse. Notre étude porte sur l'expérience et la modélisation de cette torche pour comprendre la répartition du champ électromagnétique, l'écoulement du système gaz/plasma et le transfert de chaleur du plasma au gaz.

Des mesures par spectroscopie optique d'émission dans l'argon et l'hélium ont permis de trouver les températures du gaz (1500 K vs 3000 K) en fonction des conditions expérimentales (débit, puissance). Elles ont été estimées en ajustant les spectres ro-vibrationnels de  $N_2$  obtenus à ceux issus du logiciel SPECAIR. La mesure de la densité électronique (de l'ordre de quelques  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) a été réalisée dans un plasma d'hélium par élargissement Stark de la raie  $H_\beta$ . Ces mesures ont un double objectif : obtenir des données d'entrée au modèle et valider ses résultats. La modélisation se partage en deux modules réalisés avec le logiciel COMSOL Multiphysics : (i) un module électromagnétique 3D qui résout les équations de Maxwell, (ii) un module hydrodynamique 2D qui résout les équations de Navier-Stokes pour le système gaz/plasma en prenant en compte les ions. Un module plasma, en cours de développement, résoudra les équations fluides pour les électrons et les ions du plasma. Cette modélisation réussit à prédire des températures similaires à celles obtenues expérimentalement et a permis de montrer l'influence du plasma sur l'écoulement et la température du gaz ainsi que l'efficacité du transfert de chaleur du plasma au gaz.

Mots-clés : torche à plasma, plasma hors équilibre, micro-ondes, pression atmosphérique, transfert thermique, écoulement, modélisation, spectroscopie optique.

## Abstract

Among the microwave plasma torches, the axial injection torch (TIA) has been used for several years to create chemically active species, in applications such as gas analysis, surface processing and gaseous waste treatments. Our study concerns the study of heat transfer from the plasma created by the torch at atmospheric pressure, which finds its interest in particular in the heating of helium in a dirigible balloon to achieve its rise in altitude. The TIA allows the coupling of microwave energy (2.45 GHz) with a gas injected axially at the nozzle's exit. The TIA produces a non equilibrium plasma with a high luminosity and a maximum density of charged particles at the nozzle's exit. Our study involves both experiment and modeling of this torch in order to understand the distribution of the electromagnetic field, the flow of gas / plasma system and the plasma-to-gas heat transfer.

Measurements by optical emission spectroscopy in argon and helium allowed to determine the gas temperature (1500 K vs 3000 K) based on experimental conditions (flow, power). They were estimated by fitting the ro-vibrational spectra obtained from air, using the SPECAIR software. The measurement of electron density (of about a few  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) was performed in a helium plasma by Stark broadening of the  $H_\beta$ . Experiments have a double objective : to obtain input data for the model and to validate its results. The modelling uses two modules of the COMSOL Multiphysics software (i) a 3D electromagnetic module, which solves Maxwell's equations, (ii) a 2D hydrodynamic module, which solves the Navier-Stokes equations for the gas / plasma system taking into account the ions. A plasma module, in development, which solves the fluid equations for electrons and ions from plasma. This modelling succeeded in predicting temperatures similar to those obtained experimentally and showed the influence of plasma upon flow and the gas temperature and the efficiency of heat transfer from the plasma to the gas.

Key words : plasma torch, non-equilibrium plasmas, microwave, atmospheric pressure, thermal transfer, flow modeling, optical spectroscopy.